

# Visualisierung der Stromverteilung in Josephsonkontakten mit 0- und $\pi$ -Facetten

DISSERTATION

Zur Erlangung des Grades eines Doktors  
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

CHRISTIAN GÜRLICH

aus Memmingen

2010

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Mai 2010  
Dekan: Prof. Dr. Wolfgang Knapp  
1. Berichterstatter: Prof. Dr. Reinhold Kleiner  
2. Berichterstatter: Prof. Dr. Dieter Kölle

## Kurzfassung

Mit der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) ist es möglich die Transporteigenschaften von Festkörpern bei tiefen Temperaturen lokal zu untersuchen. Insbesondere ist es möglich die Suprastromdichte  $j_s$  in Josephsonkontakten abzubilden. Dies konnte durch den Vergleich von TTREM-Bildern mit berechneten Werten für  $j_s$  gezeigt werden. In der vorliegenden Arbeit wurden mittels TTREM  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}/\text{Nb}$ -Rampenkontakte (NCCO/Nb) und Josephsonkontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht  $\text{Nb}/\text{Al-Al}_2\text{O}_3/\text{NiCu}/\text{Nb}$  (SIFS-Kontakte) untersucht.

Im Rahmen dieser Arbeit gelang durch die Abbildung von  $j_s$  in NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakten der direkte Nachweis des Vorzeichenwechsels des Suprastroms aufgrund der  $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie des Ordnungsparameters in NCCO. Dies war zuvor lange Zeit kontrovers diskutiert worden.

Bei SIFS-Kontakten kann durch geeignete Wahl der Zwischenschichtdicke die Phasendifferenz der Wellenfunktion im Grundzustand in den supraleitenden Elektroden 0 oder  $\pi$  betragen. Durch unterschiedliche Zwischenschichtdicken in einem Kontakt lassen sich damit  $0-\pi$ -Kontakte in neuartigen Geometrien herstellen. Mit dem TTREM wurde die Suprastromverteilung von  $0-$ ,  $\pi-$ ,  $0-\pi-$ ,  $0-\pi-0-$ ,  $0/2-\pi-0/2-$ ,  $20\times(0-\pi)$ -Kontakten, sowie quadratischen und runden Kontakten bei denen der  $0-\pi$ -Übergang topologisch geschlossen ist und annularen Kontakten mit zwei  $0-\pi$ -Diskontinuitäten abgebildet. Es konnte gezeigt werden, dass die Kontakte eine gute Qualität und eine bisher unerreichte Stromdichte der  $\pi$ -gekoppelten Bereiche von  $j_c^\pi \approx 42 \text{ A}/\text{cm}^2$  aufweisen. Durch Vergleich mit Simulationen wurden erste Hinweise für die Abbildung eines Semifluxeons an der  $0-\pi$ -Grenzfläche eines linearen Kontakts gefunden.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>I Grundlagen</b>	<b>7</b>
<b>1 Grundlagen der Supraleitung</b>	<b>8</b>
1.1 Supraleitung . . . . .	8
1.2 Existenz einer Energielücke . . . . .	10
1.3 Symmetrie des Ordnungsparameters . . . . .	11
<b>2 Josephson-Tunnelkontakte</b>	<b>14</b>
2.1 Der Josephson-Effekt . . . . .	14
2.2 RCSJ-Modell . . . . .	17
2.3 Kurze Josephsonkontakte im Magnetfeld . . . . .	21
2.4 Lange Josephsonkontakte im Magnetfeld . . . . .	25
<b>3 <math>\pi</math>-gekoppelte Josephson-Tunnelkontakte</b>	<b>31</b>
3.1 Proximityeffekt . . . . .	31
3.1.1 Supraleiter-Normalleiter-Grenzfläche . . . . .	31
3.1.2 Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche . . . . .	33
3.2 $\pi$ -Kontakte . . . . .	35
3.3 $0-\pi$ -Kontakte . . . . .	36
3.4 Josephsonkontakte mit $0-\pi$ -Facetten . . . . .	45
<b>II Proben und experimenteller Aufbau</b>	<b>47</b>
<b>4 Probenherstellung und Geometrie</b>	<b>48</b>

4.1	Nb/Al-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Cu/NiCu/Nb-Kontakte . . . . .	48
4.1.1	Herstellungsprozess . . . . .	48
4.1.2	Geometrien . . . . .	49
4.2	Nd <sub>2-x</sub> Ce <sub>x</sub> CuO <sub>4-y</sub> /Nb-Rampenkontakte . . . . .	52
4.2.1	Herstellungsprozess . . . . .	52
4.2.2	Geometrien . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Messaufbau für Transportmessungen</b>	<b>56</b>
5.1	Aufbau für SIFS-Kontakte . . . . .	56
5.2	Aufbau für NCCO/Nb-Rampenkontakte . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM)</b>	<b>59</b>
6.1	Der Heliumkryostat . . . . .	60
6.1.1	Magnetische Abschirmung . . . . .	61
6.1.2	Probenhalter und thermische Ankopplung . . . . .	62
6.1.3	Filter . . . . .	63
6.2	Bildaufnahme mittels Lock-In-Technik . . . . .	63
6.3	Weitere Änderungen am Messaufbau . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Signalentstehung im TTREM</b>	<b>67</b>
7.1	Grundlagen der Signalentstehung . . . . .	67
7.2	Abbildung von Josephsonströmen in SIFS-Kontakten . . . . .	69
<b>III</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>77</b>
<b>8</b>	<b>Abbildung von Josephsonströmen in NCCO/Nb-Rampenkontakten</b>	<b>78</b>
8.1	Messungen im Badkryostaten . . . . .	79
8.2	Referenzkontakte . . . . .	81
8.3	NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakte im TTREM . . . . .	84
8.4	Vergleich mit Messungen an YBCO/Nb-Rampenkontakten	87
8.5	Zusammenfassung . . . . .	89
<b>9</b>	<b>Abbildung von Josephsonströmen in SIFS-Kontakten</b>	<b>90</b>
9.1	Temperaturabhängigkeit von 0-, $\pi$ - und 0- $\pi$ -SIFS Kontakten	91
9.2	0- und $\pi$ -Referenzkontakte . . . . .	95
9.3	Lineare 0- $\pi$ -, 0- $\pi$ -0- und 0/2- $\pi$ -0/2-SIFS-Josephsonkontakte	101
9.3.1	0- $\pi$ -Josephsonkontakte . . . . .	102

9.3.2	0- $\pi$ -0-Josephsonkontakte . . . . .	109
9.3.3	0/2- $\pi$ -0/2-Josephsonkontakte . . . . .	113
9.3.4	Messungen in verschiedenen Temperaturbereichen . . . . .	115
9.4	Multi-0- $\pi$ -Kontakte . . . . .	119
9.4.1	Grundlegendes zu $\varphi$ -Kontakten . . . . .	119
9.4.2	Experimente mit $20 \times$ 0- $\pi$ -Kontakten . . . . .	121
9.5	Quadratische und runde 0- $\pi$ -Kontakte . . . . .	132
9.5.1	Quadratische 0- $\pi$ -Josephsonkontakte . . . . .	132
9.5.2	Runde 0- $\pi$ -Josephsonkontakte . . . . .	137
9.6	Abbildung von Defekten in SIFS-Kontakten . . . . .	141
9.7	Annulare 0- $\pi$ -Injektorkontakte . . . . .	144
9.8	SIFS-Kontakte mit starkem Ferromagneten . . . . .	148
9.9	Zusammenfassung und Vergleich mit Kuprat/Nb- Rampenkontakten . . . . .	152
<b>Ausblick</b>		<b>154</b>
<b>A Probenübersicht</b>		<b>156</b>
<b>B Signaloptimierung im TTREM</b>		<b>162</b>
B.1	Abbildungsparameter anhand eines Beispiels . . . . .	162
B.2	Optimierung der Abbildungsparameter . . . . .	165
B.3	Optimierung der Auflösung . . . . .	167
B.4	Idle-Region . . . . .	167
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>170</b>



# Einleitung

Im Jahre 1962 sagte Brian D. Josephson voraus, dass es zwischen zwei nur wenige Nanometer voneinander getrennten Supraleitern zu einem Tunneln von gepaarten Elektronen kommen kann [Jos62]. Dies ist insbesondere auch dann möglich, wenn keine Potentialdifferenz zwischen den Supraleitern besteht. Experimentell wurde dieser nach Josephson benannte Effekt erstmals von Anderson und Rowell 1963 beobachtet [AR63]. Die dünne Barriere zwischen den beiden Supraleitern wurde dabei durch das natürliche Oxid der beiden supraleitenden Materialien gebildet. Seit dieser Entdeckung wurde der Josephson-Effekt intensiv untersucht und es hat sich ein breites Anwendungsspektrum entwickelt. So werden supraleitende Tunnelkontakte beispielsweise als schnelle digitale Schaltelemente, als Mikrowellenmischer, als Spannungsstabilisatoren, als supraleitende Quanteninterferometer (SQUIDs) oder als Josephson-Spannungsnormale eingesetzt. Ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet ist die Tunnelspektroskopie. Damit lassen sich wichtige Materialparameter, wie die elektronische Zustandsdichte oder die Stärke der Elektron-Phonon-Wechselwirkung in Supraleitern experimentell bestimmen [BK04].

In den letzten Jahren ist es gelungen, so genannte  $\pi$ -Josephsonkontakte herzustellen [BKS77; KAL<sup>+</sup>02; ROR<sup>+</sup>01; LTR<sup>+</sup>02; Har95; WTK06; BSH<sup>+</sup>06]. Haben die bisher betrachteten Standardkontakte (0-Kontakte) eine Strom-Phasen-Beziehung  $I = I_c \sin \mu$  mit einem kritischen Strom  $I_c > 0$  und einer Phase  $\mu = 0$  im Grundzustand, so ist die Phase der  $\pi$ -Kontakte um  $\pi$  verschoben, und es ergibt sich  $I = I_c \sin \mu$  mit  $I_c < 0$ . Kombiniert man diese beiden Kontakte, so bilden sie einen so genannten 0- $\pi$ -Kontakt. Ist solch ein 0- $\pi$ -Kontakt lang genug, kann sich an der Schnittstelle zwischen 0- und  $\pi$ -Bereich ein Vor-

tex (magnetisches Flussquant  $\Phi_0 = h/2e \approx 2.07 \cdot 10^{-15}$  Wb) ausbilden [HAS<sup>+</sup>03; KTR<sup>+</sup>96; KTM99; TK00a; SMT<sup>+</sup>02], welcher einen magnetischen Fluss  $\Phi_0/2$  trägt und daher Semifluxon genannt wird [BKSL78; XJHMT95; GKK02]. Diese Kontakte bieten weitreichende Möglichkeiten für neuartige Anwendungen in klassischen digitalen Schaltkreisen [TB98; UK03; OMV<sup>+</sup>06] bis hin zu Quanten-Bits (Qubits) [IGFB99; OLL<sup>+</sup>02; YTTM05; YTM06; CW08] in der Quanteninformati-  
onsverarbeitung.

Die Eigenschaften eines supraleitenden Tunnelkontakts werden im wesentlichen durch die Tunnelbarriere und den daran angrenzenden Bereich (auf der Längenskala der Kohärenzlänge) in den beiden supraleitenden Elektroden bestimmt. Um Informationen über die Transporteigenschaften eines Josephsonkontakts zu erhalten, wird gewöhnlich eine Strom-Spannungs-Kennlinie gemessen und deren Ableitung betrachtet. Die so gewonnenen Informationen stellen aber meist einen räumlichen Mittelwert über die gesamte Tunnelbarriere dar. Eine Aussage über die lokalen Transporteigenschaften läßt sich auf diese Weise im Allgemeinen nicht treffen. Insbesondere bei  $0-\pi$ -Kontakten wäre es aber z.B. interessant, lokale Informationen über die Suprastromdichte  $j_s$  zu erhalten.

Die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) bietet nunmehr seit über 25 Jahren die einzigartige Möglichkeit, verschiedene Eigenschaften von Festkörpern bei tiefen Temperaturen (insbesondere Supraleitern) lokal zu untersuchen [GK94; Dod97]. Durch die lokale Bestimmung der Transporteigenschaften wurden mit dem TTREM physikalisch äußerst interessante Phänomene untersucht [Hue84; CH80]. Als Beispiele sollen hier die Abbildung von Defekten in Einkristallen mittels Phononentomographie [MHHH85; KHH87; HKH89b; HKH89a; HHK90], der anisotropen Phononenausbreitung in Einkristallen [EHS82; MH88; KHKH89], von Quasiteilchen- und Josephson-Stromdichten [ESH82; ESH83; GK85; BGKH85; BGKH87; MBGH87b; MBGH88; MBGH87a; GDH<sup>+</sup>91], von Abrikosov-Flusswirbeln in SQUIDs [KKG<sup>+</sup>99; KGS<sup>+</sup>00; SKKK01; DSKD04; DRB<sup>+</sup>06], von magnetischen Flussquanten und mikrowelleninduzierten Zuständen in Josephsonkontakten [BGKH85; BGKH87; MBGH87b; MBGH88; MBGH87a; GDH<sup>+</sup>91; KDQ<sup>+</sup>91; DQM<sup>+</sup>91; DHK<sup>+</sup>92; DHH<sup>+</sup>93; MDHU91; LDH<sup>+</sup>93; UDH<sup>+</sup>92; UCM93; QSD<sup>+</sup>93; COM<sup>+</sup>02; CUM<sup>+</sup>04], oder von Hotspots in supraleitenden Mikrobrücken [ESH81; DKK<sup>+</sup>07] genannt werden.

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei unterschiedliche physikalische Systeme untersucht.  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}/\text{Nb}$ -ZickZack-Rampenkontakte stellen Hybride aus dem  $c$ -Achsen orientierten Kuprat-Supraleiter  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  (NCCO) ( $d$ -Welle) und einem Nb-Dünnsfilm ( $s$ -Welle) dar [SAB<sup>+</sup>02; ADS<sup>+</sup>05]. In einer ZickZack-Geometrie verlaufen die einzelnen Facetten entlang der  $a$ - und  $b$ -Achse des Kuprat-Dünnsfilms. Durch eine Vielzahl von Experimenten [WHL<sup>+</sup>93; TKC<sup>+</sup>94; Har95; KTS<sup>+</sup>95] hat sich in den letzten Jahren die Erkenntnis durchgesetzt, dass in Kuprat-Supraleitern eine  $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie des Ordnungsparameters vorliegt [TK00a]. Durch diese Symmetrie kommt es zu einer Phasendifferenz von  $\pi$  in orthogonal zueinander liegenden Richtungen des  $k$ -Raums. Die NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakte ermöglichen also den direkten Nachweis der Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters durch Visualisierung der um eine Phase  $\pi$  verschobenen kritischen Ströme in benachbarten Facetten.

Josephsonkontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht (SIFS-Kontakte) können durch eine geeignete Wahl der Zwischenschichtdicke so hergestellt werden, dass die Phasendifferenz der Wellenfunktion im Grundzustand in den supraleitenden Elektroden 0 oder  $\pi$  beträgt. Während es sich im ersten Fall um einen 0-Kontakt handelt, entspricht der zweite Fall einem  $\pi$ -Kontakt, bei welchem der kritische Strom über die Barriere ein negatives Vorzeichen hat. Durch Stufen in der ferromagnetischen Zwischenschicht lassen sich 0- $\pi$ -Kontakte in verschiedenen Geometrien realisieren. An den Übergangsstellen können sich Semifluxonen bilden. Durch das Einbringen mehrerer 0- $\pi$ -Übergänge in einen Kontakt können sich dort mehrere Semifluxonen befinden. Da die Semifluxonen ortsgebunden sind und sich nur durch die Polarität des magnetischen Flusses unterscheiden, können diese Kontakte als Modellsystem für Vortex-Moleküle [MP03; MFDM03] bis hin zum Vortex-Kristall dienen.

Diese Arbeit widmet sich der Abbildung von Stromverteilungen in verschiedenen Geometrien und ist wie folgt gegliedert:

In Teil I werden die theoretischen Grundlagen für die Untersuchung von Josephsonkontakten vorgestellt. Kapitel 1 fasst einige grundlegende Eigenschaften von Supraleitern zusammen. In Kapitel 2 werden die Eigenschaften von Josephson-Tunnelkontakten erörtert. Kapitel 3 widmet sich den Eigenschaften von  $\pi$ -gekoppelten Josephson-Tunnelkontakten.

Zunächst wird der Mechanismus der  $\pi$ -Kopplung erläutert (Abschnitt 3.1), danach richtet sich der Fokus auf  $\pi$ - und  $0\text{-}\pi$ -Kontakte (Abschnitt 3.2 und 3.3). Bei  $0\text{-}\pi$ -Kontakten wird dabei besonders das Auftreten von Semifluxonen behandelt. Abschnitt 3.4 widmet sich den Besonderheiten von Josephsonkontakten mit  $0\text{-}\pi$ -Facetten.

In Teil II wird eine Übersicht über die untersuchten Proben und den experimentellen Aufbau gegeben. In Kapitel 4 werden die einzelnen Schritte der Herstellungsprozesse von SIFS- und NCCO/Nb-Kontakten beschrieben. Daneben wird eine Übersicht über die verschiedenen Geometrien der Kontakte gegeben. Kapitel 5 widmet sich den verschiedenen Messaufbauten für die Transportmessungen an SIFS- und NCCO/Nb-Kontakten. In Kapitel 6 wird der Aufbau des TTREMs vorgestellt. Das besondere Augenmerk liegt dabei auf dem Heliumkryostaten (Abschn. 6.1) und den Änderungen, die an den einzelnen Komponenten vorgenommen wurden (Abschn. 6.3). In Abschnitt 6.2 wird die Aufnahme der Spannungsbilder mittels Lock-In-Technik erläutert. In Kapitel 7 wird die Signalentstehung im TTREM besprochen.

In Teil III werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert. In Kapitel 8 werden zunächst Experimente an NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakten vorgestellt. Hierbei werden neben integralen Transportmessungen (Abschnitt 8.1), Messungen an Referenzkontakten (Abschnitt 8.2) und dann an NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakten (Abschnitt 8.3) präsentiert. In Abschnitt 8.4 wird ein Vergleich zu früheren Messungen [Dön06; Str03] an YBCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakten gezogen. In Kapitel 9 werden Messungen an SIFS-Kontakten vorgestellt. In Abschnitt 9.1 wird zunächst die Temperaturabhängigkeit von  $0\text{-}$ ,  $\pi\text{-}$  und  $0\text{-}\pi\text{-}$ SIFS-Kontakten untersucht. Danach werden Messungen an  $0\text{-}$  und  $\pi\text{-}$ Referenzkontakten gezeigt (Abschnitt 9.2). In Abschnitt 9.3 werden Messungen an linearen  $0\text{-}\pi\text{-}$ ,  $0\text{-}\pi\text{-}0\text{-}$  und  $0/2\text{-}\pi\text{-}0/2\text{-}$ Kontakten diskutiert. Ziel der Betrachtung ist es dabei, herauszufinden, ob es mit dem TTREM möglich ist, Semifluxonen an den  $0\text{-}\pi\text{-}$ Übergängen abzubilden. In Abschnitt 9.4 verschiebt sich der Fokus hin zu  $0\text{-}\pi\text{-}$ Kontakten mit vielen Facetten. Bei den Experimenten an diesen Kontakten ist eine starke Winkelabhängigkeit vom Magnetfeld aufgefallen, welche intensiv untersucht wurde. In Abschnitt 9.5 richtet sich das Interesse auf quadratische und runde  $0\text{-}\pi\text{-}$ Kontakte. Bei diesen Kontakten ist die  $0\text{-}\pi\text{-}$ Barriere topologisch geschlossen. Der anschließende Abschnitt 9.6 wid-



---

met sich der Möglichkeit, verschiedene Defekte mit dem TTREM lokal abbilden zu können. In Abschnitt 9.7 werden Messungen an annularen  $0-\pi$ -Kontakten untersucht. Hier steht die Frage im Vordergrund, ob es gelingt, in einem topologisch geschlossenen System zwei Semifluxonen abzubilden. Im letzten Abschnitt 9.8 wird die Möglichkeit diskutiert, Domänen in SIFS-Kontakten mit starkem Ferromagneten abzubilden. In Absch. 9.9 werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Vergleich zu Kuprat/Nb-Rampenkontakten gezogen.

Es folgt ein Ausblick. In Anhang A wird eine Übersicht über SIFS-Proben gegeben. In Anhang B sind einige Beispiele für die Signaloptimierung im TTREM gezeigt.



Teil I

Grundlagen

# Kapitel 1

## Grundlagen der Supraleitung

### 1.1 Supraleitung

1911 wurde von Heike Kamerlingh-Onnes [Onn11] mit dem Verschwinden des elektrischen Widerstands unterhalb einer materialspezifischen kritischen Temperatur  $T_c$ , eine der bemerkenswerten Eigenschaften von Supraleitern entdeckt.

1933 konnten W. Meißner und R. Ochsenfeld nachweisen, dass die Supraleitung einen neuen thermodynamisch stabilen Zustand darstellt. Sie konnten zeigen, dass supraleitende Materialien unterhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  Magnetfelder komplett aus ihrem Inneren verdrängen, sich also wie ideale Diamagnete verhalten [MO33]. Im Gegensatz zu idealen Leitern spielt es bei Supraleitern keine Rolle, ob das Feld vor oder nach dem Abkühlen unter die kritische Temperatur  $T_c$  angelegt wird.

1950 veröffentlichten V.L. Ginzburg und L.D. Landau ihre phänomenologische Theorie der Supraleitung [GL50]. Sie beschrieben den Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand als einen Phasenübergang zweiter Art. V.L. Ginzburg führte den *supraleitenden Ordnungsparameter*  $\Psi$  ( $= 0$  für  $T > T_c$  und  $> 0$  für  $T < T_c$ ) ein und leitete einen Ausdruck für zwei charakteristische Längenskalen in Supraleitern her, die *Kohärenzlänge*  $\xi_{GL}$  und die *magnetische Eindringtiefe*  $\lambda_L$ . Die *Kohärenzlänge*  $\xi_{GL}$  ist eine wichtige charakteristische Größe der

Ginzburg-Landau-Theorie. Durch sie wird die Längenskala definiert, auf der sich die Dichte der Cooper-Paare (s.u.) bzw. die makroskopische Wellenfunktion  $\Psi$  ändern kann. Nahe  $T_c$  gilt folgende Temperaturabhängigkeit:

$$\xi_{GL}(T) = \frac{\xi_{GL}(0)}{\sqrt{1 - T/T_c}}. \quad (1.1)$$

Bringt man einen Supraleiter in ein schwaches äußeres Magnetfeld  $H$ , so kann dieses auf einer Längenskala  $\lambda_L$  in den Supraleiter eindringen.  $\lambda_L$  wird als *Londonsche Eindringtiefe* bezeichnet und ist nahe  $T_c$ :

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - T/T_c}}. \quad (1.2)$$

Sowohl die Kohärenzlänge  $\xi_{GL}$ , als auch die Londonsche Eindringtiefe  $\lambda_L$  divergieren für  $T \rightarrow T_c$ . Die Ginzburg-Landau-Theorie unterscheidet zwischen Typ I- und Typ II-Supraleitern. Typ I-Supraleiter verdrängen bis zu einem kritischen Wert  $H_c$  den magnetischen Fluss vollständig aus ihrem Inneren (Meißner-Phase). Bei Überschreiten von  $H_c$  bricht die Supraleitung schlagartig zusammen. Typ II-Supraleiter zeigen ebenfalls bis zu einem kritischen Feld  $H_{c1}$  eine Meißner-Phase. Wird das Feld über  $H_{c1}$  hinweg erhöht, so dringen magnetische Flussquanten in den Supraleiter ein. Diese Flussquanten zeichnen sich durch einen normaleitenden Kern aus. Überlappen sich diese normaleitenden Kerne bei einem höheren Feld  $H_{c2}$ , so kommt es auch bei Typ II-Supraleitern zu einem Verschwinden der Supraleitung. Typ I- und Typ II-Supraleiter lassen sich über das Verhältnis von Kohärenzlänge und Londonscher Eindringtiefe unterscheiden:

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi_{GL}}. \quad (1.3)$$

$\kappa$  wird als Ginzburg-Landau-Parameter bezeichnet und ist temperaturunabhängig. Für  $\kappa < 1/\sqrt{2}$  liegt ein Typ I-Supraleiter vor, für  $\kappa > 1/\sqrt{2}$  handelt es sich um einen Typ II-Supraleiter.

1957 konnten John Bardeen, Leon N. Cooper und John R. Schrieffer [BCS57] mit ihrer mikroskopischen Theorie der Supraleitung (BCS-Theorie) zeigen, dass die Leitungselektronen unterhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  durch Wechselwirkung mit den Phononen des Festkörpergitters sogenannte Cooper-Paare bilden. Die Gesamtheit der Cooper-Paare läßt sich durch eine makroskopische Wellenfunktion beschreiben:

$$\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})|e^{i\varphi(\vec{r})} \quad (1.4)$$

$|\Psi(\vec{r})|^2 = n_s$  entspricht dabei der lokalen Dichte der supraleitenden Ladungsträger, den Cooper-Paaren.  $\varphi$  beschreibt die makroskopische Phase. Experimentell läßt sich diese makroskopische Phase des supraleitenden Kondensats durch die Quantisierung des magnetischen Flusses in einem supraleitenden Ring beobachten [BK04]. Der magnetische Fluss kann dabei nicht beliebig in den Supraleiter eindringen, sondern nur in Form einzelner Flussquanten, die den magnetischen Fluss  $\Phi_0 = h/2e \approx 2.07 \cdot 10^{-15}$  Wb tragen.  $h$  ist dabei das Plancksche Wirkungsquantum und  $e$  die Elementarladung. Diese Beobachtung zeigt ganz klar, dass die supraleitenden Ladungsträger in Form von Paaren ( $2e$ ) auftreten.

## 1.2 Existenz einer Energielücke

In einem Supraleiter existieren in der supraleitenden Phase für  $T > 0$  neben den Cooper-Paaren auch immer einige ungepaarte Ladungsträger. Diese ungepaarten Ladungsträger werden als Quasiteilchen bezeichnet. Um ein Quasiteilchen durch Anregung eines Cooper-Paares bei der Fermi-Energie zu erhalten, ist eine Energie von mindestens  $2\Delta$  nötig. Die Quasiteilchen sind durch eine Energielücke von  $\Delta$  von den gepaarten Elektronen getrennt. Die Zustandsdichte  $N$  der Quasiteilchen läßt sich beim Übergang in die supraleitende Phase wie folgt beschreiben:

$$N_s(E) = N_n(0) \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}. \quad (1.5)$$

$N_n$  ist hier die Zustandsdichte der Elektronen im normalleitenden Zustand  $T \gtrsim T_c$ . Die Energielücke  $\Delta$  selbst ist mit der kritische Temperatur  $T_c$  verknüpft und für  $T \lesssim T_c$  temperaturabhängig [BCS57]:

$$\Delta(T) = 1.74 \cdot \Delta(0) \sqrt{1 - T/T_c}. \quad (1.6)$$

Für Temperaturen  $T \ll T_c$  gilt  $\Delta(T) = \Delta(0)$  und damit:

$$\Delta(0) = 1.76 \cdot k_B T_c. \quad (1.7)$$

Aus Gleichung (1.6) und Gleichung (1.7) folgt, dass  $\Delta$  bei tiefen Temperaturen konstant ist, bis ab einer gewissen Temperatur die thermische Energie groß genug ist, um Quasiteilchen über die Energielücke anzuregen. Wie die Zustandsdichten für verschiedene Ordnungsparametersymmetrien aussehen wird im Folgenden gezeigt.

## 1.3 Symmetrie des Ordnungsparameters

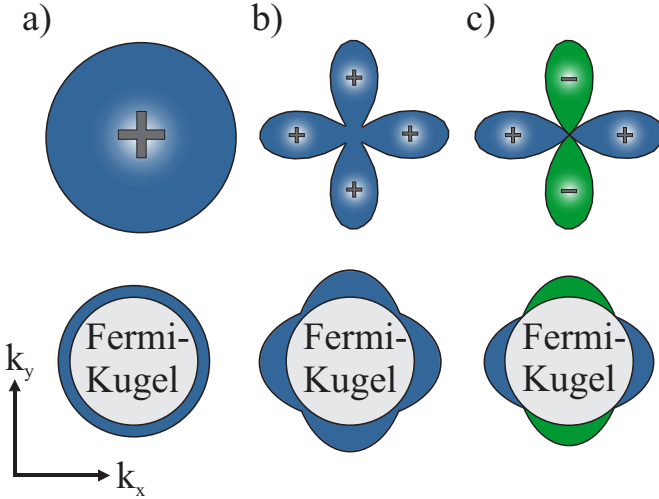
In der Landau-Theorie der Phasenübergänge ist es üblich, Phasenübergänge durch einen Ordnungsparameter zu beschreiben. Wie schon erwähnt, gelang es Ginzburg und Landau [GL50] anfang der 50er Jahre, dieses Konzept auch auf den Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand, durch Wahl eines komplexen Ordnungsparameters  $\Psi$ , anzuwenden (Gleichung 1.4). Oberhalb von  $T_c$  ist  $\Psi = 0$ , während für  $T < T_c$   $|\Psi| > 0$  ist. Später wurde von Gor'kov gezeigt, dass sich die Ginzburg-Landau-Theorie als Grenzfall  $T \rightarrow T_c$  aus der BCS-Theorie ergibt [Gor59].

Betrachtet man klassische Supraleiter<sup>1</sup> wie Blei oder Niob, so beschreibt die BCS-Theorie mit der Wellenfunktion aus Gleichung (1.4) alle wesentlichen Eigenschaften. Das supraleitende Kondensat besteht aus Elektronen, welche zu Cooper-Paaren gebunden sind, die wiederum Spin-Singulets ( $S = 0$ ) formen. Die Bildung dieser Cooper-Paare geschieht durch Elektron- und Phononwechselwirkung. Die Isotropie dieser Wechselwirkung wird auf die supraleitende Energielücke  $\Delta$  übertragen. Die supraleitende Phase wird also durch eine kollektive Wellenfunktion mit wohldefinierter makroskopischer Phase beschrieben, welche isotrop im Impulsraum ( $k$ -Raum) und nahezu homogen im Ortsraum ist. Die daraus resultierende  $s$ -Wellen-Symmetrie ist in Abb. 1.1(a) in der oberen Reihe gezeigt. Darunter ist die zugehörige Energielücke dargestellt.

In Kuprat-Supraleitern (Hochtemperatursupraleitern), wie z.B.  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) oder  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  (NCCO), ist der Mechanismus der Supraleitung weniger gut verstanden. Zwar liegen auch hier Spin-Singulett-Cooperpaare vor [THHF89] und das supraleitende Kondensat läßt sich durch eine Wellenfunktion wie in Gleichung (1.4) beschreiben, aber ansonsten sind Kuprat-Supraleiter fundamental verschieden von klassischen Supraleitern. Durch die Schichtstruktur<sup>2</sup> ist der Ordnungsparameter im Ortsraum stark moduliert. Er ist ebenfalls im  $k$ -Raum stark anisotrop. Es kann sogar zu einem Vorzeichenwechsel kommen. Eine Vielzahl von Ex-

<sup>1</sup>Als klassische Supraleiter werden hier supraleitende Elemente und Legierungen bezeichnet.

<sup>2</sup>In stark anisotropen Kupratsupraleitern ist der Ordnungsparameter senkrecht zur Schichtstruktur so stark moduliert, dass der intrinsische Josephson-Effekt auftritt [KSKM92]



**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung des Ordnungsparameters  $\Psi(k)$  im  $k$ -Raum. In der oberen Reihe ist der Fall (a) einer isotrope  $s$ -Welle, (b) einer anisotrope  $s$ -Welle und (c) einer  $d$ -Welle ( $d_{x^2-y^2}$ ) gezeigt. Darunter ist jeweils schematisch die entsprechende Form der Energielücke  $\Delta(k)$  stark vergrößert dargestellt.

perimenten kommen zu dem Ergebnis, dass Kuprat-Supraleiter eine  $d_{x^2-y^2}$ -Wellensymmetrie (kurz  $d$ -Wellensymmetrie) aufweisen [TK00a; TK00b; KTS<sup>+</sup>95; Kir02; KTA<sup>+</sup>06]. In Abb. 1.1(c) ist die  $d$ -Wellensymmetrie schematisch dargestellt. Der supraleitende Ordnungsparameter wechselt im  $k$ -Raum an der Diagonalen ( $k_x, k_y$ ) das Vorzeichen und hat dort Nullstellen. Bei Kupraten mit tetragonalem Gitter sind folgende Symmetrien des Ordnungsparameters  $\Psi$  möglich<sup>3</sup>:

$$\text{isotrope } s\text{-Welle : } \Psi(\Theta) = \Psi_0 \quad (1.8)$$

$$\text{anisotrope } s\text{-Welle : } \Psi(\Theta) = \frac{\Psi_0}{1+\gamma} [\cos(4\Theta) + \gamma], \gamma \geq 1 \quad (1.9)$$

$$d\text{-Welle : } (d_{x^2-y^2}) : \Psi(\Theta) = \Psi_0 \cos(2\Theta) \quad (1.10)$$

$\Theta$  gibt den Winkel zwischen  $k_x$  und der jeweiligen Richtung im  $k$ -Raum an. Bei der anisotropen  $s$ -Wellen-Symmetrie kommt es wie bei der

<sup>3</sup>Es gibt auch Überlegungen zu einer nichtmonotonen  $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie [BKG<sup>+</sup>02; DBG07]. Dabei ist keine  $\cos(2\Theta)$ -Form mehr gegeben, und damit weicht die maximale Energielücke  $\Delta_0$  von den Kristallachsen im  $k$ -Raum ab.



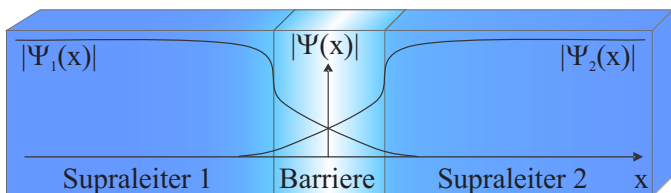
$d$ -Wellen-Symmetrie zu einer Verminderung der Energielücke  $\Delta$  für bestimmte Richtungen im  $k$ -Raum. Allerdings verschwindet die Energielücke nicht ganz, und es kommt zu keinem Vorzeichenwechsel in der Phase  $\Psi$ .

# Kapitel 2

## Josephson-Tunnelkontakte

### 2.1 Der Josephsoneffekt

Brian D. Josephson [Jos62] sagte im Jahr 1962 voraus, dass Cooperpaare durch eine isolierende Barriere zwischen zwei Supraleitern tunneln können und damit zu einem Supratunnelstrom führen. Experimentell wurde dies zum ersten Mal von Anderson und Rowell 1963 [AR63] beobachtet. Josephsonkontakte bestehen aus zwei Supraleitern, die durch eine dünne Barriere schwach miteinander gekoppelt sind. Die Amplituden der Wellenfunktionen  $|\Psi_1|$  und  $|\Psi_2|$  der beiden Supraleiter sind im Bereich dieser Barriere verringert. In Abb. 2.1 ist dies schematisch



**Abbildung 2.1:** *Zwei schwach gekoppelte Supraleiter*

dargestellt. Man spricht von einer schwachen Kopplung der Supraleiter, wenn sich die beiden makroskopischen Wellenfunktionen im Bereich

der dünnen Barriere überlappen. Der Josephsonstrom ist durch die 1. Josephson-Gleichung gegeben:

$$I_s = I_c \cdot \sin \phi. \quad (2.1)$$

Gleichung (2.1) wird auch *DC-Josephsoneffekt* genannt.  $I_c$  ist der maximale bzw. kritische Suprastrom, welcher über die Barriere verlustfrei fließen kann. Er ist vor allem von der Dicke der Barriere abhängig. Die makroskopischen Wellenfunktionen  $\Psi_1$  und  $\Psi_2$  der beiden Supraleiter sind über die eichinvariante Phasendifferenz  $\phi$  gekoppelt [OD91; BP82]. Sie berechnet sich zu

$$\phi = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int \vec{A} d\vec{l}. \quad (2.2)$$

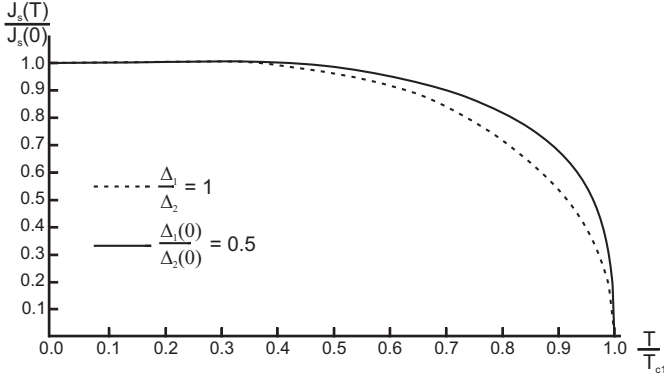
$\vec{A}$  ist dabei das Vektorpotential, das entlang eines Weges über die Tunnelbarriere zwischen den beiden Supraleitern integriert wird. Mit der mikroskopischen Theorie von Ambegaokar und Baratoff [AB63b; AB63a] läßt sich der maximale Supra-Strom berechnen, welcher über die Barriere fließen kann:

$$I_c(T) = \frac{\pi}{2e} \frac{\Delta(T)}{R_n} \tanh \left( \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \right). \quad (2.3)$$

Diese Gleichung gilt für den Fall, dass die supraleitenden Elektroden identisch und von einer isolierenden Barriere getrennt sind, also für einen SIS<sup>1</sup>-Kontakt.  $R_n$  ist der Widerstand im resistiven Zustand und  $\Delta(T)$  ist die temperaturabhängige Energielücke der beiden Supraleiter. Außerdem wird angenommen, dass Quasiteilchen und Cooper-Paare auf dieselbe Weise tunneln. In Abb. 2.2 ist die theoretische Berechnung für die Abhängigkeit des kritischen Stroms  $I_c$  von der Temperatur für zwei verschiedene Fälle aufgetragen. Die gestrichelte Kurve ist für den Fall von zwei Supraleitern mit gleicher Energielücke  $\Delta_1/\Delta_2 = 1$  und die durchgezogene Kurve für den Fall von zwei Supraleitern mit  $\Delta_1(0)/\Delta_2(0) = 0.5$ . In [Fis64] sind Messungen mit Sn/Sn und Pb/Sn Kontakten gezeigt, welche exakt den Verlauf der theoretisch berechneten Kurven wiedergeben. Weit unterhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  ist der kritische Strom  $I_c$  konstant. Für Temperaturen nahe  $T_c$  fällt der kritische Strom  $I_c$  mit steigendem  $T$  näherungsweise linear gegen Null ab.

---

<sup>1</sup>SIS = Supraleiter-Isolator-Supraleiter



**Abbildung 2.2:** Normierter kritischer Strom in Abhängigkeit der normierten kritischen Temperatur. Die gestrichelte Kurve ist für zwei identische Supraleiter ( $\Delta_1/\Delta_2 = 1$ ), die durchgezogene Kurve für den Fall  $\Delta_1(0)/\Delta_2(0) = 0.5$ .  $T_{c1}$  ist der kleinere Wert der beiden kritischen Temperaturen. (modifiziert aus [AB63b])

Liegt statt einem SIS- ein SNS<sup>2</sup>-Kontakt vor, so gilt folgende Temperaturabhängigkeit nahe der kritischen Temperatur  $T_c$  [BK04]:

$$I_c(T) = \frac{3\pi\Delta(T)^2}{2eR_n k_B T_c} \frac{d/\xi_n}{\sinh(d/\xi_n)}. \quad (2.4)$$

$\xi_n$  ist die Kohärenzlänge im Normalleiter  $d$ , seine Dicke.

Mit der 2. Josephson-Gleichung läßt sich ein Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz  $\phi$  und der über die Barriere anliegenden Spannung  $\mathcal{U}$  herstellen:

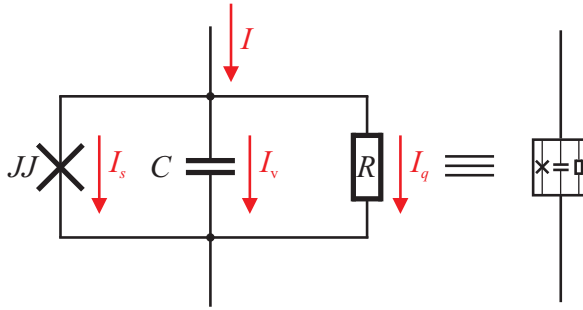
$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{2\pi}{\Phi_0}\mathcal{U}. \quad (2.5)$$

Die Phasendifferenz  $\phi$  wächst also bei einer endlichen Spannung über den Kontakt an, und man erhält einen oszillierenden Josephson-Wechselstrom. Insbesondere ergibt sich aus der zweiten Josephsongleichung (2.5), dass für eine konstante Spannung der Josephsonstrom mit einer Frequenz von  $f = \mathcal{U}/\Phi_0 = 483.6 \left[ \frac{\text{MHz}}{\mu\text{V}} \right] \mathcal{U}$  oszilliert. Die zweite Josephsongleichung ist daher auch unter der Bezeichnung *AC-Josephson Effekt* bekannt. Eine Herleitung der beiden Gleichungen ist in verschiedenen Lehrbüchern zu finden [Lik92; BK04; Tin96].

<sup>2</sup>Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter = SNS

## 2.2 RCSJ-Modell

Josephsonkontakte lassen sich sehr gut durch das so genannte RCSJ-Modell<sup>3</sup> [Ste68; McC68] beschreiben. Der Josephsonkontakt wird dabei durch ein Ersatzschaltbild repräsentiert, welches in Abb. 2.3 gezeigt ist. Der Gesamtstrom, welcher über den Josephsonkontakt fließt, wird auf-



**Abbildung 2.3:** Ersatzschaltbild eines Josephsonkontakts mit Gesamtstrom  $I$ , Josephsonstrom  $I_s$ , Quasiteilchenstrom  $I_q$  und Verschiebestrom  $I_v$  im RCSJ-Modell.

geteilt in einen Josephsonstrom  $I_s$ , einen Quasiteilchenstrom  $I_q$  über den ohmschen Widerstand  $R$  und einen Verschiebestrom  $I_v$  über den Kondensator mit Kapazität  $C$ . Unter Verwendung der Kirchhoffschen Knotenregel erhält man:

$$I = I_s + I_q + I_v = I_s + \frac{1}{R}\mathcal{U} + C\dot{\mathcal{U}}. \quad (2.6)$$

Setzt man die 2. Josephsongleichung (2.5) ein, so erhält man eine nicht-lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$I = I_c \sin(\phi) + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\phi} + C \frac{\Phi_0}{2\pi} \ddot{\phi}. \quad (2.7)$$

Führt man nun die natürliche Zeit  $\tau = \omega_c t$  mit der charakteristischen Frequenz  $\omega_c = 2\pi I_c R / \Phi_0$  ein, und definiert die Plasmafrequenz zu  $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / \Phi_0 C}$ , so erhält man:

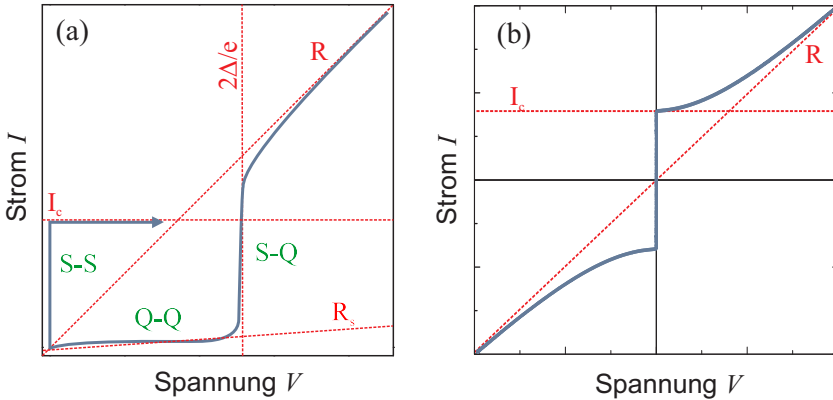
$$I/I_c = \sin \phi + \frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \beta_c \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} \quad (2.8)$$

<sup>3</sup>RCSJ = Resistively and Capacitively Shunted Junction

mit dem Stewart-McCumber-Parameter:

$$\beta_c = \left( \frac{\omega_c}{\omega_p} \right)^2 = \frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0}. \quad (2.9)$$

Daraus ergibt sich der dimensionslose Dämpfungskoeffizient  $\alpha = 1/\sqrt{\beta_c}$ . Experimentell lassen sich die dynamischen Eigenschaften von Josephson-Kontakten durch die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien untersuchen. Ist  $\alpha < 1$  spricht man von einem unterdämpften Kontakt. Es tritt eine typische Hysterese in der Strom-Spannungs-Kennlinie auf, wie man es in Abb. 2.4(a) sehen kann. Wird der kritische Strom  $I_c$  über-



**Abbildung 2.4:** (a) Positiver Ast eines unterdämpften Josephsonkontakts.  $R_n$  ist der Normalwiderstand,  $R_s$  ist der Subgap-Widerstand und  $I_c$  ist der kritische Strom des Josephsonkontakts. Die verschiedenen Tunnelregime sind durch S-S, S-Q und Q-Q gekennzeichnet und im Text erläutert. (b) Strom-Spannungs-Kennlinie eines überdämpften Josephsonkontakts.

schritten und der Strom danach zurückgefahren, so bleibt der Kontakt auch unterhalb von  $I_c$  resistiv. Erst wenn der sogenannte Rücksprungstrom  $I_r$  unterschritten wird, geht der Josephsonkontakt wieder in den spannungslosen Zustand über. Das Verhalten des Kontakts kann in drei Regime eingeteilt werden. Der Zustand  $V = 0$  ( $V = \langle \mathcal{U}(t) \rangle$ ) wird als spannungsloser Zustand bezeichnet. Der Biasstrom kann von Null bis zum kritischen Strom  $I_c$  erhöht werden, und es fällt keine Spannung über den Kontakt ab. Der Strom wird also nur durch Cooper-Paar-Tunneln (S-S) aufrecht erhalten. Wird der kritische Strom erreicht, so geht der Kontakt in den resistiven Zustand über ( $V \neq 0$ ). Da die Cooper-Paare

nun mit der Josephsonfrequenz  $V/\Phi_0$  oszillieren wird der *DC*-Anteil des Stroms von Quasiteilchen getragen. Der Widerstand des Kontakts ist nicht linear und hängt von der entsprechenden Spannung ab. Wird der Strom so weit erhöht, dass die Spannung oberhalb der Gapspannung<sup>4</sup>  $V_g = 2\Delta/e$  liegt, dann brechen die Cooper-Paare beim Tunneln zu Quasiteilchen auf (S-Q). Der effektive Widerstand des Josephsonkontakts nähert sich dem Normalwiderstand  $R$  des Tunnelkontakts an. Wird der Strom zurückgefahren ( $I < I_c$ ), fließt aufgrund von thermischen Anregungen weiterhin ein Quasiteilchenstrom (Q-Q) über den Kontakt. Dies definiert den Subgap-Widerstand<sup>5</sup>  $R_s$ . Wie bereits erwähnt geht der Josephsonkontakt wieder in den supraleitenden Zustand über, wenn der Rücksprungstrom  $I_r$  unterschritten wird. Ist  $\alpha > 1$ , so spricht man von einem überdämpften Kontakt. In Abb. 2.4(b) ist eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie eines überdämpften Kontakts zu sehen. Bei einem überdämpften Kontakt gilt  $I_c = I_r$ , es tritt also keine Hysterese auf. Die Unterscheidung zwischen überdämpften und unterdämpften Kontakten läßt sich sehr einfach an zwei mechanischen Vergleichssystemen verstehen.

### Vergleichssysteme

Gleichung (2.7) beschreibt auch die Bewegung eines Teilchens in einem Waschbrettpotential oder die Bewegung eines gedämpften Pendels. Es läßt sich daher eine Analogie zwischen einem Josephsonkontakt und diesen mechanischen Systemen herstellen. Ein physikalisches Pendel, auf welches ein äußeres Drehmoment wirkt, läßt sich durch folgende Bewegungsgleichung beschreiben:

$$M = mgl \sin \phi + \Gamma \dot{\phi} + \Theta \ddot{\phi}. \quad (2.10)$$

Die Masse des Pendels ist durch  $m$  gegeben,  $g$  ist die Erdbeschleunigung,  $l$  ist die Länge der Pendelstange,  $\phi$  ist der Auslenkwinkel des Pendels,  $M$  ist das Drehmoment welches auf das Pendel wirkt,  $\Theta$  ist das Trägheitsmoment und  $\Gamma$  ist der Reibungskoeffizient. Durch Vergleich der beiden Differentialgleichungen (2.7) und (2.10) ergeben sich die in Tabelle 2.1 aufgeführten Zuordnungen. Der Dämpfungsparameter  $\alpha$  bestimmt die

<sup>4</sup>Gap ist der englische Ausdruck für Lücke. Die Gapspannung entspricht also der Spannung die nötig ist um die Energielücke zu überwinden

<sup>5</sup>Subgap-Widerstand bezeichnet den Widerstand der Strom-Spannungs-Kennlinie eines Josephsonkontakts für Spannungen unterhalb  $V_g$

Dynamik des Pendels bzw. des Josephsonkontakts. Für den unterdämpften Fall  $\alpha < 1$  zeigt das Pendel ein hysteretisches Verhalten. Das Pendel wird durch ein äußeres Drehmoment ausgelenkt bis das Drehmoment dazu führt, dass sich das Pendel überschlägt. Diese Rotation des Pendels entspricht beim Josephsonkontakt einem Spannungsabfall über den Kontakt. Eine Verringerung des Drehmoments führt dazu, dass das Pendel im unterdämpften Fall (Hysterese) weiter rotiert, wohingegen es im überdämpften Fall  $\alpha > 1$  (keine Hysterese) durch Reibung zum Stillstand kommt.

Die Bewegung eines Teilchens in einem gekippten Waschbrettpotential läßt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

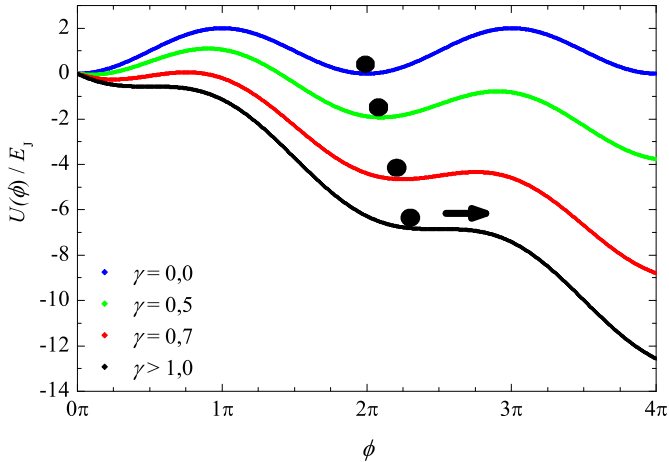
$$F(t) = m\ddot{x} + \xi\dot{x} + \frac{\partial U(x)}{\partial x}. \quad (2.11)$$

$F(t)$  entspricht der Antriebskraft des Teilchens,  $m$  ist die Masse des Teilchens,  $\xi$  ist der Dämpfungskoeffizient,  $x$  ist die Ortskoordinate und  $U(x)$  ist das Potential, in dem sich das Teilchen bewegt. Der Vergleich der einzelnen Größen zwischen Gleichung (2.7) und Gleichung (2.11) ist ebenfalls in Tab. 2.1 gezeigt. Das Waschbrettpotential ist definiert durch:

$$U_J = E_J(1 - \cos\phi - \gamma\phi) \quad (2.12)$$

$E_J = \Phi_0 I_0 / 2\pi$  ist dabei die Josephson-Kopplungsenergie und  $\gamma = I/I_0$  der normierte Biasstrom. In Abb. 2.5 ist ein Waschbrettpotential für verschiedene Werte von  $\gamma$  gezeigt. Wird nun ein Strom an den Josephsonkontakt angelegt, so entspricht das im Bild des Waschbrettpotentials einer Verkippung. Mit steigender Verkippung des Waschbrettpotentials verringert sich die Barriere, die das Teilchen überwinden muss. Ab einem bestimmten Kippwinkel verschwindet die Barriere und das Teilchen fängt an zu rollen (siehe Abb. 2.5). Dies entspricht beim Josephson-Kontakt einem Spannungsabfall über den Kontakt. Auch hier läßt sich wieder der unterdämpfte ( $\alpha < 1$ ) und der überdämpfte Fall ( $\alpha > 1$ ) unterscheiden. Während im unterdämpften Fall das Teilchen auch bei einer äußeren Kraft  $\gamma < 1$  weiterrollt, so bleibt das Teilchen im überdämpften Fall in einer Potentialmulde liegen.





**Abbildung 2.5:** Teilchen im gekippten Waschbrettpotential (Gl. (2.12)). Die unterschiedlichen Verkippungen entsprechen unterschiedlichen normierten Biasströmen  $\gamma = I/I_0$ .

JOSEPHSON KONTAKT	PHYS. PENDEL	WASCHBRETT POT.
Josephson Phase $\phi$	Auslenkwinkel $\phi$	Ortskoordinate $x$
Spannung $\dot{\phi} = V$	Winkelgeschw. $\dot{\phi}$	Geschwindigkeit $\dot{x}$
normierter Biasstrom $\gamma$	Drehmoment $M$	antreibende Kraft $F$
$1/R_n$	Reibung $\Gamma$	Reibung $\xi$
Kapazität $C$	Trägheitsmoment $\Theta$	Masse $m$

**Tabelle 2.1:** Vergleich der drei analogen Systeme: Josephsonkontakt, physikalisches Pendel und Teilchen im Waschbrettpotential.

## 2.3 Kurze Josephsonkontakte im Magnetfeld

Die bisherigen Betrachtungen gelten genaugenommen nur für einen punktförmigen Josephsonkontakt. Es wurde bisher angenommen, dass die Phase  $\phi(x)$  entlang des Kontakts nicht variiert. In diesem Abschnitt sollen nun Kontakte betrachtet werden, in denen einerseits die Phase  $\phi(x)$  in einer Dimension variieren kann, und andererseits die Dimensionen der Kontakte wesentlich kleiner als die sogenannte Josephson-

Eindringtiefe  $\lambda_J$  sind. Die Josephson-Eindringtiefe ist definiert als:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 d_{eff} j_0}} \quad (2.13)$$

und bezeichnet die Länge, auf welcher es zu einer örtlichen Variation der Phasendifferenz  $\phi(\vec{r})$  kommen kann.  $j_0$  ist dabei die kritische Flächenstromdichte. Die effektive magnetische Barrierendicke ist im einfachsten Fall gegeben durch  $d_{eff} = t_J + 2\lambda_L$ ,<sup>6</sup> wobei  $t_J$  die Dicke der Isolatorschicht ist. Ganz allgemein gilt für diese [Fer65; Wei69]:

$$d_{eff} = t_J + \lambda_{L,1} \tanh\left(\frac{d_1}{2\lambda_{L,1}}\right) + \lambda_{L,2} \tanh\left(\frac{d_2}{2\lambda_{L,2}}\right). \quad (2.14)$$

Die Indizes 1 und 2 stehen für die jeweiligen supraleitenden Elektroden. In Abb. 2.6 ist ein schematischer Querschnitt eines ausgedehnten

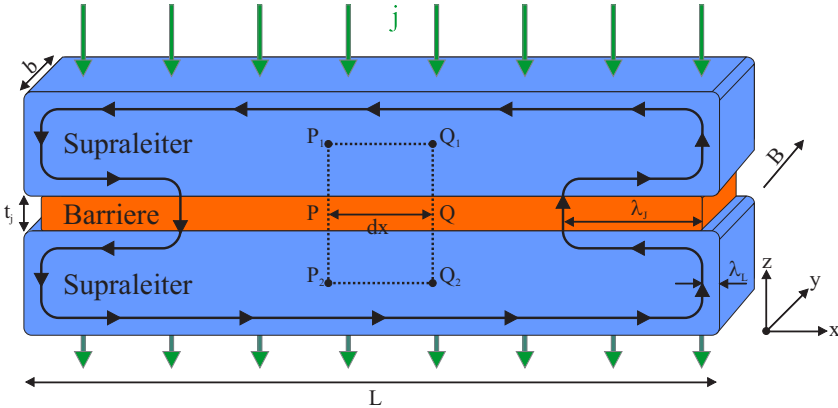


Abbildung 2.6: Ausgedehnter Josephsonkontakt im externen Magnetfeld.

Josephsonkontakts zu sehen. Ausgehend von Gleichung (2.2) ist die Phasendifferenz zwischen den beiden Punkte  $P$  und  $Q$  gegeben durch

$$\phi(Q) - \phi(P) = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left[ \int_{P_1}^{P_2} \vec{A}(P) d\vec{l} - \int_{Q_1}^{Q_2} \vec{A}(Q) d\vec{l} \right]. \quad (2.15)$$

Wird nun ein äußeres Magnetfeld  $B = \mu_0 H$  in der Ebene des Kontakts angelegt, so ist der eingeschlossene Fluss  $\Phi$  im Integrationsweg

<sup>6</sup>Dies gilt für den Fall, dass die Dicke der supraleitenden Elektroden  $> \lambda_L$  ist

$\overline{Q_1 Q_2 P_2 P_1}$  (siehe gestrichelte Linie in Abb. 2.6) gegeben durch

$$\begin{aligned}\Phi &= \int \vec{B} d\vec{S} = \oint_{\partial S} \vec{A} \cdot d\vec{l} \\ &= \int_{Q_2}^{Q_1} \vec{A} d\vec{l} + \int_{Q_1}^{P_1} \vec{A} d\vec{l} + \int_{P_1}^{P_2} \vec{A} d\vec{l} + \int_{P_2}^{Q_2} \vec{A} d\vec{l}.\end{aligned}\quad (2.16)$$

Liegt der Integrationsweg  $\overline{Q_1 Q_2 P_2 P_1}$  tief genug ( $\gg \lambda_L$ ) im Inneren des Supraleiters, so verschwindet der zweite und der vierte Term in Gleichung (2.16). Für die Phasendifferenz  $\phi$  erhält man durch Kombination von Gleichung (2.15) und Gleichung (2.16) folgende Beziehung:

$$\phi(x) = \frac{2\pi}{\Phi_0} d_{eff} Bx + \phi_0. \quad (2.17)$$

Das Eigenfeld wurde hier vernachlässigt. Für Kontakte mit einer Länge  $L \lesssim \lambda_J$  (kurze Kontakte) wächst die Phasendifferenz linear über die Kontaktlänge an. Kombiniert man Gleichung (2.17) und die ersten Josephsongleichung (2.1) so findet man entlang des Kontakts eine sinusförmige Modulation der Suprastromdichte senkrecht zur Richtung des angelegten Feldes:

$$j(x) = j_c \sin(\phi(x)) = j_c \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0} d_{eff} Bx + \phi_0\right). \quad (2.18)$$

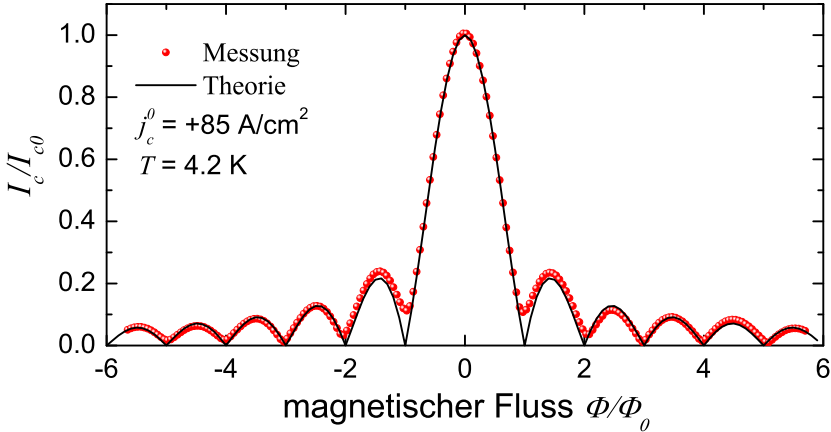
Daraus ergibt sich durch Integration der Gesamtsuprastrom, welcher über den Kontakt fließen kann:

$$I_S = \int_0^b \int_0^L j_c \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0} d_{eff} Bx + \phi_0\right) dx dy. \quad (2.19)$$

Über die Kontaktfläche wird dabei eine räumlich homogene Verteilung der kritischen Stromdichte  $j_c$  vorausgesetzt. Hat man eine rechteckige Kontaktfläche vorliegen, so läßt sich das Integral von Gleichung (2.19) explizit lösen, und man erhält den maximal messbaren Suprastrom

$$I_c(B) = \max I_S(\Phi) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right| = I_c(0) \left| \text{sinc}\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \right|. \quad (2.20)$$

$\Phi = Bd_{eff}L$  ist hier der magnetische Fluss im Josephsonkontakt der Länge  $L$ . Den kritische Strom  $I_c = Lbj_c$  mit der Länge  $L$  und Breite  $b$  des Kontakts, erhält man durch Integration über die Kontaktfläche. Diese



**Abbildung 2.7:**  $I_c(\Phi)$ -Abhängigkeit eines kurzen Josephsonkontakts. Die schwarze Kurve ist die theoretisch erwartete Kurve, rot sind im Vergleich Messwerte für einen Nb/Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Cu/NiCu/Nb-Kontakt gezeigt (siehe Kapitel 9.2).

Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms ist in Abb. 2.7 gezeigt. Sie entspricht einem Fraunhofer-Muster (sinc-Funktion), analog der Intensitätsverteilung, die man durch Beugung an einem schmalen Spalt erhält. Für Werte  $\Phi/\Phi_0$ , bei welchen der kritische Strom Null wird, entspricht die Länge des Josephsonkontaktes gerade einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge der Suprastromdichteoszillation. Der Suprastrom fließt also zu gleichen Teilen in beide Richtungen über den Kontakt, so dass es zu keinem Nettostromfluss kommt.

## 2.4 Lange Josephsonkontakte im Magnetfeld

Im Limit kurzer Kontakte ( $L \leq \lambda_J$ ) ist die Phasendifferenz  $\phi$  konstant über den gesamten Kontakt hinweg. Im Gegensatz dazu kann für lange Kontakte ( $L \geq 4\lambda_J$ ) die Phase  $\phi$  über den Kontakt hinweg variieren. Die Josephson-Eindringtiefe  $\lambda_J$  ist die charakteristische Längenskala, auf der die Phase  $\phi$  räumlich variieren kann. Da  $\partial\phi/\partial x \propto B$  gilt, gibt die Josephson-Eindringtiefe  $\lambda_J$  an, wie weit das Magnetfeld in einen langen Josephsonkontakt eindringen kann. Die Breite  $b$  der Kontakte soll im Folgenden deutlich kleiner als  $\lambda_J$  sein, so dass das System als quasi-eindimensional aufgefasst werden kann. Das RCSJ-Modell wird nun erweitert, indem eine Parallelschaltung aus mehreren kurzen Kontakten angenommen wird. Die Verbindung zwischen den einzelnen Kontakten besteht aus induktiven und resistiven Komponenten. In Abb. 2.8 ist eine schematische Zeichnung einer solchen Schaltung gezeigt. In jedes Ele-

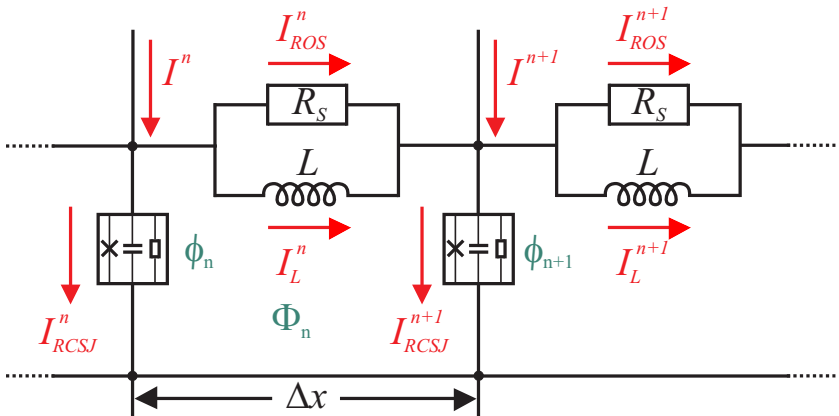


Abbildung 2.8: Ersatzschaltbild eines lange Josephsonkontakts.

ment  $n$  wird dabei ein homogener Biasstrom  $I^n$  eingespeist, welcher sich aufteilt in einen Strom über das punktförmige RCSJ-Element  $I_{RCSJ}^n$ , einen Induktionsstrom  $I_L^n$  und einen resistiven Oberflächenstrom  $I_{ROS}^n$  über die induktiven  $L$  und resistiven  $R$  Verbindungselemente.  $\phi_n$  steht für den in der  $n$ -ten Zelle eingeschlossenen Fluss. Für jede einzelne Zelle  $n$  kann nun über die Flussquantisierung die Phasendifferenz zur benach-

barten Zelle  $n + 1$  angegeben werden:

$$\phi_{n+1} - \phi_n = \frac{2\pi}{\Phi_0} (\Phi_{ext} - LI_L^n) \quad (2.21)$$

Das äußere Magnetfeld ist durch den Fluss  $\Phi_{ext} = \mu_0 H d_{eff} \Delta x$  im  $n$ -ten Element bestimmt. Durch erneute Anwendung der Kirchhoffschen Maschenregel erhält man für den  $(n + 1)$ -ten Knoten:

$$I_L^n + I_{ROS}^n + I^{n+1} = I_J^{n+1} + I_L^{n+1} + I_{ROS}^{n+1} \quad (2.22)$$

Wird für Gleichung (2.21) und Gleichung (2.22) der differentielle Limes  $\lim_{\Delta x \rightarrow dx}$  gebildet, so erhält man:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} (\mu_0 H d_{eff} - L^* I_L^n), \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial I_L}{\partial x} = (j - j_{RCSJ})b - \frac{\partial I_{ROS}}{\partial x}. \quad (2.24)$$

$L^* = L/\Delta x = \mu_0 d_J/b$  bezeichnet die Induktivität pro Länge,  $j = I^n/b\Delta x$  bezeichnet die Biasstromdichte und  $j_{RCSJ}$  bezeichnet die Stromdichte pro RCSJ-Element.  $d_J$  bezeichnet die effektive magnetische Dicke, welche gegeben ist durch:

$$d_J = t_J + \lambda_{L,1} \coth \left( \frac{d_1}{\lambda_{L,1}} \right) + \lambda_{L,2} \coth \left( \frac{d_2}{\lambda_{L,2}} \right). \quad (2.25)$$

Die Indizes 1 und 2 stehen dabei für die beiden Elektroden. Wird Gleichung (2.23) erneut abgeleitet, so erhält man:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left( \mu_0 d_{eff} \frac{\partial H}{\partial x} - L^* \frac{\partial I_L}{\partial x} \right). \quad (2.26)$$

Unter der Annahme, dass das externe Magnetfeld homogen ist ( $\partial H/\partial x = 0$ ), folgt aus Gleichung (2.26) und Gleichung (2.24):

$$\frac{\Phi_0}{2\pi L^*} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = j_c \sin \phi - j + \frac{V}{\rho} + C^* \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}. \quad (2.27)$$

$\rho = Rb\Delta x$  ist der Flächenwiderstand und  $C^* = C/b\Delta x$  ist die spezifische Kapazität. Der resistive Oberflächenstrom wurde ersetzt durch  $I_{ROS} = -1/R_S \partial U/\partial x = -b/\rho_s \partial U/\partial x$  [Sco64]. Wird nun in Gleichung (2.27) die

Spannung  $\mathcal{U}$  durch die 2. Josephsongleichung (2.5) ersetzt, so erhält man die so genannte *gestörte Sinus-Gordon-Gleichung*:

$$\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 d_J} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\Phi_0 C^*}{2\pi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - j_c \sin \phi = -j + \frac{\Phi_0}{2\pi\rho} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\Phi_0}{2\pi\rho_s} \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^2 \partial t}. \quad (2.28)$$

Diese Gleichung läßt sich umschreiben zu:

$$\lambda_J^2 \frac{d^2 \phi}{dx^2} - \omega_{pl}^{-2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} = \sin \phi + \tau_c \frac{d\phi}{dt} - \tau_c \frac{\rho}{\rho_s} \frac{d^3 \phi}{dx^2 dt} - \frac{j}{j_c}. \quad (2.29)$$

$\omega_p = \sqrt{(2\pi j_c d_i)/(\epsilon\epsilon_0 \Phi_0)}$  ist hierbei die Josephson-Plasmafrequenz und  $\tau_c = \Phi_0/(2\pi j_c \rho)$  ist die charakteristische Zeit, wobei  $\rho$  der ohmsche Flächenwiderstand ist. Normiert man nun die Ortskoordinate auf die Josephson-Eindringtiefe und die Zeit auf die inverse Plasmafrequenz

$$\frac{t}{\omega_{pl}^{-1}} \rightarrow t, \quad (2.30)$$

$$\frac{x}{\lambda_J} \rightarrow x, \quad (2.31)$$

so läßt sich die Sinus-Gordon-Gleichung in folgender Form schreiben:

$$\phi_{xx} - \phi_{tt} - \sin \phi = \alpha \phi_t - \beta \phi_{xxt} - \gamma. \quad (2.32)$$

Das Subskript steht jeweils für die partielle Ableitung

$$\phi_{xx} \equiv \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}; \quad \phi_{tt} \equiv \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}; \quad \phi_t \equiv \frac{\partial \phi}{\partial t}; \quad \phi_{xxt} \equiv \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^2 \partial t}. \quad (2.33)$$

$\alpha$  ist der dimensionslose Dämpfungsparameter,  $\beta$  beschreibt die Dämpfung aufgrund der Oberflächenimpedanz der supraleitenden Elektrode, und  $\gamma$  ist der normierte Biasstrom. Die drei Größen sind folgendermaßen definiert:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\beta_c}} = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi j_c \rho^2 C^*}} = \frac{1}{\rho C^* \omega_{pl}}, \quad (2.34)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{2\pi j_0 L^{*2}}{\Phi_0 C^* \rho_s^2}} = \frac{\omega_{pl} L^*}{\rho_s}, \quad (2.35)$$

$$\gamma = \frac{j}{j_c}. \quad (2.36)$$

Aufgrund des zusätzlichen Freiheitsgrades in der Lösung der Sinus-Gordon-Gleichung ergibt sich eine Vielzahl von Anregungen [BP82; CPS<sup>+</sup>78; Ust98]. Auch hier kann wieder die Pendel-Analogie herangezogen werden. Ein langer Kontakt läßt sich als eine Kette von Pendeln beschreiben, welche jeweils mit ihren nächsten Nachbarn gekoppelt sind. Die Phase  $\phi(x, t)$  eines langen Josephson-Kontakts läßt sich also sehr gut mit der gestörten Sinus-Gordon-Gleichung (2.32) beschreiben. Für lineare und annulare Kontakte werden im Folgenden Lösungen diskutiert.

### Plasmawellen

In Josephsonkontakten kann es zu wellenförmigen Anregungen kommen, sogenannten Plasmawellen. Um eine Lösung für diese Plasmawellen zu finden, wird der rechte Teil von Gleichung 2.32 gleich Null gesetzt. Ist die Auslenkung der Phase klein, so läßt sich die Sinus-Gordon-Gleichung linearisieren ( $\sin \phi \approx \phi$ ). Unter Vernachlässigung von Störungen erhält man für kleine Amplituden:

$$\lambda_J^2 \phi_{xx} - \frac{1}{\omega_{pl}^2} \phi_{tt} - \phi = 0. \quad (2.37)$$

Zur Lösung der Gleichung wird ein linearer Wellenansatz gewählt:

$$\phi(x, t) = Ae^{i(kx - \omega t)}. \quad (2.38)$$

Wird dieser Ansatz in Gleichung (2.32) eingesetzt, so erhält man die Dispersionsrelation:

$$\omega^2(k) = \tilde{c}^2 k^2 + \omega_{pl}^2. \quad (2.39)$$

$\omega$  steht für die Frequenz,  $k$  ist der Wellenvektor und  $\tilde{c} = \lambda_J \omega_{pl}$  ist die Swihart-Geschwindigkeit [Swi61]. Die Swihart-Geschwindigkeit beschreibt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen entlang des Kontakts. Sie liegt üblicherweise im Bereich weniger Prozent der Vakuumlichtgeschwindigkeit. Aus Gleichung (2.39) folgt, dass elektromagnetische Wellen mindestens eine Frequenz  $\omega \geq \omega_{pl}$  benötigen, um sich entlang des Kontakts ausbreiten zu können. Für Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz kommt es zu einem exponentiellen Abklingen der Wellen.

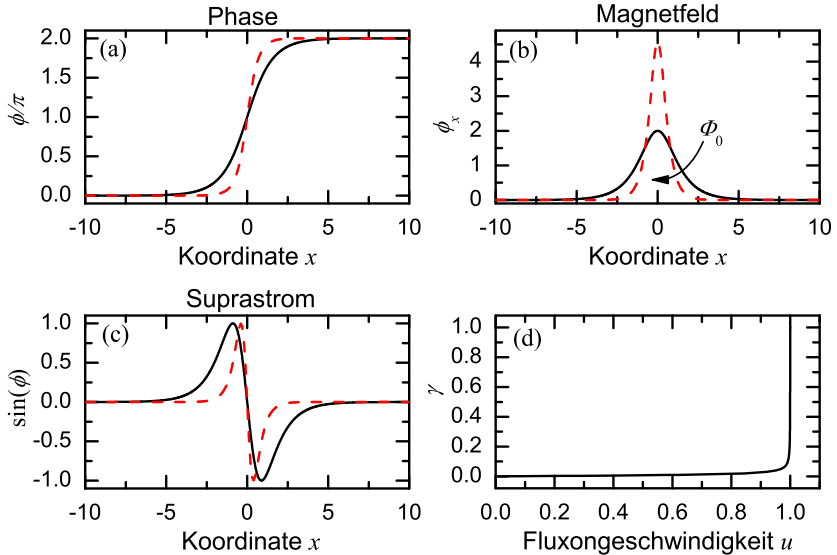


## Fluxonen

Werden alle Störungsterme der Sinus-Gordon-Gleichung vernachlässigt, so erhält man eine analytische Lösung der Sinus-Gordon-Gleichung [Ste36]:

$$\phi(x, t) = 4 \arctan \left[ \exp \left( \pm \frac{x - vt - x_0}{\sqrt{1 - v^2}} \right) \right]. \quad (2.40)$$

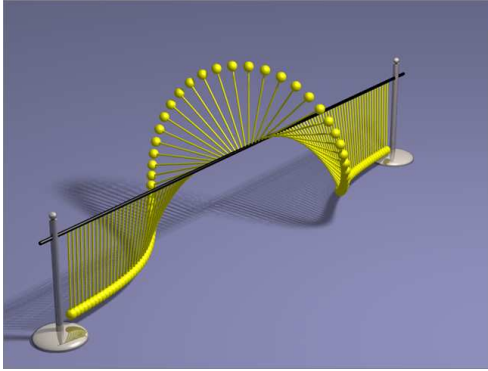
Je nach Vorzeichen beschreibt diese Lösung ein Fluxon oder ein Antifluxon, also einen quantisierten magnetischen Flusswirbel in der Barriere [Ust98]. In Abb. 2.9(a)–(c) ist schematisch die Phasendifferenz  $\phi(x)$ , das daraus resultierende Magnetfeldprofil und der Suprastrom für ein Fluxon gezeigt. Fließt ein Biasstrom über den Kontakt, so wirkt auf das Flu-



**Abbildung 2.9:** (a) Phasenprofil eines Fluxons. (b) Magnetfeld ( $\propto$  Phasengradient) eines Fluxons. Der Flächeninhalt unter der Kurve entspricht einem magnetischen Flussquant  $\Phi_0$ . (c) Suprastromverteilung ( $\propto \sin(\phi)$ ) eines Fluxons. (d) Fluxongeschwindigkeit  $u$  in Einheiten der Swihart-Geschwindigkeit  $\tilde{c}$  in Abhängigkeit des Biasstrom  $\gamma$ . In (a)–(c) entsprechen die durchgezogenen (schwarzen) Linien einem ruhenden Fluxon. Die gestrichelten (roten) Linien entsprechen einem Fluxon mit der Geschwindigkeit  $u = 0.9\tilde{c}$ .

xon eine Lorenzkraft, welche es beschleunigt. Die maximal erreichbare

Geschwindigkeit ist dabei die Swihart-Geschwindigkeit  $\tilde{c}$ . In Abb. 2.9(d) ist die Fluxongeschwindigkeit  $u$  in Abhängigkeit des Biasstroms  $\gamma$  aufgetragen. Da einem Josephson-Flusswirbel oder Fluxon aufgrund seines solitonischen Charakters Teilcheneigenschaften wie Masse und Impuls zugeschrieben werden können, sind nahe der Swihart-Geschwindigkeit relativistische Effekte zu beachten [LDL<sup>+</sup>95]. Im Bild der Pendelkette entspricht ein Fluxon gerade einem  $2\pi$ -Überschlag. In Abb. 2.10 ist dieser  $2\pi$ -Überschlag schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.10:** *Fluxon im Bild der Pendelkette.*

# Kapitel 3

## $\pi$ -gekoppelte Josephson-Tunnelkontakte

### 3.1 Proximityeffekt

#### 3.1.1 Supraleiter-Normalleiter-Grenzfläche

Zunächst soll die Grenzfläche zwischen einem Normalleiter und einem Supraleiter betrachtet werden. Werden Normalleiter und Supraleiter in Kontakt gebracht, so kann die Cooper-Paardichte im Normalleiter nicht sprunghaft auf Null gehen. Die Cooper-Paardichte klingt vielmehr exponentiell mit der Normalleiter-Kohärenzlänge  $\xi_N$  von der Grenzfläche aus ab [deG64]. Das Phänomen der Übertragung von supraleitenden Eigenschaften in den Normalleiter hinein wird als Proximity-Effekt [GPB<sup>+</sup>96] bezeichnet. Umgekehrt wird im Supraleiter ebenfalls die Cooper-Paardichte und die Energielücke reduziert. Dies schwächt die Supraleitung ab und kann die kritische Temperatur unterdrücken [Mei60; BK04]. Der Effekt wird als inverser Proximity-Effekt bezeichnet. In Abbildung 3.3(a) ist der Proximity-Effekt für eine Supraleiter-Normalleiter-Grenzfläche dargestellt.

Mikroskopisch betrachtet liegt der Effekt der Andreev-Reflexion [And64] dem Proximity-Effekt zugrunde. Dieser Effekt beschreibt den Prozess, wenn ein Quasiteilchen, z.B. ein Elektron mit einer Energie  $E < \Delta$  und dem Impuls  $\vec{k}$ , auf eine Normalleiter-Supraleiter-Grenzfläche

trifft. Das Elektron kann wegen  $E < \Delta$  nicht in den Supraleiter eindringen und wird daher an der Grenzfläche reflektiert. In Abb. 3.1 ist dieser Prozess dargestellt. Neben dieser Reflektion, die einer Spiegelung entspricht, kann es zu einem weiteren Vorgang kommen, eben der Andreev-Reflektion. Dabei wird, wie in Abb. 3.1 dargestellt, das Elektron als Loch

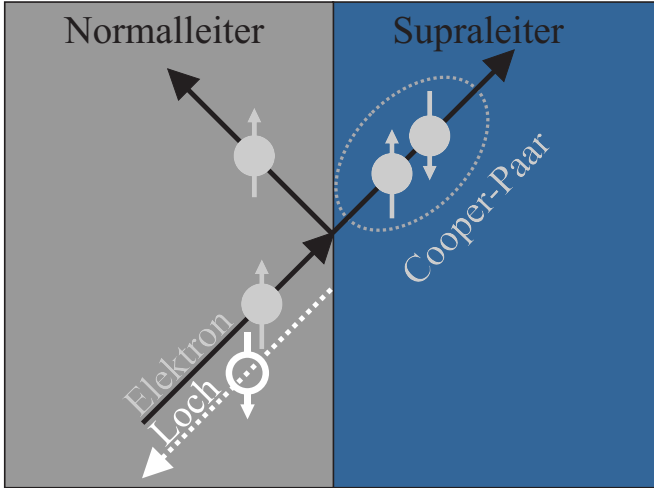


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Andreev-Reflektion

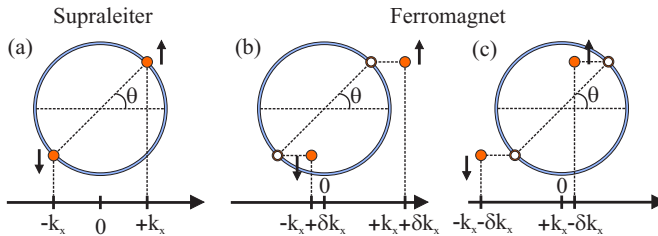
reflektiert. Im Supraleiter bildet sich aufgrund der Ladungserhaltung ein Cooper-Paar. Das Cooper-Paar hat den Impuls  $(\vec{k}, -\vec{k})$ . Das Loch hat also aufgrund der Impulserhaltung den Impuls  $-\vec{k}$  und läuft damit, im Gegensatz zur normalen Reflektion, auf der Bahn des einfallenden Elektrons zurück. Der Spin wird allerdings nicht erhalten, d.h. das einfallende Elektron und das reflektierte Loch besitzen einen entgegengesetzten Spin. Ob es zu einer normalen oder eine Andreev-Reflektion kommt, hängt entscheidend von der Transparenz der Kontaktfläche und dem Einfallswinkel der Quasiteilchen ab<sup>1</sup> und wird im BTK-Tunnelmodell beschrieben [BTK82; MFJ99; deG99].

<sup>1</sup>Fällt das Quasiteilchen senkrecht auf eine ideal metallische Grenzfläche, so ist die Wahrscheinlichkeit der Andreev-Reflektion gleich 1.

### 3.1.2 Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche

Wird der Normalleiter gegen einen Ferromagneten ausgetauscht, so muss das Modell des Proximity-Effekts erweitert werden. In den Arbeiten von Fulde und Ferrell [FF64] sowie Larkin und Ovchinnikov [LO65] werden die Konsequenzen eines Austauschfelds diskutiert. Dieses Austauschfeld  $H_{ex}$  ist im Ferromagneten für die attraktive Wechselwirkung zwischen den parallelen Spins verantwortlich. Bringt man Supraleiter und Ferromagnet in Kontakt, so erfahren die Cooper-Paare dieses Austauschfeld. Es hat Einfluss auf die Spins der Cooper-Paare und führt zu einem gegenüber der BCS-Theorie modifizierten Grundzustand, dem sogenannten FFLO-Zustand<sup>2</sup>.

Im Supraleiter kompensieren sich die Impulse der beiden Elektronen ei-



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung eines Cooper-Paares an der Fermikante einer Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche. In (a) ist die Situation im Supraleiter gezeigt. Das Cooper-Paar befindet sich mit dem Impuls  $\pm k_x$  an der Fermikante. In (b) und (c) ist die Situation im Ferromagneten mit Impulsübertrag  $\pm \delta k_x$  gezeigt.

nes Cooper-Paares ohne äußeres Feld aufgrund ihres entgegengesetzten Vorzeichens:

$$\vec{k}_\uparrow + \vec{k}_\downarrow = +k_x - k_x = 0. \quad (3.1)$$

Wirkt nun das Austauschfeld  $H_{ex}$  im Ferromagneten auf das Cooper-Paar, so kommt es zu einer Zeeman-Aufspaltung der einzelnen Energieniveaus. In Abb. 3.2 ist dargestellt, wie es zu einem Impulsübertrag auf die einzelnen Elektronen kommt:

$$(\vec{k}_\uparrow + \delta \vec{k}) + \vec{k}_\downarrow + \delta \vec{k} = 2\delta \vec{k}. \quad (3.2)$$

<sup>2</sup>FFLO-Zustand = Fulde Ferrell Larkin Ovchinnikov-Zustand

Bei dem Elektron, welches einen Spin parallel zum Austauschfeld aufweist, kommt es zu einer Verminderung der potentiellen Energie. Aufgrund der Energieerhaltung führt dies zu einem Anwachsen der kinetischen Energie. Beim zweiten Elektron, welches einen antiparallelen Spin zum Austauschfeld aufweist, kommt es zum entgegengesetzten Effekt. Die potentielle Energie wird durch eine Verminderung der kinetischen Energie erhöht. Daraus ergibt sich ein zusätzlicher Impuls für jedes Elektron, welches vom Supraleiter in den Ferromagneten übergeht, von:

$$\delta k_x = \frac{\hbar}{v_F} \cos \theta. \quad (3.3)$$

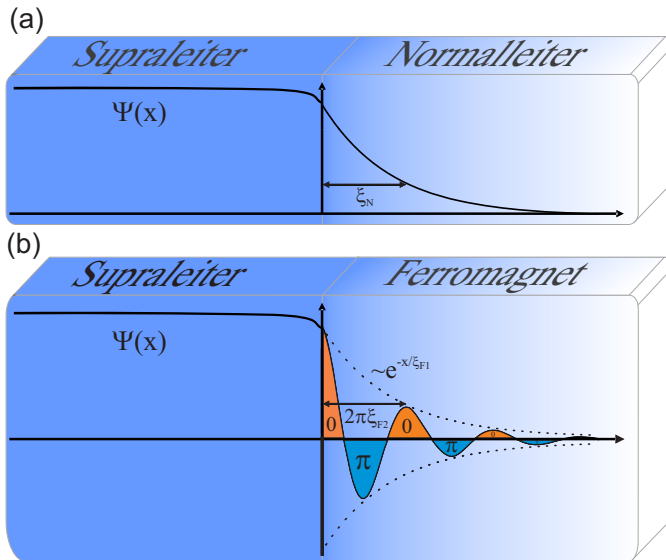
$v_F$  ist die Fermi-Geschwindigkeit im Ferromagneten, der Winkel  $\theta$  ist in Abb. 3.2 eingezeichnet. Aufgrund der Impulserhaltung gilt  $\delta k_y = \delta k_z = 0$ . Der Schwerpunktimpuls des Cooper Paares ändert sich also zu:

$$Q = \frac{2\hbar}{v_F} \cos \theta. \quad (3.4)$$

Um nun einen Ausdruck für den Ordnungsparameter zu erhalten, müssen noch Streueffekte der Cooper-Paare im Ferromagneten beachtet werden. Die Kohärenzlänge  $\xi_{F1}$  gibt die Längenskala der Dämpfung im Ferromagneten an. Es wird zwischen dem so genannten „clean Limit“ ( $l \gg \xi_{F1}$ ) und dem „diffusiven Limit“ ( $l \ll \xi_{F1}$ ) unterschieden.  $l$  gibt die mittlere freie Weglänge der Elektronen an. Die Dämpfung wird aufgrund der Impulserhaltung nur in x-Richtung betrachtet. Daraus ergibt sich eine effektive freie Weglänge von  $l_{eff} = l / \cos(\theta)$ . Damit erhält man wiederum [DAB97] einen Ordnungsparameter mit einer räumlich oszillierenden und einer abklingenden Komponente:

$$\begin{aligned} \Psi(x) &\propto \int_0^1 e^{-(x/l) \cos \theta} \cos\left(\frac{Q}{\hbar \cos \theta} x\right) d(\cos \theta) \\ &\propto e^{-x/\xi_F} \propto e^{-x/\xi_{F1}} \cdot e^{-ix/\xi_{F2}}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

$\xi_F = \xi_{F1} + i\xi_{F2}$  ist die komplexe Kohärenzlänge.  $\xi_{F2}$  entspricht der räumlichen Oszillation des Ordnungsparameters.  $\xi_{F1}$  entspricht dem Abklingen des Ordnungsparameters im Ferromagneten. Für Ferromagnete im „clean Limit“ ist die räumliche Oszillation sehr ausgeprägt und nur schwach gedämpft. Im „diffusiven Limit“ ist die Oszillation dagegen stark gedämpft. In Abbildung 3.3(b) ist der Proximity-Effekt für eine Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche dargestellt. Für einen schwa-



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung des Proximity-Effekts für (a) eine Supraleiter-Normalleiter-Grenzfläche und (b) eine Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche.

chen Ferromagneten lassen sich die beiden Kohärenzlängen  $\xi_{F1}$  und  $\xi_{F2}$  als eine gemeinsame Kohärenzlänge angeben [ROR<sup>+</sup>01]:

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{[E_{ex}^2 + (\pi k_B T)^2]^{1/2} \pm k_B T}} \quad (3.6)$$

$E_x = \pm \mu_B \mu_0 H_{ex}$  ist die Austauschenergie der Elektronen des Cooper-Paars.  $D$  ist die Diffusionskonstante für die Elektronen im Ferromagnet. Aus Gleichung (3.6) läßt sich erkennen, dass für Austauschenergien  $E_{ex}$  in der Größenordnung der thermischen Energie  $k_B T$  eine Variation der Temperatur Einfluss auf das Verhältnis  $\xi_{F1}/\xi_{F2}$  hat. Dadurch ist es möglich einen temperaturinduzierten Phasenübergang von 0 nach  $\pi$  zu erzeugen. Dies ist z.B. in [ROR<sup>+</sup>01] und [Wei06; Kem08] beschrieben.

## 3.2 $\pi$ -Kontakte

Bisher wurden nur konventionelle Josephsonkontakte betrachtet. Konventionelle Josephsonkontakte sind so genannte „0-Josephsonkontakte“,

da sie eine Strom-Phasen-Beziehung

$$I = I_c \sin \varphi \quad (3.7)$$

und eine Phase  $\varphi = 0$  im Grundzustand haben. Zusätzlich gibt es auch so genannte  $\pi$ -Josephsonkontakte. In solchen Kontakten kommt es im Grundzustand (ohne Biasstrom) zu einer Phasendifferenz von  $\pi$ . Dies führt formal gesehen zu einem negativen kritischen Strom  $I_c$  über den Kontakt. Die Strom-Phasen-Beziehung ändert sich damit zu

$$I = I_c \sin(\varphi + \pi) = -I_c \sin \varphi. \quad (3.8)$$

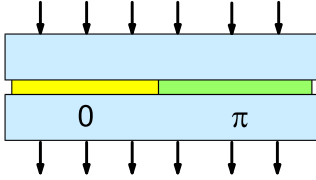
Gewöhnlich ist es schwierig experimentell zwischen einem 0- und einem  $\pi$ -Josephsonkontakt zu unterscheiden<sup>3</sup>.  $\pi$ -Josephsonkontakte werden intensiv erforscht, da sie große Vorteile für Josephsonkontakt basierte Elektronik-Anwendungen versprechen. So sollen sie zu einer Effizienzsteigerung von verschiedenen klassischen also auch quantenmechanischen Schaltkreise, wie z.B. RSFQ-Schaltungen [TGB97; TB98; OMV<sup>+</sup>06; UK03], führen. Auch für Qubits, die auf Josephsonkontakten basieren, werden  $\pi$ -Kontakte diskutiert [IGFB99; BGI01; YTTM05; YTM06]. Heutzutage lassen sich  $\pi$ -Kontakte mit verschiedenen Technologien herstellen: Josephsonkontakte mit ferromagnetischer Barriere [ROR<sup>+</sup>01; KAL<sup>+</sup>02; OBF<sup>+</sup>06; WTK06], Nichtgleichgewichtssupraleiter-Normalleiter-Supraleiter-Josephsonkontakte [BMWK99; HPH<sup>+</sup>02] und Supraleiter aus Quantenpunkten [DNB<sup>+</sup>06; CWB<sup>+</sup>06; JNGR<sup>+</sup>07]. Daneben gibt es einen theoretischen Vorschlag, geometrische  $\pi$ -Kontakte in dünnen Filmen aus  $d$ -Wellen-Supraleitern zu realisieren [GIS07; GDS07; GS09].

### 3.3 0- $\pi$ -Kontakte

Werden 0-Kontakte und  $\pi$ -Kontakte kombiniert, so erhält man so genannte 0- $\pi$ -Kontakte. In Abb. 3.4 ist ein solcher Kontakt schematisch dargestellt. An der Grenzfläche zwischen dem 0- und dem  $\pi$ -Kontakt kann sich spontan ein halbzahliges Flussquant ausbilden, ein sogenanntes Semifluxon [BKSL78; GKK02]. Auf Semifluxonen wird später in diesem Kapitel genauer eingegangen.

<sup>3</sup>In [ROR<sup>+</sup>01] sind phasensensitive Messungen beschrieben.





**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung eines 0- $\pi$ -Josephsonkontakts. Der 0-gekoppelte Teil ist gelb, der  $\pi$ -gekoppelte Teil grün dargestellt.

Betrachtet man 0- und  $\pi$ -Kontakte getrennt, so läßt sich kein Unterschied in der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms feststellen. Die zentrale Messgröße ist  $|I_c|$ , wodurch es nicht möglich ist das negative Vorzeichen eines  $\pi$ -Kontakts zu „erkennen“. Beide Kontakte weisen bei  $B = 0$  ein zentrales Maximum auf. Die Form der  $I_c(B)$ -Kennlinie hängt von der Geometrie des Kontakts ab. Für kurze Kontakte ergibt sich wie bereits besprochen ein Fraunhofer-Muster (vgl. Abb. 2.7), bei langen Kontakten tritt eine  $I_c(B)$ -Abhängigkeit in Form eines Dreiecks auf [BP82].

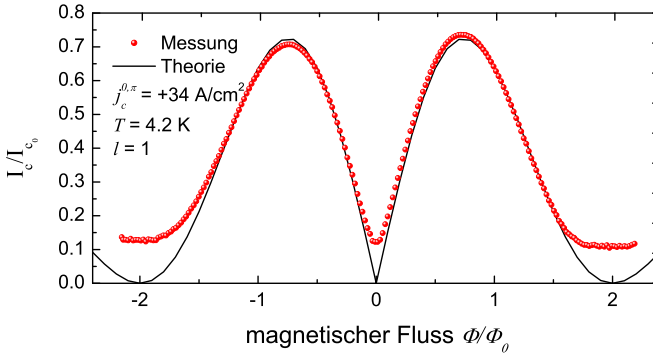
Liegt nun ein 0- $\pi$ -Kontakt vor, so fließen die Supraströme für den 0- und den  $\pi$ -Teil in entgegengesetzte Richtung. Liegt der Phasensprung  $\pi$  in der Mitte eines kurzen Kontakts, so gilt für die Phase über den gesamten Kontakt:

$$\phi(x) = \phi_0 + \begin{cases} Bx & -l/2 < x < 0 \\ Bx + \pi & l/2 > x \geq 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

$l = L/\lambda_J$  ist die normierte Länge und  $B = 2H/H_{c1}$  mit  $H_{c1} = \Phi_0/\pi\mu_0\Lambda\lambda_J$  das normierte Magnetfeld. Betrachtet man einen kurzen Kontakt ( $L \ll \lambda_J$ ), so erhält man durch Einsetzen von Gleichung (3.9) in den Ausdruck für die kritische Stromdichte  $j = j_c \sin \phi(x)$  den kritischen Strom in Abhängigkeit des Magnetfelds:

$$\begin{aligned} I_c(B) &= \max \left| \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{+l/2} j_c \sin \phi(x) dx \right|, \\ &= I_{c0} \left| \frac{4}{Bl} \sin^2 \left( \frac{Bl}{4} \right) \right|. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Dies führt bei einem 0- $\pi$ -Kontakt mit symmetrischen Stromdichten zu  $I_c(B = 0) = 0$ . In Abb. 3.5 ist eine Messkurve und die zugehörige, gemäß Gl. (9.1) berechnete,  $I_c(\Phi)$ -Kurve eines kurzen 0- $\pi$ -Kontakts gezeigt. Man sieht, dass sich bei  $\Phi/\Phi_0 = 0$  ein Minimum ausbildet. Liegt ein langer ( $l \geq \lambda_J$ ) Kontakt vor, so kommt es an der Grenzfläche zwischen dem 0- und dem  $\pi$ -Kontakt zur Ausbildung eines Semifluxons



**Abbildung 3.5:**  $I_c(\Phi)$ -Abhängigkeit eines kurzen  $0\text{-}\pi$ -SIFS-Josephsonkontakts. Die schwarze Kurve ist die theoretisch erwartete Kurve (Gl. (9.1)), rot sind im Vergleich Messwerte gezeigt (siehe Kapitel 9.3.1). Der Offset der roten Kurve rührt vom endlichen Spannungskriterium bei der  $I_c$ -Detektion her.

[XJHMT95; KMS97; ZG04].

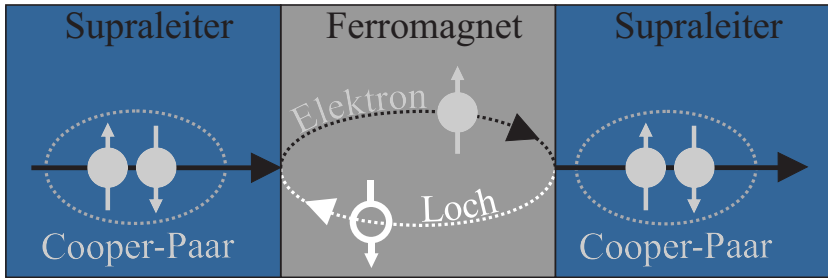
$0\text{-}\pi$ -Kontakte lassen sich mit unterschiedlichen Systemen realisieren und in diversen Geometrien anordnen. Im Folgenden wird zunächst ein kurzer Überblick über die verschiedenen Möglichkeiten der Realisierung von  $0\text{-}\pi$ -Kontakten gegeben, und dann auf Semifluxonen genauer eingegangen.

### Josephsonkontakte mit ferromagnetischer Barriere

In Kapitel 3.1 wurde der Proximity-Effekt für eine Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche beschrieben. Es wurde gezeigt, dass es zu einer räumlichen Oszillation des Ordnungsparameters kommt. Mithilfe dieses Effekts lassen sich Josephsonkontakte herstellen, die wahlweise eine Phasendifferenz von 0 oder  $\pi$  aufweisen, indem eine ferromagnetische Schicht zwischen zwei Supraleiter gebracht wird. Der entscheidende Parameter ist dabei die Schichtdicke  $d_F$  der ferromagnetischen Zwischenschicht. Solche Kontakte werden kurz als SFS-Kontakte<sup>4</sup> bezeichnet. Mikroskopisch betrachtet kommt es zu sogenannten *gebundenen Andreev Zuständen* (*Andreev Bound States*) [And64; SBLC03]. Wie schon bei Supraleiter-

<sup>4</sup>SFS = Supraleiter-Ferromagnet-Supraleiter

Normalleiter-Grenzflächen (vgl. Kapitel 3.1) kommt es zu einer Andreev-Reflexion an den Grenzflächen zwischen Ferromagnet und Supraleiter. In Abb. 3.6 ist die Andreev-Reflexion für einen SFS-Kontakt dargestellt. Ein Elektron wird dabei an einer der beiden Grenzflächen als Loch und an der gegenüberliegenden Grenzfläche wieder als Elektron reflektiert [Kul70]. Dabei wird jeweils eine entsprechende Ladung von  $2e$  in den



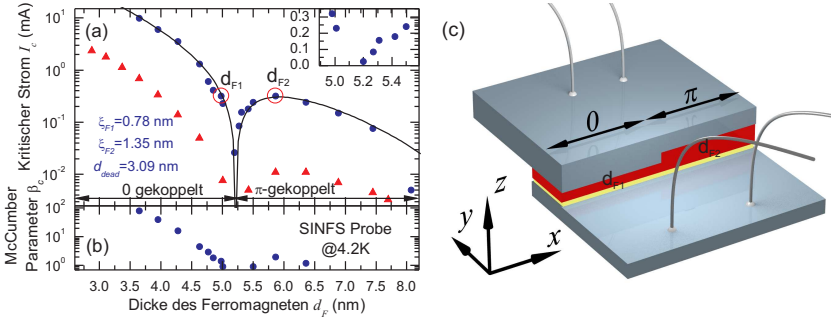
**Abbildung 3.6:** Schematische Darstellung eines Andreev gebundenen Zustands.

Supraleiter übertragen, welche dort zur Bildung eines Cooper-Paares führt. Dieser Prozess führt zu einem Suprastrom über die Barriere. Im Gegensatz zum Supraleiter-Normalleiter-Übergang kommt es zu einem Phasensprung von  $\pi$  des Elektrons/Lochs. Im Supraleiter bildet sich daher ein Cooper-Paar mit entgegengesetzter Spinausrichtung.

Aus Gleichung (2.9) ergibt sich, dass SFS-Kontakte aufgrund ihres geringen Quasiteilchen-Widerstands ein stark überdämpftes Verhalten aufweisen. Um Kontakte mit niedriger Dämpfung zu erhalten, wird zusätzlich eine Isolationsschicht zwischen Supraleiter und Ferromagnet eingebracht. Man erhält einen SIFS-Kontakt<sup>5</sup> [KAL<sup>+</sup>02; BSH<sup>+</sup>06; Wei06]. In Abb. 3.7(a) ist exemplarisch (aus [Wei06]) der kritische Strom  $|I_c|$  in Abhängigkeit der Schichtdicke  $d_F$  aufgetragen. Wird die Schichtdicke geeignet gewählt, so ist es auch möglich, durch eine Temperaturänderung einen Übergang von einem 0- zu einem  $\pi$ -Kontakt zu erreichen [ROR<sup>+</sup>01; OBF<sup>+</sup>06; SBLC03]. Darüberhinaus lassen sich durch unterschiedliche Schichtdicken in einem Josephsonkontakt 0- $\pi$ -Kontakte realisieren. Dafür ist idealerweise  $j_c(d_{F1}) = -j_c(d_{F2})$  zu wählen. In Abb.

<sup>5</sup>SIFS = Supraleiter-Isolator-Ferromagnet-Supraleiter

3.7(c) ist schematisch ein solcher  $0$ - $\pi$ -Kontakt dargestellt. In [WTK06]



**Abbildung 3.7:** (a)  $I_c(d_F)$ -Abhängigkeit für einen SIFS Kontakt aus [Wei06]. (b) Abhängigkeit des McCumber Parameters  $\beta_c$  von der Schichtdicke  $d_F$ . (c) Schematische Darstellung der unterschiedlichen Schichtdicken in einem  $0$ - $\pi$ -Kontakt.

wurde ein Ausdruck für den kritischen Strom in Abhängigkeit der ferromagnetischen Dicke hergeleitet:

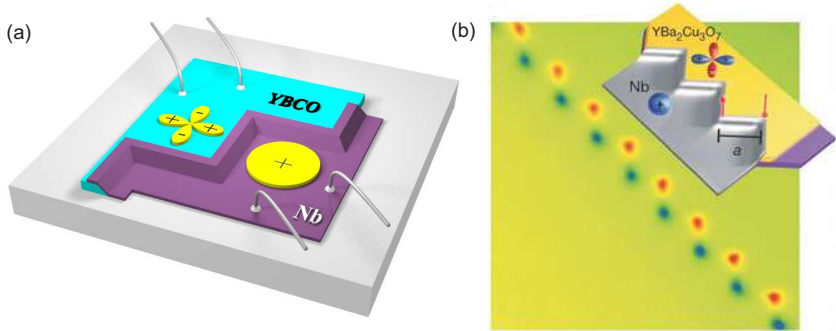
$$I_c(d_F) \propto \frac{1}{\gamma_{B2}} e^{-d_F/\xi_{F1}} \cos\left(\frac{d_F - d_F^{dead}}{\xi_{F2}}\right). \quad (3.11)$$

$\gamma_{B2}$  ist der Transparenzfaktor des SIF-Übergangs.  $d_F^{dead}$  bezeichnet den nichtmagnetischen Anteil der magnetischen Zwischenschicht. Gleichung (3.11) gilt für SIFS-Kontakte, deren Zwischenschicht auf NiCu-Legierungen basiert. Die SIFS Kontakte, welche in dieser Arbeit untersucht worden sind, basieren bis auf wenige Ausnahmen auf NiCu-Legierungen.

### $d$ - und $s$ -Wellen-Hybridkontakte

Im Gegensatz zu Bikristall-Korngrenzkontakten [HM02] aus  $d$ -Wellen-Supraleitern bieten Rampenkontakte, welche eine Kombination aus  $s$ -Wellen- und  $d$ -Wellen-Supraleiter darstellen, weitaus mehr Möglichkeiten, die Josephsonkontakte in beliebiger Geometrie anzuordnen, da keine Beschränkung durch die Korngrenzen des Substrats gegeben ist. Solche Kontakte wurden durch Kombination des  $s$ -Wellen-Supraleiters Nb mit dem lochdotierten  $d$ -Wellen-Supraleiter  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) [SHR<sup>+</sup>02; SAB<sup>+</sup>02; HAS<sup>+</sup>03] oder dem elektrondotierten  $d$ -Wellen-

Supraleiter  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  (NCCO) [ADS<sup>+</sup>05] hergestellt. Der Josephsonkontakt entsteht dabei am rampenförmigen Überlappbereich der beiden Supraleiter. Werden diese Josephsonkontakte in einer ZickZack-Geometrie angeordnet, bei welcher die einzelnen Facetten entlang der  $a$ - und  $b$ -Achse des Kuprats verlaufen, so erhält man abwechselnd  $0$  und  $\pi$  Josephsonkontakte [SAB<sup>+</sup>02; ADS<sup>+</sup>05]. In Abb. 3.8(a) ist solch eine Anordnung aus Niob und YBCO dargestellt. Da die  $d$ -Wellensymmetrie des



**Abbildung 3.8:** (a) Schematische Darstellung eines YBCO/Nb-Rampenkontakts. (b) Flußmessung mit einem SQUID-Mikroskop an einem Rampenkontakt [HAS<sup>+</sup>03]. Die blauen bzw. gelben Punkte stellen Semifluxonen entgegengesetzter Polarität dar.

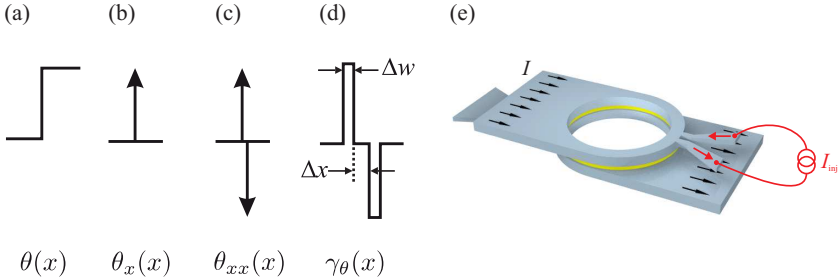
Kuprats ausgenutzt wird, lassen sich keine einzelnen  $\pi$ -Rampenkontakte herstellen. Es lassen sich nur  $0-\pi$ -Kontakte bzw. Vielfache davon, sogenannte  $0-\pi$ -Facetten, herstellen (vgl. Kapitel 3.4). Eine weitere Einschränkung ist die relativ hohe Dämpfung von typischerweise  $\alpha \geq 0.4$  solcher Rampenkontakte. Dies schränkt beispielsweise die Untersuchung von dynamischen Effekten von Semifluxonen stark ein.

### $0-\pi$ -Injektorkontakte

Eine weitere Möglichkeit  $0-\pi$ -Kontakte zu erhalten sind sogenannte  $0-\pi$ -Injektorkontakte. Dabei wird mittels Strominjektoren eine Diskontinuität in einem Standard-Josephson-Kontakt erzeugt. Der Phasensprungterm  $\theta_{xx}$  und der Biasstrom  $\gamma$  sind in der Sinus-Gordon-Gleichung<sup>6</sup> (2.32) additive Terme. Ein Phasensprung kann also künstlich

<sup>6</sup>Die Sprungfunktion  $\theta_{xx}$  erhält man durch zweimaliges Ableiten der rechten Seite

erzeugt werden, indem ein zusätzlicher Strom angelegt wird. Durch zweifaches Ableiten der Stufenfunktion  $\theta(x) = \pi H(x)$  (vgl. Abb. 3.9(a)) ergibt sich das notwendige Stromprofil  $\gamma_\theta(x) = \theta_{xx}(x)$  (vgl. Abb. 3.9(d)).  $H(x)$  ist dabei die Heaviside-Stufenfunktion und  $\pi$  die Höhe der Stu-



**Abbildung 3.9:** Darstellung von  $\theta(x)$ ,  $\theta_x(x)$ ,  $\theta_{xx}(x)$  sowie die entsprechende Approximation von  $\theta_{xx}(x)$  durch  $\gamma_\theta(x)$  mittels zweier rechteckiger Strompulse. Die Strompulse  $\gamma_\theta(x)$  haben im Experiment eine gewisse Breite  $\Delta w$  und einen Abstand  $\Delta x$  (modifiziert aus [GSG<sup>+</sup>04]). (e) zeigt eine schematische Zeichnung eines Josephsonkontakts mit zwei Injektoren.

fe. Durch Bildung der ersten Ableitung ergibt sich  $\theta_x(x) = \pi\delta(x)$  mit der  $\delta$ -Distribution der Stärke  $\pi$  (vgl. Abb. 3.9(b)). Damit ergibt sich für die zweite Ableitung  $\theta_{xx}(x) = -\pi\delta(x)/x$  (vgl. Abb. 3.9(c)) [Ust02; Mal04; GSG<sup>+</sup>04].

Im Experiment kann dieses Profil durch einen wie in Abb. 3.9(d) dargestellten Stromdipol angenähert werden. Durch eine zusätzliche kleine Elektrode (Injektor), die sich direkt an der Biasstrom-Elektrode befinden, wird ein Strom  $I_{inj}$  injiziert und im Abstand  $\Delta x$  durch eine zweite Elektrode wieder extrahiert. In Abb. 3.9(e) ist so ein Kontakt schematisch dargestellt.

## Semifluxonen

Liegt ein  $0$ - $\pi$ -Kontakt vor, so ist der Phasensprung an der Kontaktstelle zwischen  $0$ - und  $\pi$ -Teil zu beachten. Diese Diskontinuität der Phase läßt sich, wie gerade gezeigt, durch Einführung einer Stufenfunktion  $\theta(x)$  beschreiben. Die Stufenfunktion nimmt in den einzelnen Teilen des Kontakts entweder den Wert  $0$  oder  $\pi$  an [GKK02].

Wird die Phase  $\phi(x, t)$  durch eine kontinuierliche Phase  $\mu(x, t)$  und einen

Anteil  $\theta(x)$  ersetzt, also  $\phi(x, t) = \mu(x, t) + \theta(x)$ , und in Gleichung (2.32) eingesetzt, so erhält man [XJHMT95; KMS97; BK03]:

$$\mu_{xx} + \mu_{tt} - \sin(\mu) \cos[\theta(x)] = \alpha\mu_t + \gamma(x) \quad (3.12)$$

Das Phasenprofil eines Semifluxons läßt sich über die Lösung der stationären Sinus-Gordon-Gleichung

$$\mu_{xx} - \sin \mu \cos \theta = 0 \quad (3.13)$$

bestimmen. Dazu wird ein unendlich langer Kontakt angenommen, dessen 0- $\pi$ -Übergang sich bei  $x = 0$  befindet. Weit von  $x = 0$  entfernt soll der 0- $\pi$ -Übergang keinen Einfluss auf den Kontakt haben. Damit ergeben sich weit von  $x = 0$  entfernt folgende Randbedingungen:

$$\phi(\pm\infty) = 0, \quad \phi_x(\pm\infty) = 0 \quad (3.14)$$

Die Randbedingungen für die kontinuierliche Phase  $\mu(x)$  lauten damit:

$$\mu(-\infty) = 0, \quad \mu(+\infty) = \pm\pi, \quad \mu_x(\pm\infty) = 0. \quad (3.15)$$

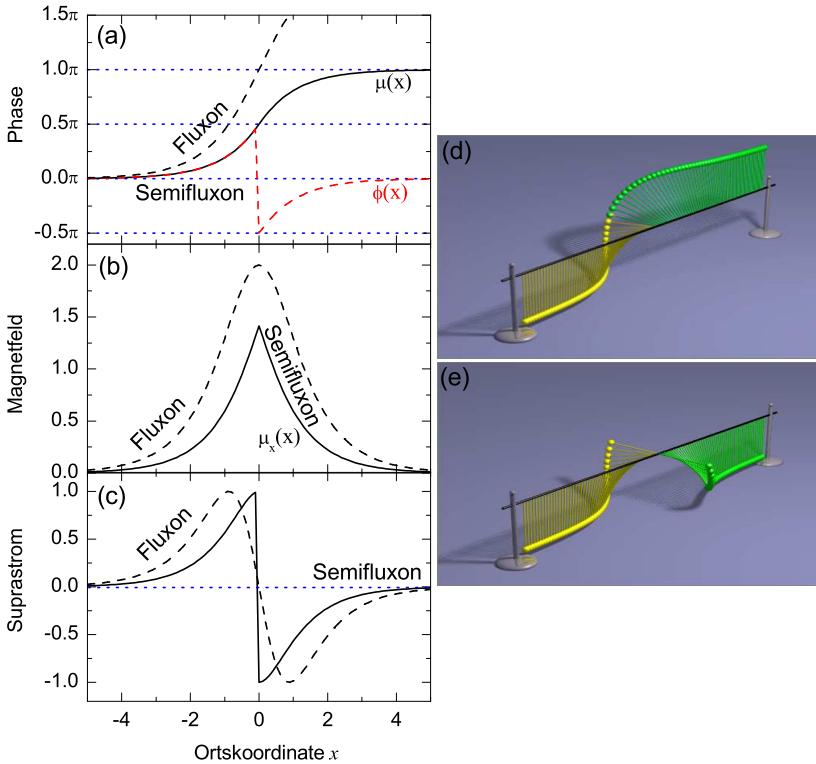
Mit diesen Randbedingungen ergibt sich für die Lösung von Gleichung (3.13) [GKK02; XJHMT95]:

$$\mu(x) = \pm \begin{cases} 4 \arctan[(\sqrt{2} - 1)e^x] & \text{für } x < 0, \\ \pi - 4 \arctan[(\sqrt{2} - 1)e^{-x}] & \text{für } x > 0 \end{cases}. \quad (3.16)$$

Bildet man davon die erste Ableitung, so erhält man das Magnetfeld eines Semifluxons:

$$\mu_x(x) = \pm \frac{2}{\cosh[|x| - \ln(\sqrt{2} - 1)]}. \quad (3.17)$$

In Abb. 3.10(a) ist das Phasenprofil  $\phi(x)$  und die kontinuierliche Phase  $\mu$  aufgetragen. Das entsprechende Magnetfeldprofil und der Suprastrom für ein Semifluxon sind in Abb. 3.10(b+c) gezeigt (durchgezogene Linien). Im Vergleich dazu sind auch die entsprechenden Werte für ein Fluxon (gestrichelte Linien) eingezeichnet. Wie in Abb. 3.10(a)–(c) zu sehen, ergibt sich bei  $x = 0$  für das normierte Magnetfeld  $\mu_x(x = 0) = \sqrt{2}$ . Im Vergleich dazu ergibt sich für ein Fluxon bei  $x = 0$  ein Wert von 2. Aus Gleichung (3.16) ergeben sich durch die beiden Vorzeichen eine positive



**Abbildung 3.10:** (a) Phase  $\mu(x)$  und  $\phi(x)$ , (b) Magnetfeld und (c) Josephsonsuprastrom eines positiven Semifluxons. (d) positives Semifluxon im  $\mu$ -Bild und (e) im  $\phi$ -Bild.

und eine negative Lösung. Bei der positiven Lösung erhält man ein positives Semifluxon ( $\uparrow$ ), bei der negativen Lösung ein negatives Semifluxon ( $\downarrow$ ). Positives und negatives Semifluxon stellen zusammen den (zweifach entarteten) Grundzustand des Systems dar [ZG04]. Die Richtung des Phasensprungs hat dabei keinen Einfluß auf die Polarität des Semifluxons. In Abb. 3.10(d)+(e) ist zum Vergleich ein positives Semifluxon im Pendelkettenmodell gezeigt.



### 3.4 Josephsonkontakte mit 0- $\pi$ -Facetten

Für eine Anordnung von 0- $\pi$ -Facetten ist Gleichung (2.20) nicht mehr gültig. Für  $a \ll \lambda_J$  kann man einen analytischen Ansatz machen:

$$I_c(\Phi) = \left| \sum_{n=1}^N \left( \int_{(n-1)a}^{na} j_c b e^{in\pi} e^{-\varphi(x)} dx \right) \right|, \quad (3.18)$$

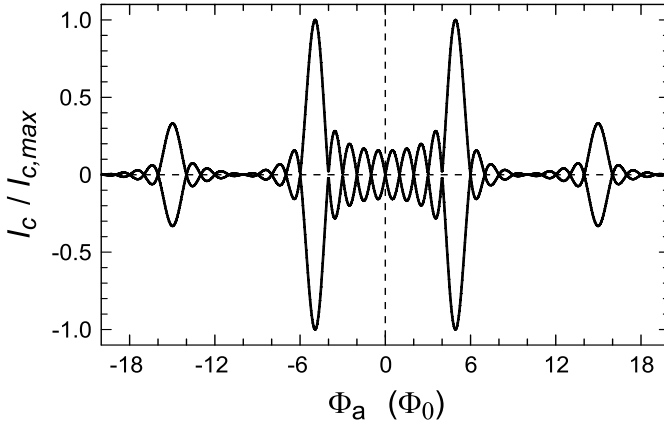
Dabei ist  $N$  die Anzahl der Facetten mit Facettenlänge  $a$ ,  $b$  ist die Breite des Kontakts. Der erste Exponent beschreibt den Beitrag der Symmetrie des Ordnungsparameters zur Phasendifferenz über den Kontakt. Dieser variiert zwischen 0 und  $\pi$  für jeweils aufeinanderfolgende Facetten. Unter der Voraussetzung einer konstanten Kopplungsstärke zwischen den supraleitenden Elektroden und eines konstanten  $j_c$  für alle Facetten, sowie einer homogenen Flussverteilung, kann aus dieser Gleichung durch Integration eine analytische Formel für den maximalen Suprastrom gewonnen werden [SAB<sup>+</sup>02]:

$$\begin{aligned} I_c(\Phi) = & \frac{j_c b N a}{2\pi \Phi / \Phi_0} \left\{ \left( \sum_{n=1}^N \sin \left[ n \left( \pi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \left[ 1 - \cos \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \right. \right. \\ & - \cos \left[ n \left( \pi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \sin \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \left. \right)^2 \\ & + \left( \sum_{n=1}^N \cos \left[ n \left( \pi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \left[ 1 - \cos \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \right. \\ & \left. \left. + \sin \left[ n \left( \pi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \sin \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.19) \end{aligned}$$

In Abb. 3.11 ist ein Beispiel für ein solches  $I_c(\Phi)$ -Muster mit 10 Facetten zu sehen. Charakteristisch für das  $I_c(\Phi)$ -Muster sind scharfe  $I_c$ -Maxima für  $\Phi_{max} = N\Phi_0/2$  und ein Verschwinden des kritischen Stroms  $I_c$  bei  $\Phi = 0$  für eine gerade Anzahl von Facetten (für eine ungerade Facettenzahl erhält man ein kleines lokales Maximum für  $\Phi = 0$ ). Die Anzahl der Minima im Bereich  $-\Phi_{max} < \Phi < \Phi_{max}$  ist  $N - 1$ .

Aus Gleichung 3.19 läßt sich die Suprastromdichte für die n-te Facette herleiten

$$j_s = (-1)^n j_c(x) \sin\{\phi_0 + (2\pi\Phi_f/\Phi_0 Na) \cdot x\} \quad , \quad (3.20)$$



**Abbildung 3.11:** Theoretisches  $I_c(\Phi)$ -Muster für einen Kontakt mit 10 Facetten (aus [SAB<sup>+</sup>02]). Besondere Merkmale sind die beiden Hauptmaxima für  $\Phi_{max} = N\Phi_0/2$  und das Verschwinden von  $I_c$  für  $\Phi = 0$ .

Hier ist  $x$  die Koordinate entlang der Facetten, mit  $x = 0$  für die erste Facette.  $\Phi_f$  ist der magnetische Fluß pro Facette. Durch den Vorfaktor  $(-1)^n$  dreht sich das Vorzeichen für jeden Facette um. Bei NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakte, welche später besprochen werden, ist dieser Vorzeichenwechsel eine direkte Konsequenz aus der d-Wellen Ordnungssymmetrie.

Solche Kontakte lassen sich auch im Limit langer Kontakte herstellen. In solchen Systemen ist die Ausbildung halbzahlicher Flussquanten möglich. Dieses wurde von H. Hilgenkamp et al. 2003 beobachtet [HAS<sup>+</sup>03], vgl. Abb. 3.8(b).

## Teil II

# Proben und experimenteller Aufbau

# Kapitel 4

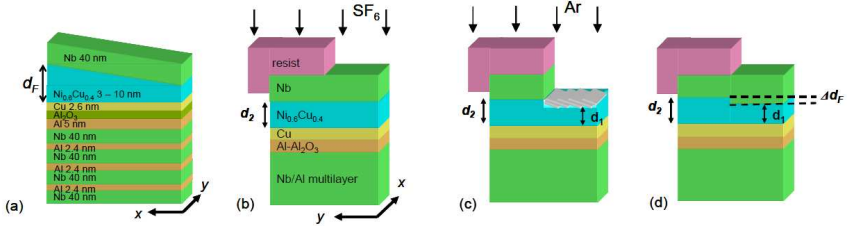
## Probenherstellung und Geometrie

### 4.1 Nb/Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Cu/NiCu/Nb-Kontakte

Die Experimente an SIFS-Kontakten beruhen auf einer Kooperation mit Martin Weides [Wei06] vom Forschungszentrum Jülich. Die SIFS Kontakte wurde von Martin Weides hergestellt und teilweise bzgl. ihrer magnetischen-, elektrischen- und Transport-Eigenschaften charakterisiert. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über den Herstellungsprozess und die verschiedenen Kontakt-Geometrien gegeben werden. Details dazu finden sich in [WTK06].

#### 4.1.1 Herstellungsprozess

Der Herstellungsprozess basiert auf einer Multilagenstruktur aus Nb/Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Cu/NiCu/Nb, welche durch Magnetron-Sputtern auf einen thermisch oxidierten 4-Zoll Si-Wafer aufgebracht wird (siehe Abb. 4.1(a)). Zunächst wird eine 160 nm dicke Nb-Elektrode aufgebracht. Die Rauigkeit der Bottom Elektrode kann minimiert werden, indem vier 40 nm dicke Nb-Schichten aufgebracht werden, welche jeweils durch 2.4 nm dicke Al-Schichten unterbrochen sind. Anschließend wird eine 5 nm dicke Al-Schicht aufgebracht, welche für 30 min bei Raumtemperatur unter Sauerstoffatmosphäre oxidiert wird. Eine weitere 2.6 nm dicke Kupfer-



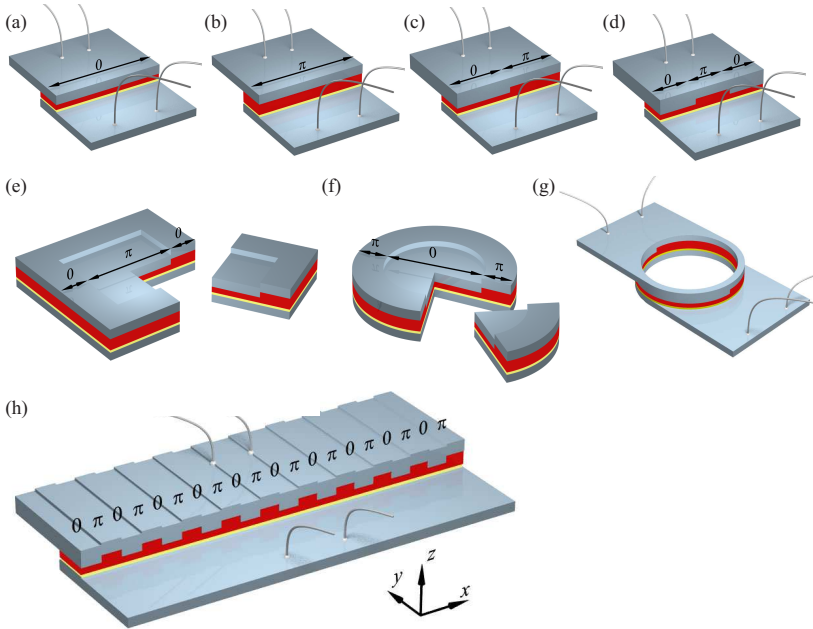
**Abbildung 4.1:** Prozessschritte zur Herstellung von SIFS-Kontakten (aus [PW08])

schicht soll ein ebenes Aufwachsen der NiCu-Schicht garantieren. Um Strukturen mit unterschiedlich dicker ferromagnetischer Zwischenschicht auf einem Wafer und in einem Prozessschritt zu erhalten, wird die ferromagnetische Zwischenschicht (z.B. Ni<sub>0,6</sub>Cu<sub>0,4</sub>) keilförmig über den Wafer hinweg aufgebracht. Abschließend wird eine 40 nm dicke Nb-Schicht aufgesputtert. Um die Proben kontaktieren zu können, wird in einem weiteren Schritt eine 300 nm dicke Nb-Schicht aufgebracht.

Für die Herstellung gestufter Kontakte wird ein Teil des Wafers mit Photolack bedeckt. In einem Ätzprozess wird zunächst das Nb mit SF<sub>6</sub> reaktiv geätzt (Abb. 4.1(b)), anschließend durch Argon-Ionen-Ätzen die Schichtdicke des NiCu um  $\Delta d_F = d_2 - d_1$  verringert (Abb. 4.1(c)). Im Anschluss daran wird wieder eine Nb-Schicht aufgebracht (Abb. 4.1(c)). Eine detaillierte Beschreibung des Herstellungsprozesses ist in [WSK07; PW08] zu finden.

## 4.1.2 Geometrien

Zur Untersuchung im TTREM wurden von Martin Weides Josephsonkontakte in unterschiedlichen Geometrien hergestellt. In Anhang A sind CAD-Zeichnungen der beiden Chips SINFS13I und AJJ19I gezeigt, die für die Messungen in dieser Arbeit zur Verfügung standen. In Abb. 4.2 sind schematisch die Geometrien der Kontakte dargestellt, welche untersucht worden sind. In Abb. 4.2(a)–(d) sind lineare Kontakte gezeigt, welche jeweils in den Abmessungen  $50 \times 10 \mu\text{m}$  und  $200 \times 10 \mu\text{m}$  vorlagen. In Abb. 4.2(a) und Abb. 4.2(b) ist ein 0- und einen  $\pi$ -Kontakt gezeigt. Abbildung 4.2(c) zeigt einen gestuften 0- $\pi$ -Kontakt, bei welchem wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben, eine Hälfte geätzt, und die andere Hälfte nicht geätzt ist. Dies lässt sich noch erweitern zu einem sogenannten 0-



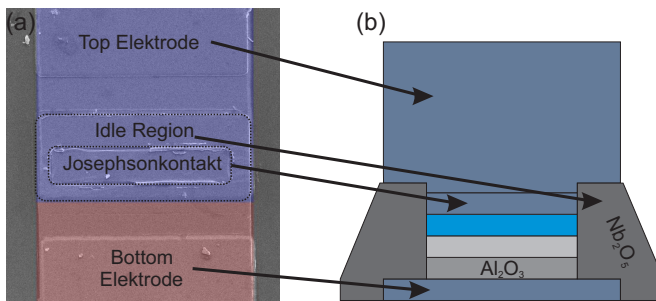
**Abbildung 4.2:** Verschiedene Geometrien auf den beiden SIFS Chips SINFS13I und AJJ19I. (a) linearer 0-Kontakt, (b) linearer  $\pi$ -Kontakt, (c) linearer 0- $\pi$ -Kontakt, (d) linearer 0- $\pi$ -0-Kontakt, (e) quadratischer 0- $\pi$ -Kontakt, (f) runder 0- $\pi$ -Kontakt, (g) annularer 0- $\pi$ -Kontakt, (h)  $20 \times (0-\pi)$ -Kontakt.

$\pi$ -0-Kontakt (siehe Abb. 4.2(c)), bei welchem die äußeren zwei Drittel geätzt sind und einen 0-Kontakt bilden, und das mittlere Drittel (nicht geätzt) einen  $\pi$ -Kontakt bildet. Darüberhinaus gibt es noch sogenannte  $0/2-\pi-0/2$ -Kontakte, bei welchen die Länge des 0-Bereichs der Hälfte des  $\pi$ -Bereichs entspricht (nicht gezeigt). Eine ähnliche Geometrie wie die linearen Referenzkontakte aus Abb. 4.2(a) und 4.2(b) stellen quadratische Referenzkontakte mit den Abmessungen  $50 \times 50 \mu\text{m}$  dar (nicht gezeigt). Eine interessante Kombination aus 0- und  $\pi$ -Kontakten bildet hier die 0- $\pi$ -Variante dieser  $50 \times 50 \mu\text{m}$  großen Kontakte (Abb. 4.2(e)). Bei diesen ebenfalls quadratischen Kontakten ist in der Mitte ein 0-Kontakt, welcher komplett von einem  $\pi$ -Kontakt umgeben ist. Der 0-Kontakt hat

dabei eine Seitenlänge von  $38 \times 38 \mu\text{m}$  bzw.  $62 \times 62 \mu\text{m}$ . Diese Kontakte gibt es auch in einer runden Ausführung, wie in Abb. 4.2(f) gezeigt. Bei den runden Referenzkontakten (nicht gezeigt) bildet ebenfalls wieder die komplette Fläche mit  $50 \mu\text{m}$  Durchmesser einen 0- bzw. einen  $\pi$ -Kontakt. Den 0- $\pi$ -Kontakt gibt es ebenfalls wieder in zwei Ausführungen. Der 0-Kontakt in der Mitte hat dabei einen Durchmesser von  $38 \mu\text{m}$  bzw.  $62 \mu\text{m}$ . Eine weitere Geometrie stellen annulare Kontakte dar (siehe Abb. 4.2(g)). Diese Kontakte haben einen Umfang von  $628 \mu\text{m}$ . Wieder gibt es 0- und  $\pi$ -Referenzkontakte. Zusätzlich sind diese Kontakte noch mit zwei Injektoren in  $y$ -Richtung ausgestattet (nicht gezeigt). Bei den annularen 0- $\pi$ -Kontakten sind die 0- und die  $\pi$ -Teile so angeordnet, dass sich die Stufe im Ferromagneten einmal an den Injektoren befindet, das andere Mal  $90^\circ$  versetzt zu den Injektoren liegt. Eine weitere Geometrie ist in Abb. 4.2(h) dargestellt. Dabei handelt es sich um einen Kontakt mit 20 0- $\pi$ -Facetten. Die Kontaktlänge beträgt  $200 \mu\text{m}$ , die Breite beträgt  $10 \mu\text{m}$ . Daraus ergibt sich eine Facettenlänge von  $5 \mu\text{m}$ .

### Idle-Region und Kapazität

Bei der Herstellung wird, wie eben beschrieben, eine Öffnung in der isolierenden Nb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schicht freigelassen. Die isolierende Schicht zwischen der Top- und der Bottom-Elektrode, welche zur Passivierung der Bottom-Elektrode um den Tunnelkontakt herum dient, bezeichnet man als *Idle-Region*. In Abb. 4.3 ist die Idle-Region anhand eines Beispiels dargestellt. In den Arbeiten von Caputo et. al. [CFD94] und Monaco et. al.



**Abbildung 4.3:** (a) REM-Aufnahme eines 0-gekoppelten Josephsonkontakts (SINFS13LII28). Die Top-Elektrode und Bottom-Elektrode sind farblich hervorgehoben. (b) Schnitt durch einen SIFS-Kontakt.

[MCM95] wurde gezeigt, dass die Idle-Region die statischen und dynamischen Eigenschaften von Josephsonkontakten beeinflusst. Die spezifische Kapazität eines Josephsonkontakts ist gegeben durch  $\overline{C}_{total} = \overline{C}_{Al_2O_3} + \overline{C}_{Nb_2O_5}$  mit  $\overline{C} = \epsilon \epsilon_0 w_{i,j} / d_I^{i,j}$ . Die spezifische Selbstinduktivität eines Josephsonkontakts ist gegeben durch  $\overline{L}_{total}^{-1} = \overline{L}_{Al_2O_3}^{-1} + \overline{L}_{Nb_2O_5}^{-1}$ , wobei  $\overline{L}_{i,j} = \mu_0 d'_{i,j} / w_{i,j}$  die Selbstinduktivität pro Längeneinheit ist.  $w_{i,j}$  ist die Breite des Isolators,  $\epsilon_{i,j}$  die Dielektrizitätskonstante,  $d_I^{i,j}$  die Dicke des Isolators und  $d'_{i,j} = d_I^{i,j} + \lambda_L \coth(t_1/\lambda_L) + \lambda_L \coth(t_2/\lambda_L)$  ist die magnetische Schichtdicke. Die Indizes  $i$  und  $j$  bezeichnen die Idle-Region und die Kontaktfläche. Ein Kontakt mit Idle-Region zeichnet sich durch eine größere Kapazität  $\overline{C}_{total}$  und eine kleinere Selbstinduktivität  $\overline{L}_{total}$  pro Längeneinheit gegenüber einem Kontakt ohne Idle-Region aus. Die Kapazität und die Selbstinduktivität des Kontakts sind mit der Swihart-Geschwindigkeit  $\tilde{c}$  verknüpft

$$\frac{1}{\sqrt{\overline{C}_{Al_2O_3} \cdot \overline{L}_{Al_2O_3}}} = c \sqrt{\frac{d_I^j}{\epsilon_j d_j}} = \tilde{c}. \quad (4.1)$$

In der Idle-Region ergibt sich

$$\frac{1}{\sqrt{\overline{C}_{Nb_2O_5} \cdot \overline{L}_{Nb_2O_5}}} = c \sqrt{\frac{d_I^i}{\epsilon_i d_i}} = c \sqrt{\frac{d_I^i \epsilon_j d_j'}{d_j^j \epsilon_i d_i'}} > \tilde{c}. \quad (4.2)$$

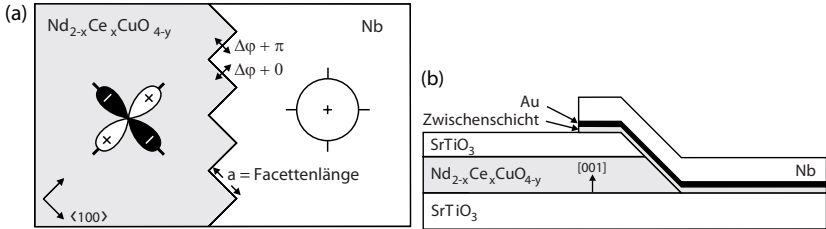
Daraus folgt, dass die Swihart-Geschwindigkeit außerhalb der Kontaktfläche, also in der Idle Region, erhöht ist. Dies führt zu einer Renormierung von  $\lambda_J$ . Die Idle Region spielt also eine wichtige Rolle bei der Bestimmung der Swihart-Geschwindigkeit, der Kapazität und der magnetischen Dicke eines Josephsonkontakts.

## 4.2 $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}/Nb$ -Rampenkontakte

### 4.2.1 Herstellungsprozess

Die NCCO/Nb-Rampenkontakte wurden von Ariando [ADS<sup>+</sup>05] an der Universität Twente, Enschede in den Niederlanden hergestellt. In Abb. 4.4 ist eine Aufsicht (a) und eine Seitenansicht (b) der Rampenkontakte zu sehen. Auf ein einkristallines  $SrTiO_3$  Substrat ( $5 \times 10 \text{ mm}^2$ )





**Abbildung 4.4:** (a) Schematische Aufsicht einer  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}/\text{Nb}$  ZickZack-Anordnung mit Facettenlänge  $a$ . (b) Schematische Seitenansicht zur Veranschaulichung eines  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}/\text{Nb}$  ZickZack-Josephsonkontakts.

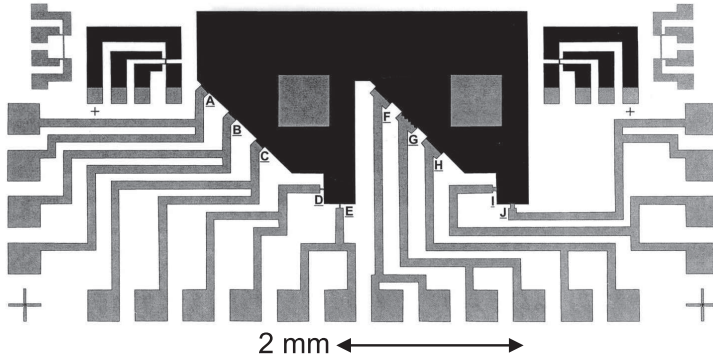
wird zunächst durch ein PLD-Verfahren<sup>1</sup> eine Bilage aus 150 nm  $[001]$ -orientiertem  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  und 35 nm  $\text{SrTiO}_3$  aufgebracht. Danach wird eine flache Rampe ( $10^\circ$ - $20^\circ$ ) in die Bilage geätzt und die Probe durch Argon-Ionenstrahlätzen gereinigt. Nun wird eine 12 nm dicke  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  Zwischenschicht gefolgt von einer 12 nm dicken Au-Schicht mit einem PLD-Verfahren aufgebracht. Die Zwischenschicht soll dabei garantieren, dass die Grenzfläche *in situ*<sup>2</sup> zustande kommt. Dies ist sehr wichtig für die spätere Qualität der Kontakte. Anschließend wird eine 160 nm dicke Gegenelektrode aus Nb aufgesputtert und per Lift-Off-Verfahren strukturiert. Zuletzt wird das überflüssige Gold weggeätzt. In Abb. 4.4(b) ist eine schematische Zeichnung der einzelnen Schichten der Rampe gezeigt. Ein Teil der Kontakte ist im sogenannten ZickZack-Design realisiert. In Abb. 4.4(a) ist eine schematische Aufsicht eines solchen ZickZack-Designs gezeigt. Der jeweilige Kontakt besteht dabei aus mehreren Facetten mit gleicher Länge  $a$ , welche abwechselnd in der  $(100)$ - und  $(010)$ -Richtung der NCCO-Kristallstruktur angeordnet sind. Tunneln nun Cooper-Paare durch den Kontakt, so entsteht eine Phasendifferenz von  $\pi$  zwischen zwei jeweils benachbarten Facetten. Eine genaue Beschreibung des Herstellungsprozesses findet sich in [ADS<sup>+</sup>05].

## 4.2.2 Geometrien

In Abb. 4.5 ist das Layout des NCCO/Nb-Chips zu sehen. Auf dem Chip

<sup>1</sup>PLD = Pulsed Laser Deposition

<sup>2</sup>in situ bezeichnet ein Herstellungsverfahren, welches komplett unter Hochvakuumbedingungen stattfindet. Hier soll verhindert werden, dass die  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  Zwischenschicht mit Sauerstoff in Kontakt kommt.



**Abbildung 4.5:** Layout des NCCO/Nb-Chips. Schwarze Bereiche bestehen aus NCCO, graue Bereiche aus Nb. A, B, F, G sind ZickZack Rampenkontakte, C, D, E, H, I, J sind die zugehörigen Referenzkontakte in (110)-, (100)- und (010)-Kristallorientierung.

befinden sich 10 unterschiedliche Kontakte (A-J), welche in Tab 4.1 aufgelistet sind. Die Kontakte C, D, E, H, I, J sind sechs Referenzkontakte

KONTAKT	FACETTEN ORIENTIERUNG	FACETTEN ANZAHL $N$	FACETTEN LÄNGE $a[\mu\text{m}]$
A	ZickZack	40	5
B	ZickZack	8	25
C	(110)	1	140
D	(100)	1	5
E	(010)	1	5
F	ZickZack	80	5
G	ZickZack	10	40
H	(110)	1	280
I	(100)	1	50
J	(010)	1	50

**Tabelle 4.1:** Parameter der Kontakte auf dem Rampenkontaktchip. Vier Kontakte sind im ZickZack-Design. Sechs Proben sind als Referenzkontakte in (100)-, (010)- und (110)-Kristallrichtung orientiert.

in verschiedenen Orientierungen und Geometrien. Die Kontakte A, B, F und G haben eine ZickZack-Struktur mit verschiedenen Facettenlängen  $a$  und unterschiedlicher Facettenanzahl  $N$ .

Die Kontakte I und G wurde in dieser Arbeit untersucht. Kontakt I hat eine Länge  $L = 50 \mu\text{m}$  und ist in a,b-Richtung orientiert. Der Kontakt G hat  $N = 10$  Facetten mit einer Länge von  $a = 40 \mu\text{m}$ . In Kapitel 8.4 sind Vergleichsmessungen an YBCO/Nb-Rampenkontakten gezeigt. Diese Rampenkontakte weisen dieselbe Geometrie auf, wie die hier beschriebenen NCCO/Nb-Rampenkontakte.

# Kapitel 5

## Messaufbau für Transportmessungen

Der Einbau der verschiedenen Proben in das TTREM, sowie der Abkühlvorgang ist mit einem hohen zeitlichen Aufwand von etwa einem Tag verbunden. Durch eine begrenzte Anzahl an Zuleitungen lassen sich außerdem maximal 3 Kontakte gleichzeitig vermessen. Aufgrund der hohen Ausschussquote bei den Kontakten erfolgte daher eine Vorcharakterisierung der Kontakte in einem separaten Badkryostaten bzw. direkt in der Heliumkanne. Zur Verbesserung des TTREM-Aufbaus war es außerdem nötig, Vergleichsmessungen in einem rauschoptimierten Aufbau zu machen.

### 5.1 Aufbau für SIFS-Kontakte

Die Vorcharakterisierung der SIFS-Kontakte von Chip SINFS13I und AJJ19I wurde direkt in einer Helium-Kanne durchgeführt. Für die Messungen wurde der Probenstab und ein Probenhalter von Joachim Nagel [Nag08] verwendet. Auf dem Halter können bis zu 7 Kontakte gleichzeitig in einer 4-Punkt Verschaltung gebondet werden. Parallel zum Probenhalter befindet sich eine lange supraleitende Spule, mit welcher Magnetfelder in der Probenebene bis zu 1.5 mT angelegt werden können. Zur Abschirmung gegen Störungen durch externe Magnetfelder ist um den Probenhalter und die Spule ein Becher aus 1.5 mm starkem Cryoperm

10 angebracht. Die Stromzuleitungen, sowie die Spannungsabgriffe sind gefiltert.

Die Messung der Temperaturabhängigkeit an diesen Chips wurde im Messaufbau von Dr. Matthias Kemmler [Kem08] durchgeführt. Um externes Rauschen zu vermeiden, steht der Fiberglas-Kryostat in einer HF-Abschirmkammer. Der Kryostat ist außerdem von einer 3-fachen  $\mu$ -Metallabschirmung umgeben. Alle elektrischen Zuleitungen sind mit Tiefpassfiltern ausgerüstet, die Messelektronik in der Kammer ist batteriebetrieben. Das Besondere an dem Messaufbau ist die Möglichkeit, die Probe über eine optische Laserdiode von der Rückseite des Probenhalters zu heizen. Eine genaue Übersicht über das Verfahren ist in [Kem08; Kem03] zu finden. Die Laserheizung bietet die Möglichkeit die Temperatur im  $mK$ -Bereich stabil zu halten.

An den Kontakten auf Chip cSFSNIM (starker Ferromagnet) sollte untersucht werden, ob der Ferromagnet durch bestimmte Feldkonfigurationen bei verschiedenen Temperaturen beeinflusst werden kann. Um den Einfluss von externen Magnetfeldern, wie z.B. dem Erdmagnetfeld, gering zu halten, wurden diese Messungen ebenfalls in einem Badkryostaten mit magnetischer Abschirmung durchgeführt.

## 5.2 Aufbau für NCCO/Nb-Rampenkontakte

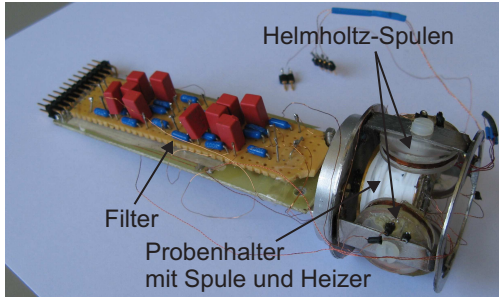
Bei der Charakterisierung der NCCO/Nb-Kontakte war es aufgrund der Größe der Kontakte notwendig, eine besonders gute Abschirmung gegen Störungen durch zeitlich veränderliche Magnetfelder zu haben. Die Vorcharakterisierung wurde deshalb in einer Abschirmkammer durchgeführt. Dabei befindet sich die eigentliche Messapparatur, wie der Helium Badkryostat, der Probenstab und die Messelektronik, welche mit Akkus betrieben werden kann, in der Abschirmkammer. Die weitere Messelektronik mit dem Datenerfassungssystem (PC mit Messkarte<sup>1</sup>) befindet sich außerhalb der Abschirmkammer. Die Datenerfassung erfolgte mit dem Programm GoldExI<sup>2</sup>. Zur Messung wurde ein Probenstab aus Neusilberrohren verwendet, wie er am Lehrstuhl zur Verfügung steht. Da die

---

<sup>1</sup>NI PCI-6052E

<sup>2</sup>Data acquisition software for superconductors and Josephson junctions, by E. Goldobin

Leiterbahnen auf dem Chip schon etliche Defekte aufwiesen, war ein zweimaliges Bonden des Chips zu riskant. Aus diesem Grund wurde ein spezieller Adapter entworfen, um mit dem neuen Probenhalter aus dem TTREM (siehe Abschnitt 6.1.2), auch mit einem Probenstab, in einem Badryostaten messen zu können (siehe Abb. 5.1). Wie im TTREM be-



**Abbildung 5.1:** Adapter, mit welchem der Probenhalter aus dem TTREM auf einem Probenstab für einen Badkryostaten befestigt werden kann.

finden sich um den Probenhalter zwei Helmholtz-Spulenpaare um Magnetfelder in der Probenebene anlegen zu können. Unterhalb der Probe befindet sich eine Spule um Magnetfelder senkrecht zur Probenebene anlegen zu können. Für die Filterung der Zuleitungen wurden kalte Filter verwendet, die in Abschnitt 6.1.3 näher beschrieben werden.

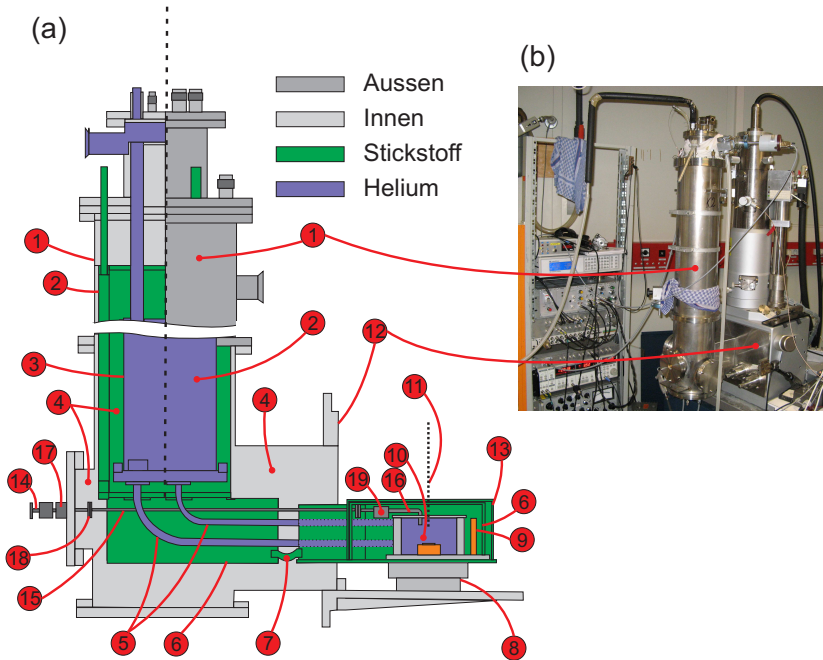
# Kapitel 6

## Tieftemperatur- Rasterelektronenmikroskop (TTREM)

Am Lehrstuhl für Experimentalphysik II steht mit dem Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) ein weltweit einzigartiges Gerät zur Verfügung, mit welchem die elektrischen Transporteigenschaften von Supraleitern orts aufgelöst untersucht werden können. Das TTREM besteht aus einem konventionellen Rasterelektronenmikroskop (Cam Scan, Serie 4) mit mehreren selbstgebauten Kryostaten. Die Kryostaten sind jeweils über die Tür des TTREM mit der Samplestage verbunden. Es stehen zwei Helium-Kryostaten (im Folgenden K1 und K2 genannt) und ein Stickstoff-Kryostat zur Verfügung. Die Kryostaten ermöglichen eine Kühlung der Probe auf ca. 4.5 K mit flüssigem Helium (LHe), sowie auf 77 K mit flüssigem Stickstoff ( $LN_2$ ). Die Probe kann mit dem Elektronenstrahl abgerastert und lokal erwärmt werden, während sie auf 77 K bzw. 4.2 K gekühlt ist. In diesem Kapitel sollen der Messaufbau und die zugehörige Messelektronik, sowie die wichtigsten Änderungen seit [Dön06], welche im Rahmen der Arbeit vorgenommen wurden, vorgestellt werden.

## 6.1 Der Heliumkryostat

Es soll hier nur auf den Heliumkryostat *K2* eingegangen werden, welcher von Thomas Doderer 1989 gebaut worden ist [DWM<sup>+</sup>89; Gro89; DQM<sup>+</sup>91]. Alle Messungen wurden in diesem Kryostaten durchgeführt. Die anderen Kryostaten (*K1* und Stickstoff) sind in [Hue84] und [Ger97; Kei00] genauer beschrieben. Der Heliumkryostat *K2* ist ein Badkryostat mit einer Standzeit von etwa 4.5 h. In Abb. 6.1(a) ist eine schematische Zeichnung des Kryostaten gezeigt. Der Kryostat besteht aus



**Abbildung 6.1:** (a) (1) Äußere Vakuumummantelung, (2)  $\text{LN}_2$ -Behälter, (3) LHe-Behälter, (4) Vakuumbereich, (5) Heliumleitung, (6) thermisches Schild ( $\approx 80\text{ K}$ ), (7) thermische Ankopplung, (8)  $x$ - $y$ -Verschiebetisch, (9) Filter, (10) LHe-Tank, (11) Elektronenstrahlachse, (12) REM-Tür, (13) magnetische Abschirmung, (14,15,16) Mikrowellenleiter (Einkopplung, Leiter, Endstück), (17) Vakuumdurchführung, (18) Mikrowellenflansch (Teflon), (19) thermische Ankopplung ( $\approx 10\text{ K}$ ) für Mikrowellenleiter, (modifiziert aus [MB88]). (b) Foto des TTREMs mit LHe-Kryostat *K2*.



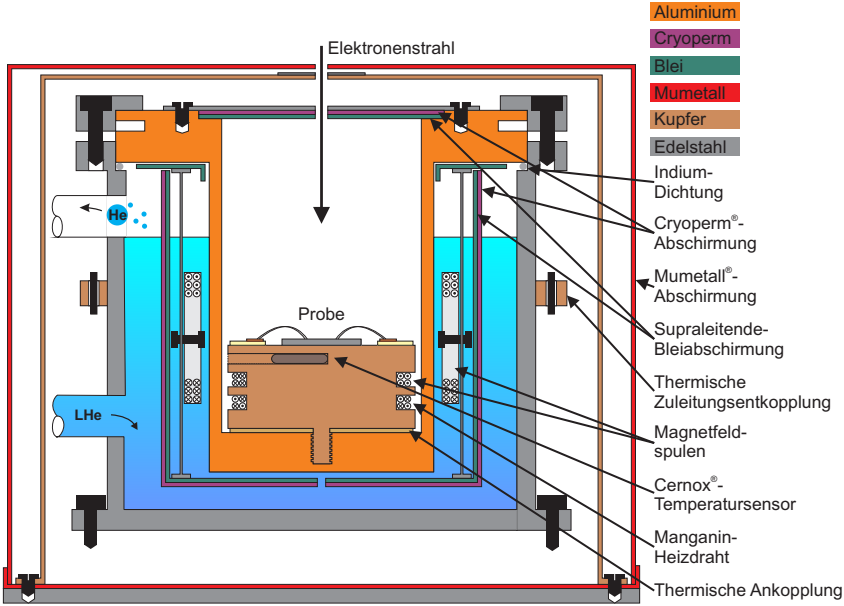
einem Heliumtank (3), welcher von einem Stickstoffschild (2) und einem Vakuumbereich (4) umgeben ist. Vom Heliumtank aus führen zwei Heliumleitungen (5) zu einem kleinen Tank (10) auf dem x-y-Verschiebetisch (8) im Inneren der Probenkammer. Hier kann die Probe auf Heliumtemperatur gekühlt werden, während ein Elektronenstrahl (11) über die Probe rastert. Durch diesen Aufbau erreicht man zum einen eine gute Probenkühlung, da das flüssige Helium direkten Kontakt mit dem Probenhalter hat, zum anderen kann durch das Prinzip des Badkryostaten die Probenkammer leicht unter 4.2 K durch Erniedrigung des Dampfdrucks über der Flüssigheliumoberfläche abgesenkt werden ( $\approx 1.8$  K). Um die Probe sind verschiedene magnetische (13) und thermische (6) Abschirmungen angebracht. Zusätzlich können Mikrowellen über eine Antenne (16) auf die Probe eingekoppelt werden [WZG<sup>+</sup>09]. In Abbildung 6.1(b) ist eine Fotografie des Messaufbaus zu sehen.

### 6.1.1 Magnetische Abschirmung

Im TTREM ist es nötig die Probe möglichst gut gegen elektromagnetische Störungen abzuschirmen, da sich in direkter Nachbarschaft die Steuerelektronik und die Turbopumpe des REMs befinden. Die Turbopumpe ist etwa 50 cm unterhalb der Probe angebracht. Der Motor dieser Pumpe ist aus diesem Grund von einem speziell geformten  $\mu$ -Metallschild umgeben. In Abb. 6.2 ist der Aufbau der Probenkammer für Messungen mit flüssigem Helium zu sehen. Der Probenhalter ist zunächst von einer  $\mu$ -Metallabschirmung, gefolgt von einer Kupferbox umgeben. Beide Abschirmungen sind auf Stickstofftemperatur (77 K) gekühlt, um die thermische Strahlung der Probenkammer und der letzten Ablenklinse des REMs abzufangen. Die beiden Abschirmungen haben oben jeweils ein Loch mit 8 mm Durchmesser, durch welches der Elektronenstrahl zur Probe gelangen kann. Der darin enthaltene Heliumtopf ist aus Edelstahl, in welchen ein Einsatz aus Aluminium eingesetzt wird. Dieser Einsatz ist wiederum von einer supraleitenden Bleiabschirmung ( $T_c \approx 7.2$  K) gefolgt von einer Cryoperm-Abschirmung<sup>1</sup> umgeben. Nach oben hin befindet sich ebenfalls zunächst eine Bleiblende, gefolgt von einer Cryoperm-Blende. Eine weitere Blende aus Edelstahl dient zur thermischen Ab-

---

<sup>1</sup>Diese Speziallegierung ist für den Einsatz bei tiefen Temperaturen, z.B. bei flüssigem Helium oder Stickstoff entwickelt worden. In diesem Temperaturbereich durchlaufen die Permeabilitätswerte ein Maximum.



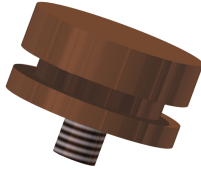
**Abbildung 6.2:** Schematische Darstellung des Probenhalters im TTREM mit Abschirmung und Heliumtopf. Die einzelnen Materialien sind farblich markiert.

schilderung.

### 6.1.2 Probenhalter und thermische Ankopplung

Für die Messungen der NCCO/Nb-Rampenkontakte und der SIFS-Kontakte wurde ein neuer Probenhalter entworfen. Dieser sollte den Einbau erleichtern, die thermische Ankopplung verbessern und vor allem einen Standard schaffen, um die Proben auf dem gleichen Probenhalter in verschiedenen Kryostaten messen zu können. Das Aufkleben auf ein Saphirsubstrat, die bisher gängige Technik [Dön06], wurde somit überflüssig. Der Probenhalter besteht aus einem vergoldeten Kupferblock aus OFHC-Kupfer<sup>2</sup> mit einem Gewinde an der Unterseite (siehe Abb. 6.3). Mit diesem Gewinde kann der Probenhalter direkt in den Aluminiumeinsteck der Probenkammer eingeschraubt werden (siehe Abb. 6.2). Mithilfe von Unterlegscheiben aus Materialien mit unterschiedlicher Wärme-

<sup>2</sup>OFHC = Oxygen-Free High Conductivity = Sauerstofffreies Kupfer.



**Abbildung 6.3:** Schematische Zeichnung des Probenhalters im TTREM.

leitfähigkeit (z.B. Kupfer oder Teflon) kann die thermische Ankopplung an das Heliumbad variiert werden. Direkt unterhalb der Probe ist ein Temperatursensor (Cernox) und eine supraleitende Spule in den Kupferblock eingebracht. Mit der Spule kann ein Magnetfeld senkrecht zur Probenebene angelegt werden. Darunter befindet sich eine Heizspule aus Manganindraht (twisted pair,  $50\ \Omega$ ), um die Probe heizen zu können. Um eine möglichst gute thermische Ankopplung zu erreichen wird auf den Probenhalter die Probe und ein Bondrahmen direkt aufgeklebt. Wie in Abb. 6.2 zu sehen, befinden sich im Heliumbad noch zwei senkrecht zueinander stehende Helmholtz-Spulenpaare, um zusätzlich Magnetfelder bis zu 2 mT in der Probenebene anlegen zu können. Der Aufbau im Kryostaten K1 wurde ebenfalls für diesen Probenhalter optimiert.

### 6.1.3 Filter

Einen wesentlichen Beitrag zum Erfolg dieser Arbeit leisteten die neu entworfenen Filter, für die Filterung der Stromzuleitungen, sowie der Spannungsabgriffe. Die klassischen Widerstände und Kondensatoren wurden durch SMD<sup>3</sup> Bauteile ersetzt. Durch ihre kleine Bauform konnte die Anzahl von bisher 4 Filtern auf 16 Filter erhöht werden. In Abb. 6.4 ist der Heliumtopf im TTREM zu sehen. Die Filter sind auf einer senkrecht stehenden Kupferplatte montiert (Filterboard), welche auf Heliumtemperatur gekühlt wird.

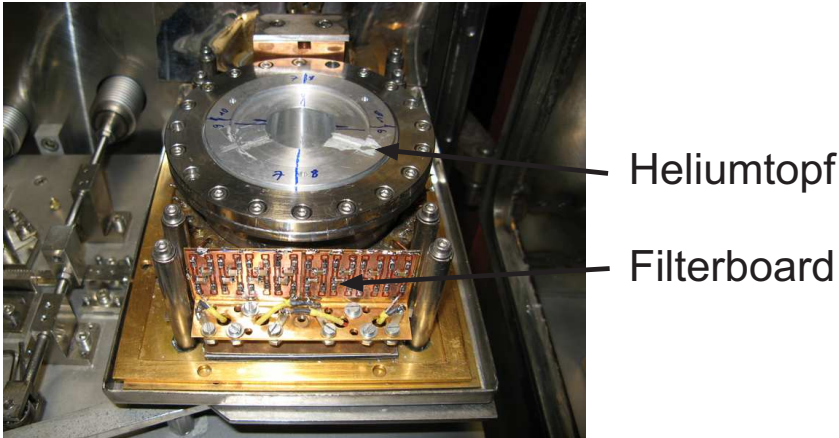
Es wurden passive Tiefpassfilter (T-Filter) mit  $R = 125\ \Omega$ ,  $C = 0.1\ \mu\text{F}$  (bei  $T = 4.2\ \text{K}$ ) und einer Grenzfrequenz von  $f_c = 12\ \text{KHz}$  verwendet.

## 6.2 Bildaufnahme mittels Lock-In-Technik

In Abbildung 6.5 ist ein Schema der Messelektronik des TTREM gezeigt. Über einen PC mit einer Messkarte<sup>4</sup> wird eine akkubetriebene

<sup>3</sup>oberflächenmontierbares Bauteil (englisch: surface-mounted device, SMD)

<sup>4</sup>National Instruments PCI-6052E



**Abbildung 6.4:** Innenansicht des Heliumkryostaten mit Heliumtopf und Filteranordnung im Vordergrund.

Stromquelle<sup>5</sup> gesteuert, welche einen Biasstrom  $I_{Bias}$  über die Probe und die Magnetfeldspulen schickt. Die Spannung  $V$ , welche über der Probe abfällt, wird über einen akkubetriebenen Vorverstärker verstärkt und über die Messkarte und das Programm GoldExi aufgenommen. Zwischen Stromquelle und Probe, sowie zwischen Probe und Vorverstärker befinden sich die in Kap. 6.1.3 erwähnten Filter. So lassen sich zur Charakterisierung der Probe im TTREM  $IV$ - und  $I_c(B)$ -Kennlinien aufnehmen. Um strahlinduzierte Spannungssignale aufzunehmen, wird eine *Lock-In*-Technik angewandt. Dabei liefert der Signalgenerator HP 8165 A ein Rechtecksignal mit einer Frequenz<sup>6</sup> von  $f_{Strahl} = 6666$  Hz und einer Amplitude von 10 V. Das Ausgangssignal steuert den Strahlausblender, welcher den Elektronenstrahl mit  $f_{Strahl}$  ein- und ausblendet. Zur Kontrolle des Ausgangssignals wird dieses auf ein Oszilloskop Tektronix 11401 angezeigt. Ausserdem dient das Signal dem Lock-In-Verstärker SRS-SR830DSP als Referenzsignal, wodurch das Spannungssignal von der Probe differentiell und phasensensitiv gemessen werden kann. Durch diese Technik läßt sich das *Signal-Rausch-Verhältnis* erheblich verbessern. Das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers wird über ein *AdWinPro*

<sup>5</sup>Eigenbau

<sup>6</sup>Um Einflüsse von der Netzfrequenz  $f_{Netz} = 50$  Hz zu vermeiden, wurde eine Frequenz  $f_{Strahl} \neq n \cdot f_{Netz}$  verwendet.

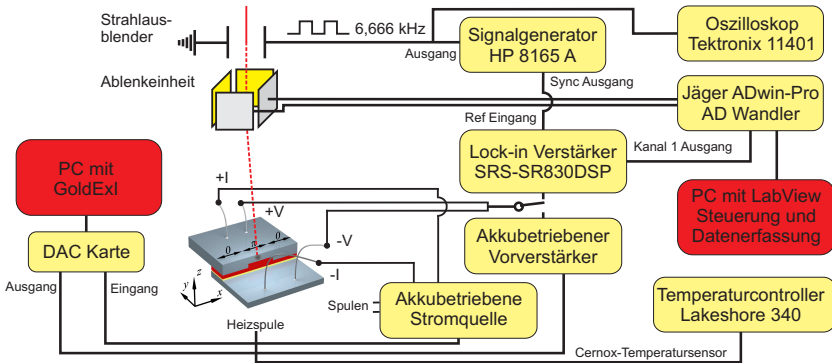


Abbildung 6.5: Schema der Lock-In-Technik

System<sup>7</sup> zu einem weiteren PC geführt. Dieser PC ist mit einer speziell für die Steuerung des TTREM entwickelten und auf *LabVIEW* basierenden Software *REMSOFT* [Dön02; Web03] ausgestattet. Der Elektronenstrahl wird von dieser Software und dem AdWinPro-System über eine Ablenkeinheit gesteuert. Dabei wird der jeweils aktuellen Elektronenstrahlposition das Lock-In-Signal zugeordnet. Über das Lock-In-Signal wird an jedem Bestrahlungsort fünfzehn- bis fünfundzwanzigtausend Mal gemittelt, um ein möglichst gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Außerdem wird am Lock-In-Verstärker das Ausgangssignal über 1 ms integriert, um ebenfalls ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Über den Temperaturcontroller Lakeshore 340 läßt sich die Temperatur knapp unterhalb der Probe im Probenhalter auslesen. Außerdem kann die Proben über einen Manganindraht, welcher sich ebenfalls am Probenhalter befindet, auf Temperaturen zwischen 4.2 K und 25.0 K geheizt werden.

## 6.3 Weitere Änderungen am Messaufbau

Neben dem neuen Probenhalter mit besserer thermischer Ankopplung und den neuen Filtern für die Probenzuleitungen, wurden im Rahmen dieser Arbeit noch weitere Änderungen am Messaufbau vorgenommen. So wurde ein neuer digitaler Lock-In-Verstärker SRS-830DSP eingesetzt. Da die Phase in einem digitalen Lock-In-Verstärker wesentlich besser

<sup>7</sup>AdWinPro ist eine eingetragene Marke der Jäger Messtechnik GmbH

aufgelöst wird, kann durch einen vollautomatischen Phasenabgleich die Phase zwischen Lock-In-Verstärker und Strahlblender wesentlich genauer eingestellt werden. Außerdem ergab sich aus dem digitalen Phasenabgleich eine erhebliche Zeiteinsparung. War es mit dem analogen Lock-In-Verstärker notwendig, vor jeder Messung die Phase über einige Minuten hinweg abzugleichen, so konnte dies nun per Tastendruck in wenigen Sekunden geschehen. Zudem kommt es bei einem digitalen Lock-In-Verstärker zu weniger Verschiebungen und Verzerrungen der Signale während der Messung. Dies ist primär darauf zurückzuführen, dass analoge Lock-In-Verstärker deutlich empfindlicher auf Temperaturänderungen reagieren.

Im Zuge der Umstellung auf den digitalen Lock-In-Verstärker wurde auch die Software des Adwin-Systems auf die Integrationszeit des Lock-In-Verstärkers angepasst. Die Integrationszeit des Lock-In-Verstärkers wird üblicherweise auf  $t_{int} = 1$  ms festgelegt. Das Adwin-System hat zwei Eingangskanäle, welche jeweils mit einer Abtastrate von 2 MHz Daten aufnehmen können. Alle 4 ms wird eine Messreihe von 7500 Messungen mit 2 MHz gestartet. Die Messungen der beiden Kanäle sind um  $t_d = 250$  ns zeitversetzt, so dass sich eine effektive Abtastrate von 4 MHz ergibt. Da über jedes Pixel während der Rasterbewegung des Elektronenstrahls mehrere tausend Mal gemittelt wird, kann es durch diese Technik passieren, dass der Lock-In-Verstärker über zwei verschiedene Pixel hinweg integriert. Um dies zu verhindern, wurde das Programm des Adwin-Systems so modifiziert, dass garantiert werden kann, dass über jedes Pixel einzeln integriert wird.

Eine weitere Neuerung war der Umstieg auf einen neuen Temperaturregler von Lakeshore (Modell 340), welcher die anderen Messgeräte nicht mehr durch Störsignale beeinflusste. Dadurch ist es nicht mehr notwendig den Temperaturregler während der Messung abzuschalten (vgl. [Cla04] Kap. 3.2.5), und es können sehr präzise verschiedene Temperaturen während der Messung eingestellt werden.

Der Umstieg von diversen batteriebetriebenen Spannungsquellen auf die in der Arbeitsgruppe standardmäßig verwendeten Stromquellen (*Tunnel-elektronik*) und Verstärker mit Akkuboxen sowie die Software GoldExi, führte zusätzlich zu einer Standardisierung der Messtechnik. Außerdem wurde durch das niedrige Rauschen der neuen Stromquellen das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert.

# Kapitel 7

## Signalentstehung im TTREM

### 7.1 Grundlagen der Signalentstehung

Bei einem herkömmlichen Rasterelektronenmikroskop kommt es beim Beschuss einer Oberfläche mit einem Elektronenstrahl zu einer lokalen Anregung. Mit einem Detektor werden meist Sekundär- oder Rückstreuungselektronen für jeden Betrachtungsort detektiert und zu einem globalen Bild zusammengefügt [GK94; Rei98].

Die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie folgt dem selben Prinzip. Mit dem Elektronenstrahl wird lokal eine Anregung erzeugt, die als globale Messgröße ortsgenau zugeordnet wird. In der vorliegenden Arbeit ist diese globale Messgröße eine Spannung  $\delta V(x, y)$ , welche über die Probe abgegriffen wird, während der Elektronenstrahl darüber rastert. Trifft der Elektronenstrahl auf einen Supraleiter, kommt es hauptsächlich zu Anregungen in Form von Quasiteilchen und Phononen. Diese Anregungen führen wiederum zu einer lokalen Temperaturerhöhung  $\Delta T$  der Probe am Bestrahlungsort in Form einer Streubirne. Aus experimentellen Beobachtungen läßt sich empirisch eine Beziehung zwischen der Reichweite  $R$  des Elektronenstrahls im Substrat und der Strahlenergie  $E_0$  angeben:

$$R(\mu\text{m}) \simeq \frac{0.1[E_0(\text{keV})]^{1.43}}{\rho(\text{gcm}^{-3})}. \quad (7.1)$$

Setzt man die Massendichte  $\rho$  für verschiedene supraleitende Materialien ein, so erhält man bis zu einer Energie von  $E_0 \leq 40$  keV eine Reichweite für den Elektronenstrahl im Supraleiter im  $\mu\text{m}$ -Bereich. Die Wärmeleitung im Material ist sehr stark von der Temperatur des untersuchten Materials abhängig. So sind beispielsweise bei Messungen an Hochtemperatursupraleitern ( $T > 10 \dots 50$  K) hauptsächlich die Wärmeleitungseigenschaften des supraleitenden Films, bzw. des Substrats dominierend [GK94]. Bei den hier vorgestellten Messungen bei tiefen Temperaturen ( $T < 10$  K) ist die thermische Ausheillänge der dominierende Faktor:

$$\eta = \sqrt{\frac{\kappa_F d}{\alpha}}. \quad (7.2)$$

$\kappa_F$  ist hierbei die thermische Leitfähigkeit des Films,  $d$  die Filmdicke und  $\alpha$  der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Film und Substrat. Wird die Filmdicke immer kleiner und kommt in den Bereich der Reichweite des Elektronenstrahls ( $d \simeq R$ ), so ist die Temperaturerhöhung proportional zur Beschleunigungsspannung  $U_B$  und dem Strahlstrom  $I_S$ . Für Filmdicken  $d \ll R$  hängt die deponierte Leistung nur noch schwach von  $U_B$  ab, da fast die komplette Leistung im Substrat deponiert wird. Der entscheidende Parameter für die Auflösung ist also  $I_S$ . Dies konnte in der vorliegenden Arbeit auch gezeigt werden (siehe Anhang B.3).

Es soll hier nicht unerwähnt bleiben, dass sich die Auflösung natürlich auch über die Frequenz des Strahlausblenders  $f_B$  verbessern ließe. Die Zeit  $\tau_b$ , bis die Elektronen im Supraleiter durch Coulomb-Wechselwirkungen mit den Atomen gestoppt werden, ist gegeben durch:

$$\tau_b = \frac{(m\nu_0^2/2)^2}{3\pi NZe^4\nu_0}. \quad (7.3)$$

$N$  ist hierbei die Anzahl der Atome,  $Z$  ist die Ordnungszahl,  $e$  ist die Elementarladung,  $m$  ist die Elektronenmasse und  $\nu_0$  ist die Geschwindigkeit der Elektronen im Elektronenstrahl. Für typische Strahlenergien ( $E_0 \leq 40$  keV) erhält man  $\tau_b \approx 10^{-13}$  s. Es kommt zu hochenergetischen ( $\simeq$  eV) Anregungen. Auf einer zweiten Zeitskala ( $\leq 10^{-10}$  s) schwächen sich diese Anregungen in den Bereich der Energielücke ( $\simeq$  meV) ab. Schließlich wird die Energie an das Material in Form von Wärme abgegeben. Auf dieser Zeitskala spielt die Rekombinationszeit für Quasiteilchen  $\tau_R$ , die Paarbrechungszeit für Phononen  $\tau_B$ , die Quasiteilchen-Streuung  $\tau_S$  und die Zeit  $\tau_\gamma$ , die die Phononen brauchen, um in das Substrat überzugehen, eine Rolle. Diese Prozesse spielen sich auf einer Zeitskala von



$\geq 10^{-8}$  s ab. Um die Auflösung verbessern zu können, müsste also die Frequenz des Strahlausblenders in der Größenordnung  $f_b > 100$  GHz liegen. Der Strahlausblender am TTREM ist für Frequenzen bis maximal  $f_b = 40$  MHz ausgelegt, so dass es nicht möglich war, dies genauer zu untersuchen.

Die lokale Temperaturerhöhung kann im Supraleiter zu verschiedenen Effekten führen. Für die Abbildung von Flussquanten in SQUID-Washern wird z.B. die Temperaturabhängigkeit der Londonschen Eindringtiefe  $\lambda_L$  ausgenutzt [Dön06; Str03; Bai09].

Befindet sich die Probe im Übergangsbereich zwischen normal- und supraleitendem Zustand, so können durch eine Erhöhung des lokalen Widerstands beispielsweise orts aufgelöst die Transporteigenschaften von Supraleitern untersucht werden [Koe92] oder es lassen sich stabile „Hot Spots“ in Hot-Electron-Bolometern erzeugen [DKK<sup>+</sup>07].

In der hier vorliegenden Arbeit wurde lokal die kritische Stromdichte  $j_c(x, T)$  in Josephson-Kontakten unterdrückt [BGKH85; BGKH87; GGS<sup>+</sup>09]. Im Folgenden wird darauf genauer eingegangen.

## 7.2 Abbildung von Josephsonströmen in SIFS-Kontakten

Die ersten Abbildungen von Josephson-Strömen wurden bereits kurz nach Inbetriebnahme des TTREMs an langen Josephson-Kontakten ( $l > 4\lambda_J$ ) durchgeführt [BGKH85; BGKH87]. In diesem Kapitel soll das TTREM-Signal anhand der Abbildung von SIFS-Kontakten hergeleitet werden<sup>1</sup>. Das Ziel soll sein, ein maximales Antwortsignal des Josephsonkontakts zu erhalten und die Grenzen der Abbildungsparameter zu bestimmen. Um Spannungsbilder der SIFS-Kontakte im TTREM aufzunehmen, werden elektronenstrahlinduzierte Spannungsänderungen  $\delta V(x_0, y_0)$  als Funktion des Bestrahlungsorts  $(x_0, y_0)$  auf der Probenoberfläche gemessen. Der Biasstrom wird dabei etwas über  $I_c$  gewählt. Dieses Verfahren ist nur für überdämpfte Kontakte möglich. Der periodisch ausgeblendete Elektronenstrahl (typische Ausblendefrequenz  $f_b = 6.66$  kHz, typische Beschleunigungsspannung 10 kV, typischer Strahlstrom 250 pA) führt zu einer lokalen Erwärmung der Probe und da-

<sup>1</sup>Die gleiche Theorie gilt auch für ZickZack-Rampenkontakte

durch zu einer Veränderung der temperaturabhängigen Parameter, wie z.B. der kritischen Stromdichte  $j_c$  oder der Leitfähigkeit  $G'$  des Josephsonkontakts. Am Auftreffpunkt des Elektronenstrahls  $(x_0, y_0)$  trägt der Strahlstrom genau genommen ebenfalls zur Stromdichte des Biasstroms bei. Allerdings ist die Strahlstromdichte für alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen einige Größenordnungen kleiner als die typische Stromdichte des Transportstroms. Aus diesem Grund kann der Effekt vernachlässigt werden.

Die lokale Temperaturerhöhung  $\delta T$  hängt von den Koordinaten  $x$ ,  $y$  und  $z$  ab. Für die SIFS-Kontakte ist die relevante Größe die Position  $x$ ,  $y$ ,  $z_0$  der Isolator-Ferromagnet-Zwischenschicht (IF-Zwischenschicht). In der IF-Zwischenschicht bewirkt der Elektronenstrahl Änderungen in der kritischen Stromdichte  $j_c$  und der Leitfähigkeit  $G'$  des Josephsonkontakts. Dies hat Auswirkungen auf den kritischen Strom  $I_c$  und den Leitwert  $G$ , womit sich die Strom-Spannungs-Kennlinie ändert. Das Temperaturprofil in der Zwischenschicht läßt sich durch eine Gaussverteilung nähern:

$$\delta T(x - x_0, y - y_0) = \Delta T \exp \left[ -\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma} \right] \quad (7.4)$$

$x_0$  und  $y_0$  geben das Zentrum des Elektronenstrahls an. Alle SIFS-Spannungsbilder, welche später gezeigt werden, lassen sich durch Verwendung von  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$  beschreiben. Dieser Wert für  $\sigma$  ist etwas größer als der übliche Literaturwert. Für die Messungen an ZickZack-Rampenkontakten beträgt er beispielsweise  $\sigma = 2.5 \mu\text{m}$  [GGs<sup>+</sup>09], für die Messung an Hot-Electron-Bolometern ist  $\sigma = 1.0 \mu\text{m}$  [DKK<sup>+</sup>07]. Der etwas größere Wert für SIFS-Kontakte liegt wahrscheinlich an der relativ dicken ( $\approx 300 \text{ nm}$ ), abschließenden Nb-Schicht der Kontakte. Durch die elektronenstrahlinduzierte Änderung des kritischen Stroms  $\delta I_c$  und die Messung des Temperaturkoeffizienten  $dI_c/dT$  läßt sich die absolute Temperaturänderung zu  $\Delta T \approx 0.5 \text{ K}$  abschätzen. In erster Näherung ist die elektronenstrahlinduzierte Änderung des kritischen Stroms  $\delta I_c(x_0, y_0)$  proportional zur elektronenstrahlinduzierten Änderung der lokalen Josephsonstromdichte [CS84],  $\delta j_s(x_0, y_0) = j_c(x_0, y_0) \sin \phi(x_0, y_0)$  (nahe  $I_c$ ). Um dies zu zeigen, läßt sich

$$\begin{aligned} \delta I_c &= I_{c,\text{an}} - I_{c,\text{aus}} = \iint (j_{s,\text{an}}(x, y) - j_{s,\text{aus}}(x, y)) dx dy \\ &= \iint [j_c(T + \delta T) \sin \phi(T + \delta T) - j_c(T) \sin \phi(T)] dx dy \quad (7.5) \end{aligned}$$

schreiben. Die Indizes „an“ und „aus“ beziehen sich darauf, ob der Elektronenstrahl an- oder ausgeschaltet ist. Das Integral  $\int (...) dx dy$  wird über die Kontaktfläche  $A_j$  gebildet. Die lokale kritische Stromdichte  $j_c$  hängt von den Koordinaten  $(x, y)$  über das Gaussprofil von  $\delta T(x, y)$  ab. Außerdem spielen Inhomogenitäten der Kontaktfläche eine Rolle. Zudem unterscheidet sich die kritische Stromdichte  $j_c$  für den 0- und den  $\pi$ -Anteil des Josephsonkontakts. Zur Unterscheidung wird die kritische Stromdichte für den 0-Anteil mit  $j_c^0$  und für den  $\pi$ -Anteil mit  $j_c^\pi$  bezeichnet. Nimmt man nun an, dass der Josephsonkontakt kurz im Vergleich zu  $\lambda_J$  ist und das Magnetfeld  $B$  in der  $(x, y)$  Ebene mit den Komponenten  $B_x$  und  $B_y$  anliegt, so läßt sich für die Josephsonphase folgender linearer Ansatz wählen:

$$\phi(x, y) = \phi_0 + (2\pi/\Phi_0) \cdot \Lambda(B_y x + B_x y). \quad (7.6)$$

Bei  $I_c$  hat die Anfangsphase  $\phi_0$  einen Wert, für welchen der Supraström maximal wird. Für Kontakte, bei welchen die Dicke der Elektroden größer als die Londonsche Eindringtiefe  $\lambda_L$  ist, gilt für die effektive Dicke des Kontakts  $\Lambda \approx 2\lambda_L \approx d'$ . Für die Nb-Elektroden der SIFS-Kontakte, welche in dieser Arbeit untersucht worden sind ( $\lambda_L = 90$  nm), wurde  $\Lambda \approx 180$  nm angenommen. Allgemein gilt, dass die Phase  $\phi$  im „an“- und „aus“- Zustand des Elektronenstrahls unterschiedlich ist [CS84; CHS85]. Stört der Elektronenstrahl den Josephsonkontakt nur geringfügig, so läßt sich dieser Unterschied vernachlässigen und man erhält:

$$\delta I_c = \iint \left[ \frac{dj_c(x, y)}{dT} \cdot \sin \phi(x, y) \delta T(x - x_0, y - y_0) \right] dx dy. \quad (7.7)$$

Unter der Voraussetzung homogener Stromdichten  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  gilt für die meisten Kontakte, welche in dieser Arbeit untersucht worden sind, dass der normierte Wert

$$\left( \frac{dI_c}{dT} \frac{1}{I_c} \right)_{B=0} = \frac{dj_c}{dT} \frac{1}{j_c} \quad (7.8)$$

konstant ( $\approx -0.2 \text{ K}^{-1}$ ) ist. Wie im Inset rechts unten in Abb. 7.1 zu sehen, ist der Wert für den 0- und den  $\pi$ -Anteil fast gleich. Es sei angemerkt, dass dies nicht für alle 0- $\pi$ -Kontakte gilt. Es ist vielmehr eine Besonderheit der Kontakte, die in dieser Arbeit untersucht worden sind. Betrachtet man z.B. den Fall eines temperaturgetriebenen 0- $\pi$ -Übergangs [ROR<sup>+</sup>01], so unterscheidet sich  $(dj_c/dT)/j_c$  für den 0- und den  $\pi$ -Anteil

sowohl betragsmäßig, als auch im Vorzeichen. Wird  $(dj_c/dT)/j_c$  als konstant angenommen, so läßt sich die Änderung des kritischen Stroms folgendermaßen ausdrücken

$$\delta I_c = \frac{dj_c}{dT} \frac{1}{j_c} \Delta T \langle j_s \rangle(x_0, y_0), \quad (7.9)$$

wobei gilt

$$\langle j_s \rangle(x_0, y_0) = \iint \left[ j_{c(x,y)} \sin \phi(x, y) \frac{\delta T(x - x_0, y - y_0)}{\Delta T} \right] dx dy. \quad (7.10)$$

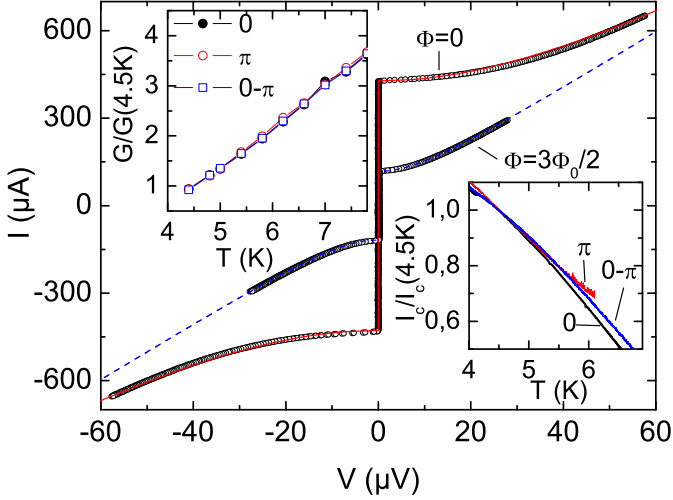
Die Klammern ( $\langle \rangle$ ) stehen für die Faltung von  $j_s$  mit dem elektronenstrahlinduzierten, gaussförmigen Temperaturprofil aus Gleichung (7.4). Ist die elektronenstrahlinduzierte Störung im Vergleich zur Größe der abzubildenden Struktur klein, so kann das gaussförmige Temperaturprofil durch eine  $\delta$ -Funktion angenähert werden. Dadurch läßt sich der Ausdruck für die Änderung des kritischen Stroms umformen zu

$$\delta I_c \approx \frac{dj_c}{dT} \frac{1}{j_c} \Delta T j_c(x_0, y_0) \sin \phi(x_0, y_0) A_s. \quad (7.11)$$

Die Größe des Elektronenstrahls  $A_s \approx 2\pi\sigma^2$  ist definiert durch die effektive Fläche unter einer 2-dimensionalen Gaussverteilung. Gleichung (7.11) führt zu  $\delta I_c \propto j_s(x_0, y_0) = j_c(x_0, y_0) \sin \phi(x_0, y_0)$ . Daraus folgt, dass durch die Messung von  $\delta I_c$  eine Abbildung von  $j_s$  bei  $I_c$  möglich ist. Dies schließt auch die Bereiche ein, in denen die Supraströme in entgegengesetzte Richtungen fließen.

Gewöhnlich ist die Größe der thermischen Störung des Elektronenstrahls im Vergleich zur abgebildeten Struktur nicht klein.  $j_c$  ändert aber sehr abrupt das Vorzeichen am  $0-\pi$ -Übergang. Deshalb wird im Folgenden Gleichung (7.10) herangezogen, um aus der simulierten Suprastromdichte  $j_s(x, y)$  Bilder  $\langle j_s \rangle(x_0, y_0)$  zu berechnen und mit den Bildern aus dem TTREM zu vergleichen.

Um mit dem TTREM ein Bild aufzunehmen, wird nicht  $\delta I_c$  gemessen. Stattdessen wird über die Probe ein Biasstrom angelegt, welcher knapp oberhalb des kritischen Stroms bei einem bestimmten Magnetfeld liegt. Gemessen wird die elektronenstrahlinduzierte Spannungsänderung  $\delta V(x_0, y_0)$  in Abhängigkeit der Strahlposition  $(x_0, y_0)$ .  $\delta I_c(x, y)$  ließe sich zwar auch direkt abbilden, allerdings ist die Messdauer für ein komplettes Bild extrem lange, da für jeden Punkt  $I_c$  bestimmt werden muss.



**Abbildung 7.1:** Strom-Spannungs-Kennlinie eines 0-Referenzkontakts (siehe Tab. A.1) bei  $T \approx 4.5\text{K}$  und einem magnetischen Fluss von  $\Phi = 0$  und  $3/2\Phi_0$ , was dem Hauptmaximum und dem ersten Nebenmaximum von  $I_c(B)$  entspricht. Die Kurven entsprechen dem RSJ Modell aus Gleichung (7.12), mit  $I_c = 428(118)\mu\text{A}$  und  $G = 8.6(9.7)\Omega^{-1}$  für  $\Phi = 0$  ( $3/2\Phi_0$ ). Im Inset links oben ist die normierte Leitfähigkeit  $G/G(4.5\text{K})$  in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  für einen 0-,  $\pi$ - und  $0-\pi$ -Kontakt aufgetragen;  $G(4.5\text{K}) \approx 9.5\Omega^{-1}$  für den 0 und den  $0-\pi$ -Kontakt, und  $\approx 9.3\Omega^{-1}$  für den  $\pi$ -Kontakt. Das Inset rechts unten zeigt  $I_c(T)$  für  $\Phi = 0$ , jeweils normiert auf  $I_c(4.5\text{K}) = 420, 170$ , und  $124\mu\text{A}$  für den 0-,  $\pi$ -, und  $0-\pi$ -Kontakt. Die Abmessungen aller Kontakte sind  $10 \times 50\mu\text{m}^2$ .

Im Folgenden sollen die experimentellen Bedingungen beschrieben werden, welche dazu führen, dass das  $\delta V(x_0, y_0)$  Signal proportional zu  $\delta I_c$  und damit proportional zu  $j_s$  ist. Dazu läßt sich zunächst feststellen, dass bei der Abbildungstemperatur die  $IV$ -Kennlinie durch das RSJ-Modell [Ste68; McC68] beschrieben werden kann:

$$V = \begin{cases} \text{sgn}(I)\sqrt{T^2 - I_c(B)^2}/G & I > I_c \\ 0 & I \leq I_c. \end{cases} \quad (7.12)$$

Im weiteren Verlauf wird  $I > 0$  angenommen, so dass  $\text{sgn}(I)$  weggelassen werden kann. In Abb. 7.1 sind zwei  $IV$ -Kennlinien für einen 0-Kontakt (SINFS13LII28) gezeigt. Die  $IV$ -Kurven wurden im Hauptmaximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie bei  $B = 0\text{mT}$  und im ersten Nebenmaximum bei

$B = 0.33$  mT aufgenommen. Die nach dem RSJ-Modell berechneten Kurven sind rot (durchgezogen) und blau (gestrichelt) eingezeichnet. Für die beiden berechneten Kurven wurden zwei unterschiedliche Werte für die Leitfähigkeit  $G$  angenommen. Dies ist genaugenommen unphysikalisch, da die Leitfähigkeit  $G$  nicht vom Magnetfeld  $B$  abhängt. Werden die beiden  $IV$ -Kurven auf einer größeren Skala simuliert, so erhält man gleiche Werte für die Leitfähigkeit  $G$ . Allerdings läßt sich der Bereich knapp oberhalb von  $I_c$  nicht gut approximieren, da Gleichung (7.12) genaugenommen nur für  $\beta_c = 2\pi I_c R^2 C / \Phi_0 = 0$  gilt. Für den Fall  $B = 0$  mT wurde  $\beta_c \sim 0.5 \dots 0.8$  abgeschätzt. Um eine möglichst gute Approximation der Strom-Spannungs-Kennlinie nahe  $I_c$  zu erhalten, wurde aus diesem Grund eine magnetfeldabhängige Leitfähigkeit  $G$  angenommen. Wird der Elektronenstrahl über die Probe gerastert, und ist an diese Probe ein Biasstrom knapp oberhalb von  $I_c$  angelegt, so führen die Änderungen des kritischen Stroms  $\delta I_c$  und der Leitfähigkeit  $\delta G$  zu einer Änderung der Spannung über die Probe:

$$\delta V = -\frac{\delta G}{G^2} \sqrt{I^2 - I_c(B)^2} - \frac{I_c(B) \delta I_c}{G \sqrt{I^2 - I_c(B)^2}}. \quad (7.13)$$

Die Änderung der Leitfähigkeit  $G$  ist dem Temperaturanstieg durch den Elektronenstrahl geschuldet. Dies läßt sich ähnlich beschreiben wie die Änderung des kritischen Stroms

$$\delta G(x_0, y_0) = \iint [(dG'/dT) \delta T(x - x_0, y - y_0)] dx dy \quad (7.14)$$

Im Inset links oben in Abb. 7.1 ist zu sehen, dass die relative Änderung der Leitfähigkeit mit der Temperatur  $(dG/dT)/G = (dG'/dT)/G'$  für die untersuchten Kontakte mit einem Wert von  $0.75 \text{ K}^{-1}$  konstant ist. Daher läßt sich die Leitfähigkeitsänderung umschreiben zu

$$\begin{aligned} \delta G &= (dG'/dT)/G' \cdot \iint [G'(x, y) \delta T(x - x_0, y - y_0)] dx dy \\ &\approx (dG'/dT)/G' \cdot G'(x_0, y_0) \Delta T A_s. \end{aligned} \quad (7.15)$$

$G'(x_0, y_0)$  wird hauptsächlich durch die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Isolatorschicht beeinflusst und unterscheidet sich für die 0- und  $\pi$ -Anteile in einem 0- $\pi$ -Kontakt nur wenig. Setzt man nun die Ausdrücke für  $\delta I_c$  und  $\delta G$  in Gleichung (7.15) ein, so erhält man für die elektronenstrahlinduzierte Spannungsänderung

$$\delta V = \frac{I_c(B)}{G} \frac{A_s}{A_j} \Delta T (F_I - F_G), \quad (7.16)$$

wobei

$$F_G = \frac{dG'}{dT} \frac{1}{G'} \frac{A_j G'(x_0, y_0)}{G} \sqrt{[I/I_c(B)]^2 - 1}, \quad (7.17)$$

und

$$F_I = - \frac{dj_c}{dT} \frac{1}{j_c} \frac{A_j j_c(x_0, y_0) \sin \phi(x_0, y_0)}{I_c(B) \sqrt{[I/I_c(B)]^2 - 1}}. \quad (7.18)$$

gilt. Diese Gleichungen gelten unter der Voraussetzung, dass Gleichung (7.12) eine gute Approximation für die Strom-Spannungs-Kennlinie liefert.

Möchte man etwas über die räumliche Variation der Suprastromdichte erfahren, so ist der Anteil, welchen  $F_G$  liefert, nicht interessant. Ist  $F_G > 0$ , so liefert der Anteil einen negativen Beitrag. Sind außerdem die räumlichen Änderungen von  $G'(x_0, y_0)$  klein, so erhält man durch  $F_G$  einen konstanten Beitrag zur Spannungsänderung  $\delta V$  über den ganzen Kontakt hinweg.  $F_G$  liefert also einen negativen Offset.  $F_I$  liefert hingegen einen wichtigen Beitrag. Um  $|F_I| \gg |F_G|$  zu erfüllen, muss gelten

$$\left| \left( \frac{dG'}{dT} \frac{1}{G'} \right) \left( \frac{dj_c}{dT} \frac{1}{j_c} \right)^{-1} \frac{A_j G'(x_0, y_0)}{G} \frac{I_c(B)}{A_j j_c(x_0, y_0) \sin \phi(x_0, y_0) G} \right| \ll \frac{1}{[I/I_c(B)]^2 - 1}. \quad (7.19)$$

Wenn die Leitfähigkeit für den 0- und den  $\pi$ -Anteil gleich ist, gilt

$$A_j G'(x_0, y_0)/G \approx 1. \quad (7.20)$$

Legt man zudem die Koordinaten  $x_0, y_0$  so fest, dass  $|\sin \phi(x_0, y_0)| \approx 1$  gilt, so erhält man aus Gleichung (7.19)

$$\left| \left( \frac{dG'}{dT} \frac{1}{G'} \right) \left( \frac{dj_c}{dT} \frac{1}{j_c} \right)^{-1} \frac{I_c(B)}{A_j j_c(x_0, y_0)} \right| \ll \frac{1}{[I/I_c(B)]^2 - 1}. \quad (7.21)$$

Für den Kontakt aus Abb. 7.1 läßt sich aus den Insets ablesen, dass  $|(dG'/dT)(1/G')(dj_c/dT)^{-1}j_c| \approx 3.75$  gilt. Aus den Messungen, die im weiteren Verlauf gezeigt werden, wird mit Gleichung (7.21) klar, dass für Bilder, die im Maximum von  $I_c(B)$  aufgenommen wurden, der Biasstrom höchstens 10% über  $I_c(B)$  liegen darf. Dies gilt sogar, wenn  $A_j j_c(x_0, y_0)/I_c(B) \approx 1$  gilt. Für homogene Kontakte in einem hohen Magnetfeld oder für Kontakte mit vielen Facetten (vgl. Kap. 9.4), bei welchen sich der Suprastrom der 0- und  $\pi$ -Facetten fast aufhebt, kann

$A_j j_c(x_0, y_0)/I_c(B)$  auch größer sein. In diesem Fall dominiert  $F_G$  auch weit oberhalb von  $I_c$  nicht. Andererseits soll ein linearer Zusammenhang zwischen  $\delta V$  und  $j_s(x, y)$  bestehen, so dass der Biasstrom  $I$  so weit oberhalb von  $I_c$  liegt, dass sich  $\sqrt{[I/I_c(B)]^2 - 1}$  nur wenig ändert, wenn der Elektronenstrahl moduliert wird. Typischerweise muss der Biasstrom  $I$  dafür 5% größer sein als  $I_c(B)$ . Es bleibt also nur ein kleiner Bereich, um den richtigen Biasstrom über den Josephsonkontakt anzulegen, so dass  $\delta V(x_0, y_0) \propto j_s(x_0, y_0)$  gilt.



Teil III

Ergebnisse

## Kapitel 8

# Abbildung von Josephsonströmen in NCCO/Nb- Rampenkontakten

Die Ordnungsparametersymmetrie bei Hochtemperatur-Kuprat-Supraleitern ist seit langem ein kontrovers diskutiertes Thema. Es wurden unzählige Experimente durchgeführt, welche überwiegend auf eine dominante  $d_{x^2-y^2}$ -Ordnungsparametersymmetrie hinweisen [TK00a]. Dies hat wiederum wesentliche Konsequenzen für die mikroskopischen Mechanismen der Cooper-Paarung in diesen Materialien. Es war zweifelsohne nicht einfach Experimente zu entwickeln, durch welche sich die Ordnungsparametersymmetrie in Kupraten bestimmen läßt. Eines der überzeugendsten Experimente ist dabei die Beobachtung von halbzahligen magnetischen Flussquanten in trikristallinen Korngrenz-Josephsonkontakten und SQUIDs mittels SQUID-Mikroskopie [TK00a]. Diese Experimente und die dazugehörigen integralen Messungen des kritischen Stroms  $I_c$  oder der Spannung  $V$  in Abhängigkeit des angelegten Magnetfelds  $B$  basieren auf dem Vorzeichenwechsel des Ordnungsparameters im  $k$ -Raum. Diese kann durch einfache interferometerartige Konfigurationen, beispielsweise

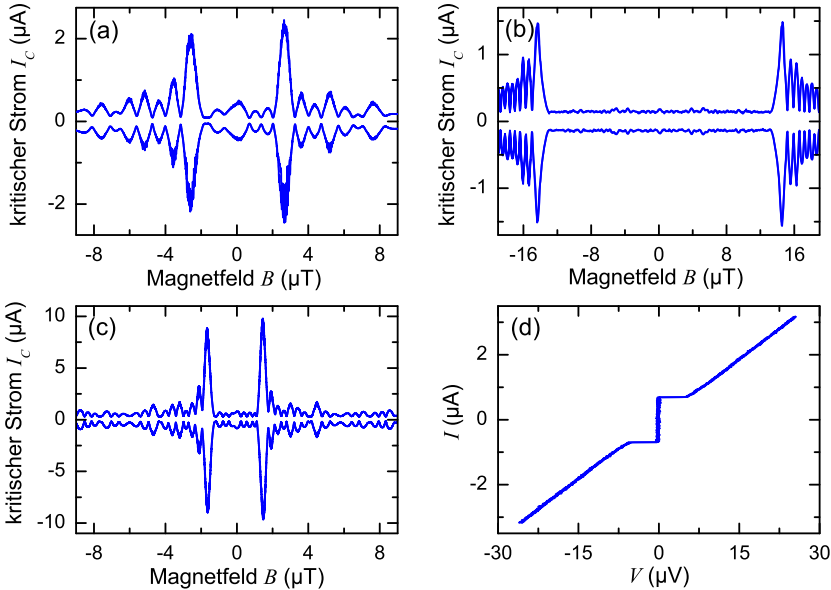
durch Eckkontakte [Har95], trikristalline Ringe [TKC<sup>+</sup>94; KTS<sup>+</sup>95], trikristalline lange Kontakte [KTM99; KTR<sup>+</sup>96; TK00b; SMT<sup>+</sup>02] oder dc- $\pi$ -SQUIDS [WHL<sup>+</sup>93; MGB<sup>+</sup>95; SCG<sup>+</sup>00; CEM<sup>+</sup>03] nachgewiesen werden. Komplexere Strukturen wurden durch die Verwendung von Hybrid-Rampenkontakten realisiert. Dabei besteht eine Elektrode aus einem Nb-Dünnfilm und die andere Elektrode aus einem epitaktisch aufgewachsenen, c-Achsen orientierten Dünnfilm aus Kuprat-Supraleitern [LTR<sup>+</sup>02; SHR<sup>+</sup>02; SAB<sup>+</sup>02; HAS<sup>+</sup>03]. Durch diese Technik lassen sich qualitativ hochwertige Josephsonkontakte herstellen, welche eine Kombination aus einem konventionellen  $s$ -Wellen-Supraleiter (Nb) und dem lochdotierten Kuprat  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) bzw. dem elektron-dotierten Kuprat  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  (NCCO) sind. Ordnet man solche Kontakte in einer ZickZack-Geometrie an, dass die einzelnen Facetten entlang der  $a$ - und  $b$ -Achse des Kuprat-Dünnfilms verlaufen, so erhält man, falls der Kupratsupraleiter eine  $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie des Ordnungsparameters aufweist, abwechselnd Facetten aus 0- und  $\pi$ -Kontakten. Die Details wurden in Abschnitt 4.2 beschrieben. Im Folgenden sollen Messungen an solchen NCCO/Nb-Rampenkontakten im TTREM vorgestellt werden, durch welche direkt nachgewiesen werden kann, dass es zu einem Vorzeichenwechsel durch den  $d$ -Wellen-Ordnungsparameter in Kuprat-Supraleitern kommt.

## 8.1 Messungen im Badkryostaten

Die Vorcharakterisierung der NCCO/Nb-Proben im Badkryostaten war notwendig, da im Gegensatz zu früheren Messungen von R. Straub [Str03] und D. Dönitz [Dön06] an YBCO/Nb-Rampenkontakten wesentlich kleinere kritische Ströme (10%) zu erwarten waren [ADS<sup>+</sup>05]. Es sollte also sichergestellt werden, dass überhaupt eine der Proben für eine Messung im TTREM geeignet war. Außerdem lagen die Proben vor den Messungen für ca. 2 Jahre in einem Exsikkator. Eine mögliche Alterung der Proben war also ebenfalls nicht auszuschließen. Die Proben wurde in dem in Abschnitt 5.2 beschriebenen Messaufbau charakterisiert. Ein besonderes Augenmerk lag dabei auf den Proben B und G, welche  $N = 8$  Facetten der Länge  $a = 25 \mu\text{m}$ , bzw.  $N = 10$  Facetten der Länge  $a = 40 \mu\text{m}$  aufweisen (vgl. Abschnitt 4.2.2). Die Proben sind zum einen aufgrund ihrer Abmessungen besonders gut für die Messungen im

TTREM geeignet. Die Facettenlänge liegt deutlich über der Auflösungsgrenze von  $\approx 1 \mu\text{m}$ . Zum anderen wurden von R. Straub schon Messungen an Probe B bei den YBCO/Nb-Rampenkontakten vorgenommen, welche dasselbe Design aufweisen. Die Probe B wäre also besonders gut geeignet für einen direkten Vergleich der beiden Systeme [Str03].

In Abb. 8.1 sind Messungen im Badkryostaten an Kontakt B, F und G zu sehen. Die Messung für Kontakt B ist in Abb. 8.1(a) dargestellt. Der



**Abbildung 8.1:** Kritischer Strom  $I_c$  als Funktion des angelegten Magnetfelds  $B$  für 3 verschiedene Geometrien der NCCO/Nb ZickZack Kontakte. Kontakt B (a) hat  $N = 8$  Facetten mit einer Länge von  $a = 25 \mu\text{m}$ , Kontakt F (b) hat  $N = 80$  Facetten mit einer Länge von  $a = 5 \mu\text{m}$  und Kontakt G (c) hat  $N = 10$  Facetten mit einer Länge von  $a = 40 \mu\text{m}$ . In (d) ist eine  $I(V)$ -Kennlinie für Kontakt G bei  $B = 0$  zu sehen.

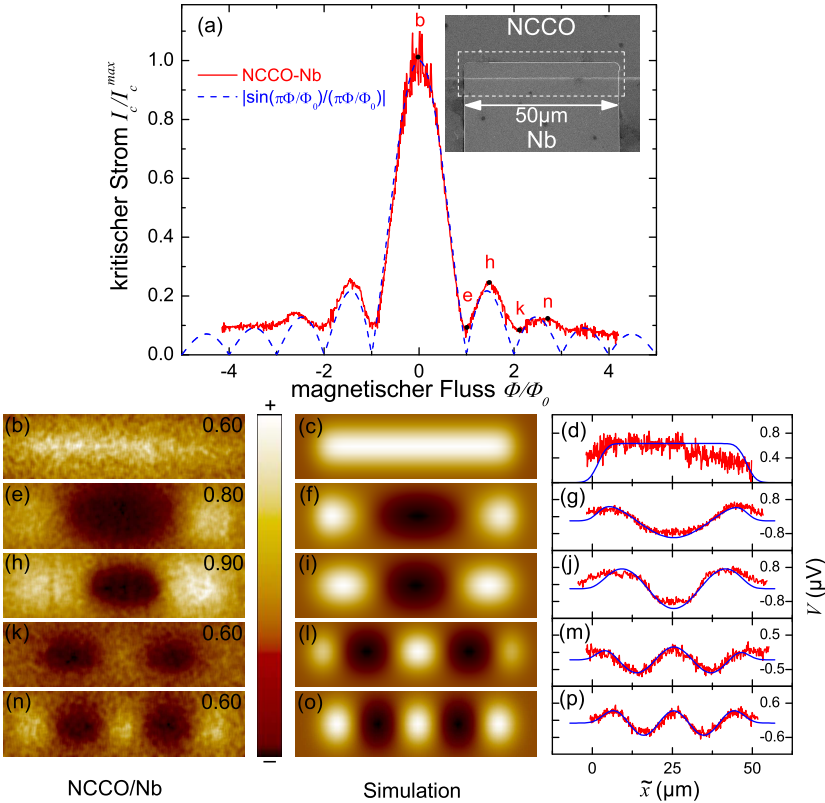
Kontakt hat  $N = 8$  Facetten mit einer Länge von jeweils  $a = 25 \mu\text{m}$ . Bei  $B \approx \pm 2.6 \mu\text{T}$  sind, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, deutlich zwei Hauptmaxima zu sehen. Bei  $B = 0 \mu\text{T}$  ist  $I_c = 0.5 \mu\text{A}$ . Dieser Wert konnte im TTREM zwar reproduziert werden, jedoch war es aufgrund des höheren Rauschens nicht möglich Spannungsbilder von dem Kontakt aufzunehmen. In Abb. 8.1(b) ist die  $I_c(B)$ -Messung für Kontakt F

gezeigt. Der Kontakt hat  $N = 80$  Facetten mit einer Länge von jeweils  $a = 5 \mu\text{m}$ . Das  $I_c(B)$ -Muster ist sehr symmetrisch und weist ebenfalls die typischen Maxima bei endlichem Feld auf ( $B = 14.4 \mu\text{T}$ ,  $I_c = 1.5 \mu\text{A}$ ). Da für diesen Kontakt  $I_c = 0.2 \mu\text{A}$  bei  $B = 0 \mu\text{T}$  ist, wurde dieser Kontakt für die Messungen im TTREM ausgeschlossen. Bei einem so kleinen  $I_c$ -Wert war nicht zu erwarten, dass eine Aufnahme gelingen könnte. In Abb. 8.1(c) ist die  $I_c(B)$ -Messung für Kontakt G gezeigt. Mit  $N = 10$  Facetten von jeweils  $a = 40 \mu\text{m}$  Länge, ist die Geometrie des Kontakts ideal für die Abbildungen im TTREM. Die beiden Hauptmaxima liegen bei  $B = \pm 1.5 \mu\text{T}$  mit  $I_c = 9.5 \mu\text{A}$ . Bei  $B = 0 \mu\text{T}$  gibt es ein lokales Maximum mit  $I_c = 1.0 \mu\text{A}$ . In Abb. 8.1(d) ist die Strom-Spannungs-Kennlinie von Kontakt G bei  $B = 0 \mu\text{T}$  aufgetragen. Da sie nicht hysteretisch ist, die  $I_c$ -Werte groß genug sind und die Geometrie des Kontakts für eine Abbildung gut geeignet ist, wurde Kontakt G für die Abbildungen im TTREM ausgewählt.

Für alle Kontakte ist bei  $B = 0 \mu\text{T}$  ein lokales Maximum zu sehen, obwohl für eine gerade Anzahl von Facetten eigentlich ein lokales Minimum auftreten sollte (siehe Kap. 3.4). Dies läßt sich auf asymmetrische Stromdichten zurückführen. Die Asymmetrie der Stromdichten ließ sich in späteren Messungen auch zeigen (siehe Kap. 8.2).

## 8.2 Referenzkontakte

Als Referenzkontakt wurde Kontakt I von Chip N gemessen. Der Kontakt hat eine Länge von  $L = 50 \mu\text{m}$  und ist entlang der a,b-Achse orientiert (siehe Kap. 4.2.2) In Abb. 8.2(a) ist der normierte kritische Strom  $I_c/I_c^{\text{max}}$  in Abhängigkeit des angelegten magnetischen Flusses  $\Phi = N\Phi_f$  aufgetragen. Es sind deutlich Fraunhofer-artige  $I_c$ -Oszillationen zu sehen (rote Kurve). Allerdings sind auch kleine Abweichungen von der simulierten Fraunhofer-Kurve (blaue Kurve) zu erkennen. Diese Abweichungen rühren zum einen vom endlichen Spannungskriterium bei der  $I_c$ -Bestimmung her, zum anderen sind sie ein Hinweis für eine inhomogene Stromdichteverteilung  $j_c(\tilde{x})$  im Kontakt. Die Arbeitspunkte für die Abbildungen mit dem TTREM sind in Abb. 8.2(a) angezeigt. Im Inset von Abb. 8.2(a) ist ein Oberflächenbild (REM) des Rampenkontakts zu sehen. Die gestrichelte Linie gibt an, welcher Bereich mit dem TTREM abgebildet worden ist.



**Abbildung 8.2:** NCCO-Kontakt mit nur einer Facette: (a) Normierter kritischer Strom  $I_c/I_c^{\max}$  in Abhängigkeit des normierten Flusses  $\Phi/\Phi_0$ . Die Punkte (b), (e), (h), (k), (n) geben die Arbeitspunkte für die TTRM-Spannungsbilder an. Im Inset ist ein Oberflächenbild des Kontakts gezeigt; die gestrichelte Linie gibt den Bereich der TTRM-Spannungsbilder (b), (e), (h), (k), (n) an. Die Zahlen in den rechten oberen Ecken geben den zu  $\delta V = 0$  symmetrischen Maximalwert der Spannung  $|\delta V_{\max}|$  in ( $\mu V$ ) an. (c), (f), (i), (l), (o) sind simulierte Bilder. (d), (g), (j), (m), (p) sind Linescans  $\delta V(\tilde{x})$  über die TTRM-Spannungsbilder und die simulierte Bilder.

In Abb. 8.2(b,e,h,k,n) sind Spannungsbilder  $\delta V(x_0, y_0)$  für verschiedene Feldwerte  $\Phi$  gezeigt. Weiß bedeutet bei den Spannungsbildern *positives* Signal, schwarz bedeutet *negatives* Signal. In Abb. 8.2(c,f,i,l,o) sind jeweils die simulierte Stromverteilungen zu sehen. In Abb. 8.2(d,g,j,m,p) sind Linescans über die gemessenen Spannungsbilder (rote Kurven) und

Linescans über die simulierten Stromverteilungen (blaue Kurven) aufgetragen.

Abb. 8.2(b) wurde im Hauptmaximum der  $I_c(B)$  Kennlinie ( $\Phi = 0$ ) aufgenommen. Das Spannungssignal ist entlang des ganzen Kontakts für  $y_0 = 0$  ( $\tilde{x}$ -Achse) positiv. Setzt man in Gleichung (3.20)  $N = 1$  (Referenzkontakt) für  $\Phi = 0$ , so sieht man, dass für die Suprastromdichte beim kritischen Strom  $j_s(\tilde{x}) = j_c(\tilde{x})$  gilt. Folglich gilt  $\delta V(\tilde{x}) \propto j_c(\tilde{x})$ . Das bedeutet wiederum, dass für  $\Phi = 0$  die Variation der Spannung  $\delta V(\tilde{x})$  entlang des Josephsonkontakts die Variation der kritischen Stromdichte  $j_c(\tilde{x})$  wiedergibt. Aus Abb. 8.2(b) läßt sich eine maximale Variation  $\delta V(\tilde{x}) \propto j_c(\tilde{x})$  von  $\pm 15\%$  ablesen. Außerdem sieht man in der Mitte des Josephsonkontakts einen Abfall von  $j_c(\tilde{x})$  bei  $\tilde{x} \approx 35\mu\text{m}$  von  $\approx 30\%$ . Für einen idealen Josephsonkontakt mit homogener  $j_c$ -Verteilung würde man  $\delta V(\tilde{x}) = \text{const.}$  entlang des Kontakts erwarten. Abb. 8.2(c) zeigt dies anhand einer theoretischen Kurve. Für das Gaußprofil wurde  $\sigma = 2.5\mu\text{m}$  gesetzt. In Abb. 8.2(d) ist ein Linescan über das gemessene Spannungsbild  $\delta V(\tilde{x})$  und ein Linescan über die Simulation aufgetragen. Die Variationen von  $\delta V(\tilde{x})$  in der Abbildung weisen auf Inhomogenitäten von  $j_c$  entlang des Josephsonkontakts hin. Diese Inhomogenitäten sind wahrscheinlich auf Variationen in der Qualität der Grenzschicht oder auf Variationen in der Schichtdicke der Goldbarriere zurückzuführen. Der plötzliche Abfall des Signals in der Mitte des Kontakts ließ sich nicht eindeutig klären. Temperaturschwankungen und das plötzliche Eindringen von magnetischem Fluss in den Kontakt könnten eine Erklärung sein.

In Abb. 8.2(e) und (k) sind die Spannungsbilder für das erste ( $\Phi = \Phi_0$ ) und das zweite ( $\Phi = 2\Phi_0$ ) Minimum von  $I_c(\Phi)$  zu sehen. Eingesetzt in Gleichung (3.20) erhält man eine Stromverteilung der Form  $j_s(\tilde{x}) = j_c(\tilde{x}) \sin(2\pi\tilde{x}/a)$  bzw.  $j_s(\tilde{x}) = j_c(\tilde{x}) \sin(4\pi\tilde{x}/a)$ . Die beiden Spannungsbilder (e) und (k) geben dieses Verhalten klar wieder. Die Übereinstimmung mit den simulierten Spannungsbildern ist sehr gut. Anhand der Linescans ist zu erkennen, dass das Signal zum Rand hin, sowohl für die Messung als auch für die Simulation, wieder auf Null abfällt. Von den obigen Gleichungen ausgehend sollte das Signal am Rand eigentlich  $\neq 0$  sein. Dies ergibt sich durch die Faltung mit der Gaußfunktion des Strahlprofils.

Die Spannungsbilder in Abb. 8.2(h) und (n) sind im ersten ( $\Phi = \frac{3}{2}\Phi_0$ )

und im zweiten ( $\Phi = \frac{5}{2}\Phi_0$ ) Maximum von  $I_c(\Phi)$  aufgenommen. Aus Gleichung (3.20) ergibt sich die erwartete sinusartige Stromverteilung  $j_s(\tilde{x}) = j_c(\tilde{x})\sin(3\pi\tilde{x}/a)$  bzw.  $j_s(\tilde{x}) = j_c(\tilde{x})\sin(5\pi\tilde{x}/a)$  mit einer Wellenlänge von  $\Phi = \frac{3}{2}\Phi_0$  bzw.  $\Phi = \frac{5}{2}\Phi_0$ . Die Spannungsbilder (h) und (k) bestätigen die erwartete Oszillation. Die Linescans (j) und (p) zeigen wie schon für die beiden Minima eine sehr gute Übereinstimmung.

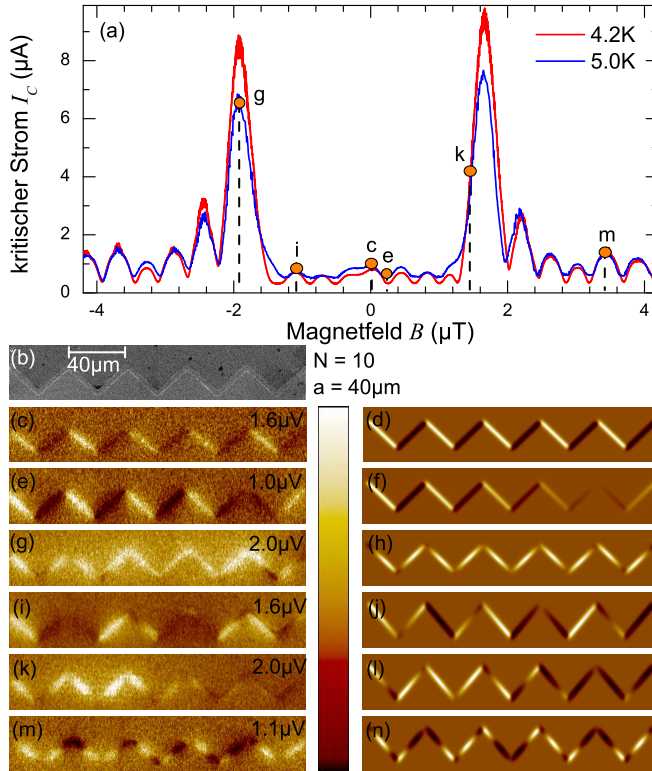
Insgesamt kann die gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation für den Referenzkontakt als Bestätigung dafür angesehen werden, dass wirklich die Suprastromdichte entlang des Josephsonkontakts abgebildet wurde.

### 8.3 NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakte im TTREM

Die Messungen an NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakten wurden an Kontakt G durchgeführt. Der Kontakt hat  $N = 10$  Facetten mit jeweils  $a = 40 \mu\text{m}$  Länge. In Abb. 8.3(b) ist ein Oberflächenbild von Kontakt G zu sehen, welches mit dem Elektronenmikroskop aufgenommen worden ist. Abbildung 8.3(a) zeigt einen Vergleich der  $I_c(B)$ -Messung des Kontakts, einmal im Badkryostaten gemessen (rote Kurve,  $T = 4.2 \text{ K}$ ) und einmal im TTREM gemessen (blaue Kurve,  $T \approx 5 \text{ K}$ ). Wie es für  $0-\pi$ -Facetten typisch ist (Abschnitt 3.4), zeigt die  $I_c(B)$ -Kurve zwei Hauptmaxima bei einem B-Feld  $> 0$  ( $B_{max} \approx 1.9 \mu\text{T}$ ) und nur ein kleines zentrales Maximum bei  $B = 0$ . Aufgrund der höheren Temperatur im TTREM sind die  $I_c$ -Werte der blauen Kurve im Vergleich zu roten Kurve bei  $T = 4.2 \text{ K}$  in Abb. 8.3(a) etwas reduziert. Es sind trotzdem alle Maxima und Minima im  $I_c(B)$ -Muster deutlich zu sehen. Eine Verbesserung des Signals im Vergleich zu früheren Messungen an YBCO/Nb-Rampenkontakten [Dön06; Str03] ist deutlich zu erkennen. Die Messung im TTREM liegt wesentlich näher an der Messung im Badkryostaten (siehe Abb. 8.4), was zum einen an der besseren Temperaturankopplung im TTREM liegt (siehe Kap. 6.1.2), und zum anderen auf die bessere Filtertechnik zurückzuführen ist (siehe Kap. 6.1.3).

Für die Punkte (c,e,g,i,k,m) in Abb. 8.3(a) wurden Spannungsbilder im TTREM aufgenommen. Als Beschleunigungsspannung wurde  $U_B = 10 \text{ kV}$  gewählt, und der Strahlstrom betrug  $I_S = 1 \text{ nA}$ . Jeder TTREM-Aufnahme ist eine entsprechende Simulation der Suprastromdichtever-





**Abbildung 8.3:** NCCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakt mit  $N = 10$  Facetten mit einer Länge von jeweils  $a = 40\ \mu\text{m}$ : (a)  $I_c(B)$ -Messung bei  $T = 4.2\text{K}$  im He-Badkryostataten (rote Kurve) und  $T \approx 5.0\text{K}$  im TTREM (blaue Kurve). (b) Oberflächenbild. (c), (e), (g), (i), (k), (m) TTREM-Spannungsbilder ( $U_B = 10\text{kV}$ ,  $I_S = 1.0\text{nA}$ , aufgenommen bei verschiedenen Feldwerten, die in (a) gekennzeichnet sind. (d), (f), (h), (j), (l), (n) simulierte Stromverteilungen zu den jeweiligen Spannungsbildern.

teilung  $j_s(x, y)$  (normiert auf ein räumlich homogenes  $j_c$ ) zugeordnet. Berechnet wurden diese Supraströmdichteverteilung wie in Abschnitt (3.4) beschrieben. Konkret wurde zunächst die 1-dimensionale  $j_c(\tilde{x})$ -Verteilung entlang der ZickZack-Linie in der  $x$ - $y$ -Ebene mit Gleichung (3.20) berechnet. Für alle Punkte  $(x, y)$  außerhalb der ZickZack-Linie wurde  $j_s = 0$  gesetzt. Die daraus resultierende 2-dimensionale  $j_s(\tilde{x}, \tilde{y})$ -

Verteilung wurde mit einem Gaussprofil

$$j_s(x_0, y_0) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} j_s(x, y) e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} dx dy \quad (8.1)$$

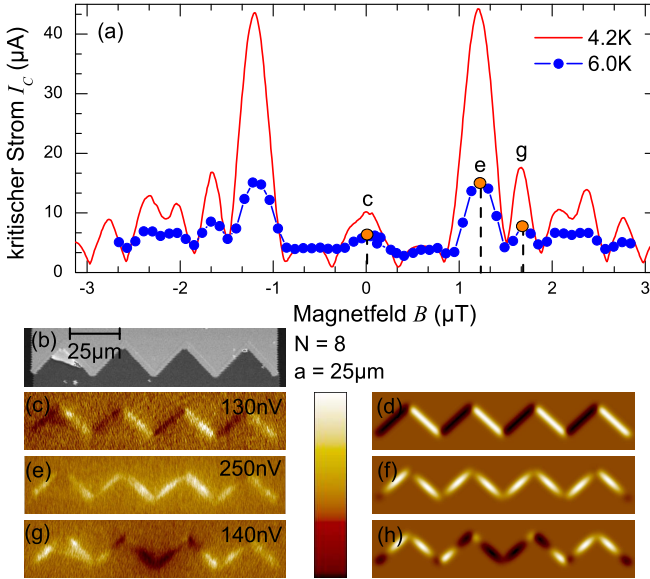
gefaltet. Dabei ist  $r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2$  und  $\sigma = 2.5 \mu\text{m}$ . Die berechneten Bilder stimmen meist sehr gut mit den im TTREM gemessenen Bildern überein.

Als wichtigstes Ergebnis ist Abbildung 8.3(c) anzusehen. Hier sieht man ganz deutlich den Vorzeichenwechsel des Suprastroms bei  $B = 0$  für benachbarte Facetten. Die Simulation in Abb. 8.3(d) spiegelt die Messung, und damit den Vorzeichenwechsel sehr schön wider. Die TTREM-Abbildungen liefern also einen direkten Nachweis für die Existenz von 0- und  $\pi$ -Facetten in ZickZack-Josephsonkontakten, welche durch den Vorzeichenwechsel des Ordnungsparameters im  $d$ -Wellen-Kuprat-Supraleiter NCCO zustande kommen. Im Gegensatz dazu sieht man in Abb. 8.3(g), welche im Hauptmaximum von  $I_c(B)$  bei  $B = -1.90 \mu\text{T}$  aufgenommen wurde, dass der Suprastrom in allen Facetten in dieselbe Richtung fließt. Das Spannungssignal ist am stärksten in der Mitte der Facetten und nimmt zu den Ecken hin ab. Für einen homogenen ZickZack-Josephsonkontakt mit  $j_c = \text{const.}$  würde man  $j_s(\tilde{x}) \propto |\sin \pi \tilde{x}/a|$  erwarten. Rein qualitativ stimmt die Abbildung 8.3(g) damit überein. Quantitative Abweichungen sind auf Inhomogenitäten in  $j_c$  zurückzuführen, wie sie bereits in Kap. 8.2 für die NCCO/Nb-Referenzkontakte beobachtet werden konnten. An den Kontakten von Abb. 8.3(g) kann man teilweise auch kleine negative Spannungssignale sehen. Diese negativen Spannungssignale konnten in der Simulation (Abb. 8.3(h)) reproduziert werden, wenn man annimmt, dass die Abbildung nicht bei  $B = -1.90 \mu\text{T}$ , sondern bei  $\Delta B = \pm 0.15 \mu\text{T}$  vom Hauptmaximum entfernt aufgenommen worden ist. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist so eine Abweichung durchaus möglich. Direkt neben dem lokalen Maximum bei  $B = 0 \mu\text{T}$  wurde Abb. 8.3(e) im ersten Minimum bei  $B = 0.22 \mu\text{T}$  aufgenommen. Wie in Abb. 8.3(c) sieht man ein alternierendes Vorzeichen, allerdings ist die Polarität der beiden Facetten auf der rechten Seite vertauscht. Die Simulation in Abb. 8.3(f) gibt dieses Verhalten sowie die abnehmende Intensität des Signals von links nach rechts klar wieder. Die kleineren  $I_c$ -Werte als in Abb. 8.3(c) kommen wahrscheinlich durch die Inhomogenitäten in  $j_c$  zustande. In Abb. 8.3(i) ist ein weiteres Spannungsbild für ein lokales Maximum bei  $B = -1.10 \mu\text{T}$  gezeigt. Hier fließt der Supra-

strom jeweils für 2 benachbarte Facetten in dieselbe Richtung. In Abb. 8.3(i) sieht man, dass die Simulation dieses Verhalten nicht ganz genau wiedergibt. Die jeweils zweite Facette von links und von rechts hat die falsche Polarität. Abbildung 8.3(k) ist auf halber Höhe des Hauptmaximums bei  $B = 1.46 \mu\text{T}$  aufgenommen. Wie von den Simulationsdaten in Abb. 8.3(l) erwartet, fließt der Suprastrom in der linken Hälfte des ZickZack-Josephsonkontakts in allen Facetten in die positive, und in der rechten Hälfte in die negative Richtung. Abbildung 8.3(m) wurde im 4. Nebenmaximum aufgenommen. Die Simulation in Abb. 8.3(n) zeigt ebenfalls dieses Muster bis auf einige kleine Abweichungen. Diese Abweichungen kommen wahrscheinlich durch das hohe Magnetfeld  $B = 3.44 \mu\text{T}$  zustande, wodurch die kritische Stromdichte  $j_c$  der 0- und  $\pi$ -Facetten leicht unterschiedlich sein dürfte.

## 8.4 Vergleich mit Messungen an YBCO/Nb-Rampenkontakten

In den Arbeiten von R. Straub [Str03] und D. Dönitz [Dön06] wurden bereits ähnliche Messungen an zickzack-förmigen Rampenkontakten mit dem lochdotierten Kuprat-Supraleiter  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  vorgestellt. Die Ergebnisse der Messungen werden im Folgenden mit den Messungen an NCCO/Nb-Rampenkontakten verglichen. Außerdem wurden für die Daten von R. Straub und D. Dönitz nachträglich simulierte Bilder erstellt. Der Kontakt hat  $N = 8$  Facetten mit einer Länge von jeweils  $a = 25 \mu\text{m}$ . In Abb. 8.4(a) ist der kritische Strom  $I_c$  in Abhängigkeit des Magnetfelds  $B$  für die YBCO/Nb-Rampenkontakte aufgetragen. Die rote Kurve ist die Messung im He-Badkryostaten bei  $T = 4.2 \text{ K}$  und die blauen Punkte sind die Messungen im TTREM bei  $T = 6.0 \text{ K}$ . Aufgrund der höheren Temperatur ist im Vergleich zu den Messungen an NCCO/Nb-Rampenkontakten  $I_c$  stärker unterdrückt. Die  $I_c$ -Werte sind allerdings für beide Kurven deutlich höher als für die NCCO/Nb-Rampenkontakte. Auch hier zeigt das  $I_c(B)$ -Muster wieder zwei Hauptmaxima bei endlichem Feld ( $|B| \approx 1.2 \mu\text{T}$ ) und ein kleines zentrales Maximum bei  $B = 0$ . Abbildung 8.4(b) zeigt ein Oberflächenbild des Kontakts, welches mit dem Elektronenmikroskop aufgenommen worden ist. Für die Punkte (c),(e),(g) in Abb. 8.4(a) werden Spannungsbilder gezeigt. Abbildung 8.4(c) wurde wie Abb. 8.3(c) im zentralen Maxi-



**Abbildung 8.4:** YBCO/Nb-ZickZack-Rampenkontakt mit  $N = 8$  Facetten von jeweils  $a = 25 \mu\text{m}$  Länge: (a)  $I_c(B)$ -Messung für  $T = 4.2\text{K}$  im He-Badkryostaten (rote Kurve) und  $T = 6.0\text{K}$  im TTREM (blaue Kurve). (b) Oberflächenbild. (c), (e), (g) TTREM-Spannungsbilder ( $U_B = 10\text{kV}$ ,  $I_S = 50\text{pA}$ ), aufgenommen bei verschiedenen Feldwerten, die in (a) gekennzeichnet sind. (d), (f), (h) simulierte TTREM-Bilder zu den jeweiligen Spannungsbildern.

mum bei  $B = 0 \mu\text{T}$  aufgenommen. Es ist ebenfalls ein Vorzeichenwechsel des Suprastroms für benachbarte Facetten zu erkennen. Dies liefert auch hier einen direkten Nachweis für die Existenz von 0- und  $\pi$ -Facetten, welche durch den Vorzeichenwechsel des Ordnungsparameters im  $d$ -Wellen-Kuprat-Supraleiter YBCO zustande kommen. Die Simulation in Abb. 8.3(d) ( $\sigma = 2.5 \mu\text{m}$ ) gibt die Messung wieder. Die maximale Spannungsänderung  $\delta V(\vec{x})$  ist wesentlich geringer als bei den Abbildungen an NCCO/Nb-Rampenkontakten. Dies hängt mit dem wesentlich kleineren Strahlstrom von  $I_S = 50\text{pA}$  zusammen ( $I_S = 1\text{nA}$  für NCCO/Nb-Rampenkontakte). In Abb. 8.3(e) ist ein Spannungsbild gezeigt, welches im Hauptmaximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie bei  $B = 1.23 \mu\text{T}$  aufgenommen wurde. Auch hier fließt der Suprastrom für alle Facetten in die positive Richtung. Die Simulation in Abb. 8.3(f) bestätigt dies. Ein

weiteres Spannungsbild ist in Abb. 8.3(g) für das erste Nebenmaximum ( $B = 1.7 \mu\text{T}$ ) gezeigt. Die Verteilung der positiven und negativen Signale, außen positiv, in der Mitte negativ, ist dem erste Nebenmaximum des NCCO/Nb-Referenzkontakts (Abb. 8.2(h)) ähnlich. Auch diese Abbildung stimmt qualitativ sehr gut mit der berechneten Suprastromdichte  $j_s(\tilde{x})$  für einen ZickZack-Josephsonkontakt mit homogener  $j_c$ -Verteilung in Abb. 8.3(h) überein.

## 8.5 Zusammenfassung

Schon in früheren Arbeiten [Str03; Dön06] konnte gezeigt werden, dass sich Suprastromverteilungen in YBCO/Nb-Rampenkontakten mit dem TTREM abbilden lassen. In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass sich diese Technologie auch für elektronendotierte NCCO/Nb-Rampenkontakte anwenden läßt. Die TTREM-Spannungsbilder zeigen dabei für  $B = 0 \text{ mT}$  entgegengesetzt fließende Supraströme für benachbarte Facetten. Dies ist ein direkter Beweis für abwechselnde 0- und  $\pi$ -Facetten in NCCO/Nb-Rampenkontakten und damit auch für eine  $d$ -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters im NCCO-Kupratsupraleiter.

# Kapitel 9

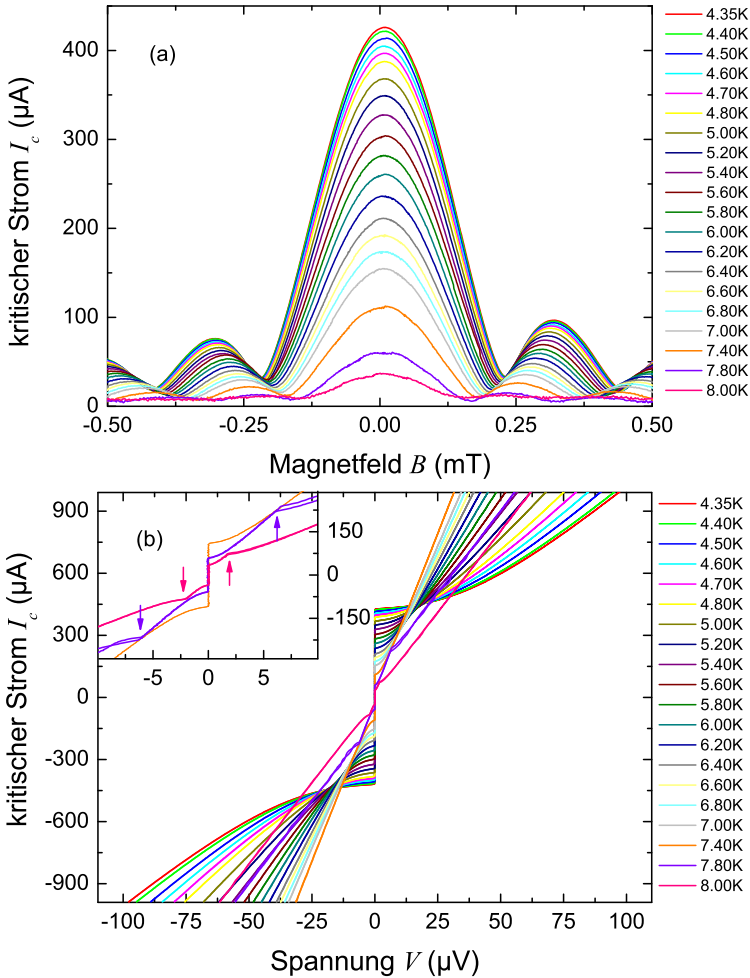
## Abbildung von Josephsonströmen in SIFS-Kontakten

In diesem Kapitel werden Messungen an SIFS-Josephson-Kontakten verschiedener Geometrie vorgestellt. Zunächst werden Messungen an 0- und  $\pi$ -gekoppelten Referenzkontakten gezeigt. Die  $\pi$ -gekoppelten Kontakte weisen kritische Stromdichten bis zu  $j_c^\pi = 35 \text{ A/cm}^2$  bei  $T = 4.2 \text{ K}$  auf. Dies entspricht einem neuen Maximalwert für SIFS-Kontakte mit NiCu-Zwischenschicht. In einer früheren Arbeit von Dietmar Dönitz [Dön06] wurde bereits eine erste Version dieser Kontakte untersucht. In den weiteren Abschnitten werden 0- $\pi$ -, 0- $\pi$ -0,  $20 \times 0$ - $\pi$ -, runde und annulare Geometrien im kurzen und langen Limit untersucht. In den Arbeiten von Matthias Kemmler [Kem08] und Judith Pfeiffer [Pfe10] wird auf die dynamischen Eigenschaften dieser Kontakte genauer eingegangen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden Kontakte mit dem starken Ferromagneten Ni betrachtet. Es stellt sich dabei die Frage inwieweit eine Domänenbildung im Ferromagneten stattfindet, und wie sich diese auf die physikalischen Eigenschaften des Kontakts auswirken. Eine Übersicht über alle Proben ist in Anhang A zu finden.

## 9.1 Temperaturabhängigkeit von 0-, $\pi$ - und 0- $\pi$ -SIFS Kontakten

Die Temperaturabhängigkeit der SIFS-Kontakte wurde sowohl im TTREM als auch im Messaufbau von Dr. Matthias Kemmler [Kem08] untersucht. Beide Messaufbauten bieten die Möglichkeit ein zeitlich sehr stabiles Magnetfeld in der Filmebene der Kontakte anzulegen und den Kontakt bei Temperaturen zwischen  $4.2\text{ K} \leq T < 9.2\text{ K}$  zu untersuchen. Der Vorteil des Messaufbaus von Dr. Kemmler liegt in der sehr guten Temperaturstabilität im Bereich von mK, was durch eine optische Laserheizung erreicht wird. Dadurch war es insbesondere nahe der kritischen Temperatur  $T_c$  möglich sehr genaue Messungen durchzuführen. Untersucht wurden Kontakte mit einer Länge  $L = 50\ \mu\text{m}$ .

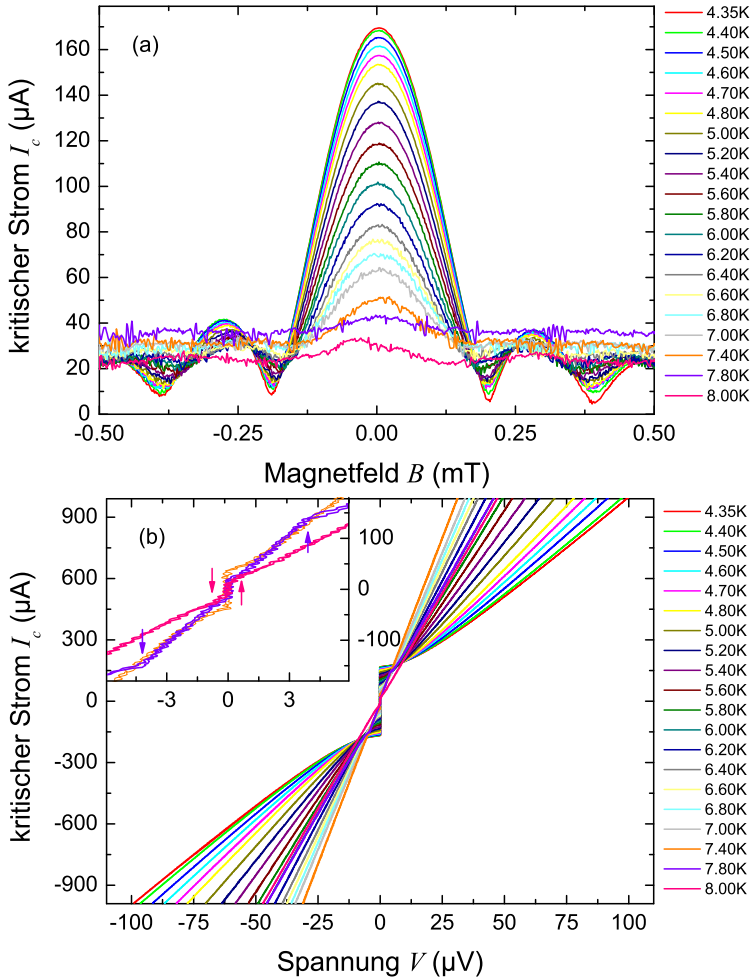
Abbildung 9.1(a) zeigt Messungen des kritischen Stroms  $I_c$  in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes  $B$  des 0-gekoppelten SIFS-Kontakts SINFS13LII28 bei Temperaturen zwischen 4.35 K und 8.0 K im TTREM-Messaufbau. Das Spannungskriterium für die  $I_c(B)$ -Messungen beträgt  $V_c = 0.2\ \mu\text{V}$ . In Abb. 9.1(b) sind die jeweiligen Strom-Spannungs-Kennlinien im Maximum der  $I_c(B)$ -Kurven ( $B = 0\text{ mT}$ ) gezeigt. Alle Kurven sind nicht hysteretisch für  $T > 4.2\text{ K}$ . Die korrespondierenden  $I_c(B)$ - und IV-Messungen an der  $\pi$ -gekoppelten Probe SINFS13LII26 sind in Abb. 9.2(a) und Abb. 9.2(b) gezeigt ( $V_c = 1.0\ \mu\text{V}$ ). Auch hier zeigt sich kein hysteretisches Verhalten für  $T > 4.2\text{ K}$ .  $I_c(B)$ -Messungen für den 0- $\pi$ -Kontakt SINFS13LII27 wurde nur im Messaufbau von Dr. Kemmler durchgeführt und sind in Abb. 9.3(a) gezeigt ( $V_c = 0.2\ \mu\text{V}$ ). Mit Gleichung (2.13) läßt sich die Josephseindringtiefe  $\lambda_J$  für die drei Kontakte bestimmen. Die effektive Barrierendicke liegt bei  $\Lambda \approx 200\text{ nm}$ . Im Temperaturbereich  $T = 4.35 \dots 8.00\text{ K}$  ergibt sich daraus für den 0-gekoppelten Kontakt ein Wert für  $\lambda_J$  von  $49.7 - 173.3\ \mu\text{m}$ , für den  $\pi$ -gekoppelten Kontakt  $\lambda_J = 78.8 - 205\ \mu\text{m}$  und für den 0- $\pi$ -Kontakt  $\lambda_J = 91.7 - 295\ \mu\text{m}$ . Die drei Proben liegen also jeweils im Limit kurzer Kontakte. Für den 0- und den  $\pi$ -Kontakt erwartet man für den kritischen Strom in Abhängigkeit des Magnetfeldes eine Fraunhofer-Funktion nach Gleichung (2.20). Für Temperaturen nahe  $T = 4.2\text{ K}$  zeigen beide  $I_c(B)$ -Messungen der Kontakte ein ausgeprägtes Fraunhofer-Muster. Je näher man mit der Temperatur  $T$  an  $T_c$  kommt, desto mehr nimmt diese Ausprägung ab.



**Abbildung 9.1:** (a)  $I_c(B)$ -Messungen mit Spannungskriterium  $V_c = 0.2 \mu\text{V}$  des 0-Kontakts SINFs13I-II28 für verschiedene Temperaturen. (b) Strom-Spannungs-Kennlinien bei  $B = 0$  mT. Im Inset sind Widerstandsänderungen in den IV-Kurven nahe  $T_c$  hervorgehoben.

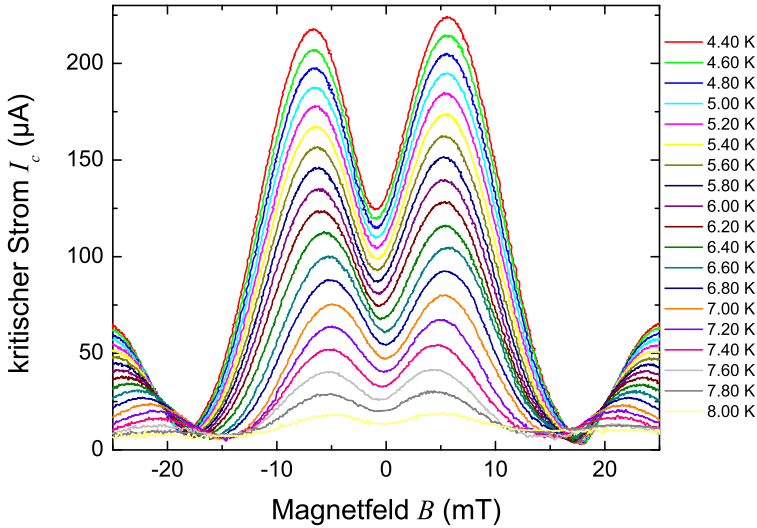
Dieses Verhalten läßt sich durch das Spannungskriterium  $V_c = 0.2 \mu\text{V}$  beim 0-gekoppelten bzw.  $V_c = 1.0 \mu\text{V}$  beim  $\pi$ -gekoppelten Kontakt erklären. Für diese beiden Spannungswerte steigt der differentielle Widerstand  $dU/dI$  beider Kontakte mit sinkender Temperatur an.





**Abbildung 9.2:** (a)  $I_c(B)$ -Messungen mit Spannungskriterium  $V_c = 1 \mu\text{V}$  des  $\pi$ -Kontakts SINFS13LII26 für verschiedene Temperaturen. (b) Strom-Spannungs-Kennlinien bei  $B = 0$  mT. Im Inset sind Widerstandsänderungen in den IV-Kurven nahe  $T_c$  hervorgehoben.

In Abb. 9.1(b) und 9.2(b) sind die Strom-Spannungs-Kennlinien des 0- und des  $\pi$ -gekoppelten Kontakts in Abwesenheit vom Magnetfeld gezeigt. Die Änderung des differentiellen Widerstands  $dU/dI|_{I_c} \rightarrow \infty$  läßt sich deutlich erkennen. Bei der Fraunhofer-Funktion verschwindet

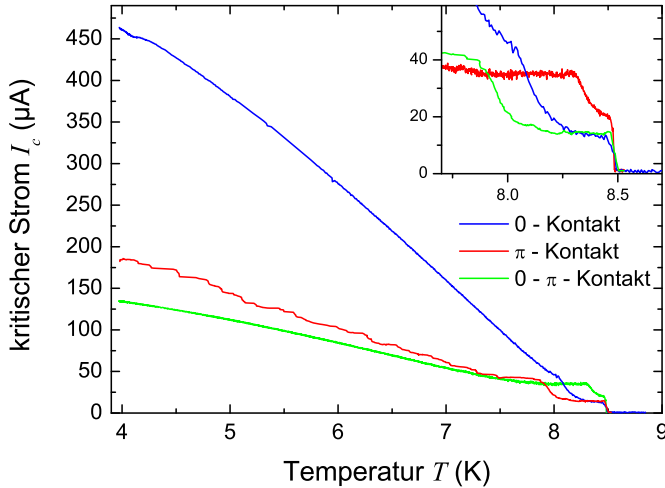


**Abbildung 9.3:**  $I_c(B)$ -Messungen mit Spannungskriterium  $V_c = 0.2 \mu\text{V}$  des  $0-\pi$ -Kontakts SINFS13L-II27 für verschiedene Temperaturen.

der kritische Strom für die Minima. Das Programm GoldExi bestimmt den kritischen Strom dadurch, dass der Biasstrom über die Probe so lange erhöht wird, bis sich ein Spannungsabfall über die Probe in Höhe des Kriteriums einstellt. Dadurch erhält man also abhängig vom differentiellen Widerstand  $dU/dI$  am Ort des Spannungskriteriums  $V_c$  ein oberes Limit für den kritischen Strom von  $V_c/(dU/dI)(V_c)$ . Dies erklärt die Abweichung von der Fraunhofer-Funktion, insbesondere beim  $\pi$ -gekoppelten Kontakt nahe  $T_c$ .

Bei den Strom-Spannungs-Kennlinien in Abb. 9.1(b) und 9.2(b) fällt auf, dass für Temperaturen nahe  $T_c$  in den Kennlinien Knicke für  $I > I_c$  auftreten, an welchen sich der Widerstand der Probe plötzlich ändert. In den beiden Insets sind die Kennlinien für  $T = 7.4 - 8.0$  K vergrößert dargestellt. Die Pfeile kennzeichnen die Knicke in den Strom-Spannungs-Kennlinien, wobei sich die Knicke für höhere Temperaturen zu  $I_c$  hin verschieben. Eine mögliche Erklärung könnten unterschiedliche Werte von  $T_c$  für die Bottom- und die Topelektrode sein. In Kap. 9.3.4 werden Abbildungen im TTREM in diesem Bereich vorgestellt und ausführlich diskutiert.

In Abb. 9.4 sind die  $I_c(T)$ -Kennlinien der  $0-$ ,  $\pi$  und  $0-\pi$ -gekoppelten



**Abbildung 9.4:**  $I_c(T)$ -Messungen mit Spannungskriterium  $V_c = 1 \mu\text{V}$  des 0-,  $\pi$  und 0- $\pi$ -Kontakts. Im Inset sind die Kurve im Bereich nach  $T_c$  vergrößert dargestellt.

Kontakte gezeigt. Diese Messungen wurden im Messaufbau von Dr. Kemmler durchgeführt. Für den Temperaturbereich  $T = 4.2 \dots 7.5$  K verhalten sich die Kontakte nicht exakt nach Ambegaokar-Baratoff [AB63b; AB63a], allerdings steigt für die Kontakte ebenfalls  $j_c$  mit sinkender Temperatur an. Für Temperaturen  $T > 7.5$  K führen die Knicke in den IV-Kennlinien zu Artefakten in der  $I_c(T)$ -Messung. Im Inset von Abb. 9.4 ist der Bereich nochmals vergrößert dargestellt.

## 9.2 0- und $\pi$ -Referenzkontakte

Zunächst wurden im TTREM verschiedene 0- und  $\pi$ -Referenzkontakte charakterisiert. An allen Kontakten wurden  $I_c(B)$  Messungen durchgeführt, um die Stromdichten  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  und daraus die Josephson-Eindringtiefe (siehe Gl. (2.13)) bestimmen zu können. Aus den Werten für  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  kann zudem die Symmetrie der Stromdichte der zugehörigen 0- $\pi$ -Kontakte abgeschätzt werden. Wie in Anhang A (Abb. A.1) zu sehen, liegt ein 0- $\pi$ -Kontakt zu diesem Zweck immer zwischen einem 0- und einem  $\pi$ -gekoppelten Kontakt. An allen Kontakten wurden Spannungsbil-

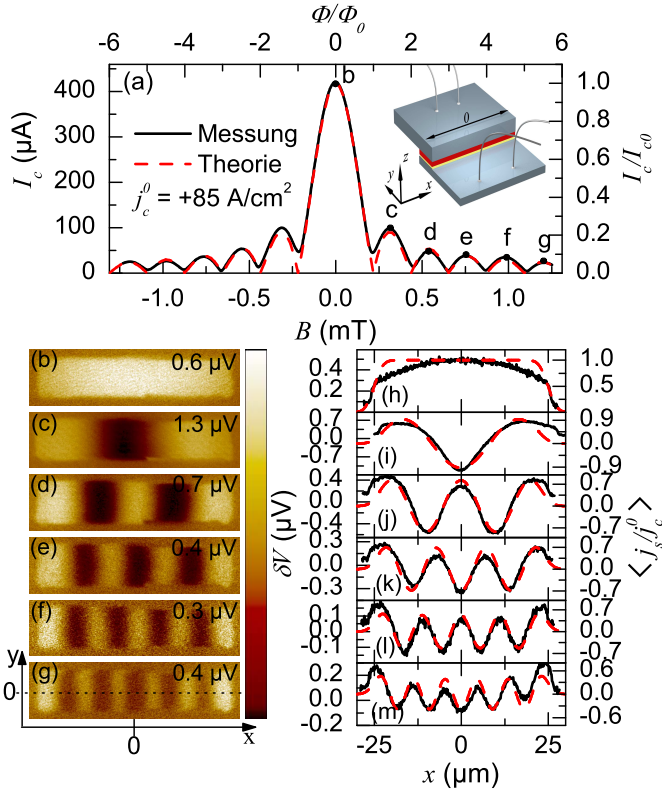
der  $\delta V(x, y)$  bei verschiedenen Magnetfeldern  $B$  aufgenommen, um die wohlbekannte Periodizität der Suprastromdichte  $j_s(x) \propto \sin(hx + \phi_0)$  entlang der  $x$ -Achse zu bestätigen.

Für alle linearen bzw. rechteckigen Kontakte mit einer Länge  $L$  und einer Breite  $W$  wurde ein Koordinatensystem eingeführt, bei welchem der Ursprung in der Mitte des Josephsonkontakts liegt. Die Barriere (bei  $z = 0$ ) läuft also von  $-L/2$  bis  $+L/2$  in  $x$ -Richtung und von  $-W/2$  bis  $+W/2$  in  $y$ -Richtung. In Abb. 9.5(g) ist das Koordinatensystem exemplarisch eingezeichnet.

Zunächst wurden lineare 0- und  $\pi$ -gekoppelte Josephsonkontakte mit  $L = 50 \mu\text{m}$  bzw.  $L = 200 \mu\text{m}$  Länge und jeweils  $W = 10 \mu\text{m}$  Breite charakterisiert. Eine Übersicht über die Kontakte, welche auf dem Chip SINFS13I gemessen wurden, ist in Tabelle A.1 in Anhang A zu sehen. An allen 29 Kontakten wurden  $I_c(B)$ -Messungen durchgeführt, welche mit Simulationen (Gleichung (9.1)) verglichen worden sind. Exemplarisch für die Referenzkontakte soll hier der 0-Kontakt SINFS13I.II28 und der  $\pi$ -Kontakt SINFS13I.II26 vorgestellt werden. Die später vorgestellten 0- $\pi$ - und 0- $\pi$ -0-Kontakte (SINFS13I.II24 und SINFS13I.II27) wurden in derselben Reihe gemessen (siehe Anh. A) und sollten somit ähnliche Stromdichten  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  aufweisen.

In Abb. 9.5(a) ist der kritische Strom  $I_c$  in Abhängigkeit des Magnetfelds  $B$  für den linearen, 0-gekoppelten Kontakt bei einer Temperatur von  $T = 4.35 \text{ K}$  aufgetragen (schwarze durchgezogene Kurve). Die Arbeitspunkte für die Abbildungen im TTREM sind gekennzeichnet. Darunter sind in Abb. 9.5(b)–(m) die TTREM Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  und die zugehörigen Linescans  $\delta V(x)$  bei  $y = 0$  gezeigt. Im Inset von Abb. 9.5(a) ist eine schematische Zeichnung des 0-gekoppelten Josephsonkontakts zu sehen. Das Magnetfeld liegt in der Probenebene in  $y$ -Richtung, also entlang der kurzen Seite des Kontakts an. Die  $I_c(B)$  Abhängigkeit soll nun mit der Fraunhoferkurve  $I_c(B) = I_c(0) |\sin(\varphi)/\varphi|$  mit  $\varphi = \pi B \Lambda L / \Phi_0$  verglichen werden. Um  $I_c(B)$  theoretisch zu beschreiben, folgt man dem Ansatz aus Kap. 7, wobei ein linearer Ansatz für die Phase  $\phi(x, y, \phi_0)$  (vgl. Gleichung (9.7)) angenommen werden kann.  $I_c$  erhält man nun durch Maximierung des Phasenparameters  $\phi_0$ :

$$I_c(B) = \max_{\phi_0} \iint_{A_j} [j_c(x, y) \sin \phi(x, y, \phi_0)] dx dy \quad (9.1)$$



**Abbildung 9.5:** linearer 0-SIFS-Referenzkontakt (SINFS13L-II28 siehe Tab. A.1): (a) kritischer Strom  $I_c$  in Abhängigkeit des Magnetfelds  $B$ . Die schwarze durchgezogene Kurve zeigt die Messung für  $T = 4.35$  K. Die gestrichelte rote Kurve zeigt die numerische Simulation unter Verwendung von Gleichung (9.1). An der linken Ordinate ist  $I_c$  in physikalischen Einheiten aufgetragen, während an der rechten Ordinate  $I_c$  normiert auf  $I_c/I_{c0} = j_c^0 L W$  aufgetragen ist. Im Inset ist die Geometrie des Kontakts schematisch dargestellt. Die Abbildungen (b)–(g) wurden im TTREM aufgenommen. Die Zahlen rechts oben im Bild geben die Maximalwerte  $|\delta V_{\max}|$  der Farbskala an, welche symmetrisch um  $\delta V = 0$  sind. In (h)–(m) sind Linescans  $\delta V(x)$  bei  $y = 0$  (schwarze durchgezogene Kurven) und die entsprechenden simulierten Stromverteilungen  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  (rote gestrichelte Kurven) unter Verwendung einer 1D-Variante von Gleichung (7.10) gezeigt.

Es ist zu beachten, dass sich für Kontakte, die einen 0- und einen  $\pi$ -Anteil beinhalten,  $\Lambda$  um 5...10% im 0- und  $\pi$ -Anteil unterscheidet [KWW<sup>+</sup>10; SGW<sup>+</sup>10]. Der Einfachheit halber wird dieser Effekt im weiteren Verlauf ignoriert.

Für die hier gezeigte Kurve wurde  $j_c(x, y) = j_c^0 = \text{const.}$  angenommen. Daraus berechnet sich die rote (gestrichelte)  $I_c(B)$ -Kurve in Abb. 9.5(a), welche mit der experimentell gemessenen Kurve übereinstimmt und die erwartete Homogenität von  $j_c^0$  bestätigt. Aus dem Wert für den maximalen kritischen Strom  $I_c = 420 \mu\text{A}$  berechnet sich  $j_c^0 \approx +85 \text{ A/cm}^2$  und  $\lambda_J \approx 41 \mu\text{m}$ . Der Josephsonkontakt ist also im kurzen Limit mit einer normierten Länge  $L/\lambda_J \approx 1.2$ . Dies rechtfertigt die Verwendung des linearen Phasenansatzes aus Gleichung (9.7). Vergleicht man weiter die Abszissen der experimentellen und der theoretischen Kurve, so erhält man für  $\Phi = \Phi_0$  ein Magnetfeld von  $B \approx 0.22 \text{ mT}$ . Daraus erhält man  $\Lambda \approx 200 \text{ nm}$ , was bis auf wenige % mit  $\Lambda \approx 2\lambda_L \approx 180 \text{ nm}$  übereinstimmt. Ist das Magnetfeld nicht exakt ausgerichtet, so erhält man eine Feldkomponente senkrecht zur Probenebene. Diese Komponente kann zu Flussfokussierungen durch großflächige supraleitende Filme führen [K GK<sup>+</sup>85], was sich in unerwarteten B-Feld-Abhängigkeiten zeigen kann. Dies wiederum führt bei der oben gezeigten Berechnung zu einem höheren Wert für  $\Lambda$ . Für diesen Kontakt konnte so ein Verhalten nicht beobachtet werden.

In Abb. 9.5(b) ist das Spannungsbild  $\delta V(x)$  für  $B = 0 \text{ mT}$ , also im 0. Maximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie zu sehen. Über die gesamte Kontaktfläche hinweg wäre für  $\delta V(x) \propto j_s(x) = j_c^0$  ein konstantes Signal zu erwarten. Das gemessene Signal hingegen ist in der Mitte der Kontaktfläche etwas größer und fällt zum Rand hin ab. Berechnet man die Faltung der Suprastromdichteverteilung aus Gleichung (7.10) unter Beachtung der endlichen Auflösung des TTREMs, so erhält man die rote gestrichelte Kurve, welche dem Linescan des TTREM Bildes sehr nahe kommt. Es ist jedoch immer noch eine gewisse Abweichung zu sehen, welche entweder durch eine parabelförmige Variation von  $j_c^0$  oder eine Variation der Leitfähigkeit  $G'$  zustande kommen könnte. Es stellt sich jedoch heraus, dass durch die Einführung einer parabelförmigen Variation von  $j_c^0$  entlang der  $x$ -Achse in die Berechnung von  $I_c(B)/I_c(0)$  zwar eine leichte Reduzierung des ersten Nebenmaximums erreicht wird, der Effekt in Abb. 9.5(b) aber nicht nachgebildet werden kann. Betrachtet man die zweite

Möglichkeit, eine Variation der Leitfähigkeit  $G'$ , so läßt sich  $\delta V$  aus Gleichung (7.16) bestimmen. Für die Aufnahme von Abb. 9.5(b) im TTREM wurde der Biasstrom auf einen Wert von  $1.05 I_c$  gesetzt. Für  $F_G$  (vgl. Gl. (7.17)) ergibt sich ein Wert von  $0.24 \text{ K}^{-1}$ , für  $F_I$  erhält man  $0.62 \text{ K}^{-1}$ . Daraus folgt, dass die Änderung der Leitfähigkeit zu 1/3 zum Gesamtsignal beträgt, und damit könnten die Variation von  $G'$  grundsätzlich für die in Abb. 9.5(h) erkennbare Variation von  $\delta V$  verantwortlich sein. Auch wenn ein leichter Gradient für den Verlauf von  $G'$  in  $x$ -Richtung zu verstehen wäre, so bleibt es schwer verständlich, warum die Krümmung von  $\delta V$  symmetrisch zum Mittelpunkt des Josephsonkontakts sein sollte. Eine weitere Möglichkeit wäre eine inhomogene Stromspeisung. Da der Effekt durch wiederholtes Kontaktieren der Probe keine Änderung zeigt, ist dies ebenfalls auszuschließen. Es läßt sich also keine eindeutige Erklärung für den parabelförmigen Verlauf von  $\delta V(x)$  finden. Um das TTREM-Signal weiter zu analysieren wird der Maximalwert des Signals  $\Delta V \approx 0.45 \mu\text{V}$  betrachtet. Mit  $I_c/G \approx 50 \mu\text{V}$  erhält man aus Gleichung (7.16) die Abschätzung  $\Delta T A_s/A_j \approx 0.025 \text{ K}$ . Daraus ergibt sich wiederum eine elektronenstrahlinduzierte Temperaturänderung von  $\Delta T \approx 0.2 \text{ K}$ . Dieser Wert ist etwas kleiner als der aus der elektronenstrahlinduzierten  $I_c$ -Änderung abgeschätzte Wert von  $0.5 \text{ K}$ , liegt aber im Rahmen der Messgenauigkeit im erwarteten Bereich.

Abbildung 9.5(c) zeigt das Spannungsbild, welches im ersten Nebenmaximum ( $\Phi = \frac{3}{2}\Phi_0$ ) der  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgenommen wurden. Die vom Magnetfeld verursachte sinusförmige Modulation von  $\delta V(x)$  mit einer Wellenlänge von  $3/2\pi$  ist sehr schön zu beobachten. In Abb. 9.5(i) ist der zugehörige Linescan und die aus Gleichung (7.10) gewonnene Simulation  $\langle j_s \rangle(x)$  aufgetragen. Es zeigt sich die theoretisch erwartete Abhängigkeit, wobei  $j_s(x)$  wie gewohnt mit dem Elektronenstrahlprofil gefaltet wurde. Es wurde ein linearer Ansatz für die Phase gewählt. Der sinusförmige Verlauf von  $\delta V$  mit einer Amplitude von  $0.47 \mu\text{V}$  und einem Offset von  $-0.13 \mu\text{V}$  weisen auf eine elektronenstrahlinduzierte Änderung der Leitfähigkeit hin. Mit einem Biasstrom von  $I = 1.1 I_c(B)$  ergibt sich  $F_G \approx 0.35 \text{ K}^{-1}$  und  $F_I \approx -1.6 \text{ K}^{-1}$ . Es wäre also eine Verschiebung der durch den Suprastrom hervorgerufenen sinusförmigen Modulation  $\delta V$  um etwa 20% hin zu kleineren Spannungen zu erwarten. Dies deckt sich mit den Beobachtungen in Abb. 9.5(i). Darüberhinaus lässt sich aus der Modulationsamplitude von  $0.47 \mu\text{V}$  und  $I_c/G = 12 \mu\text{V}$  ein Wert von

$\Delta T A_s / A_j \approx 0.025$  K abschätzen. Dieser Wert stimmt mit dem Wert im Nullfeld überein.

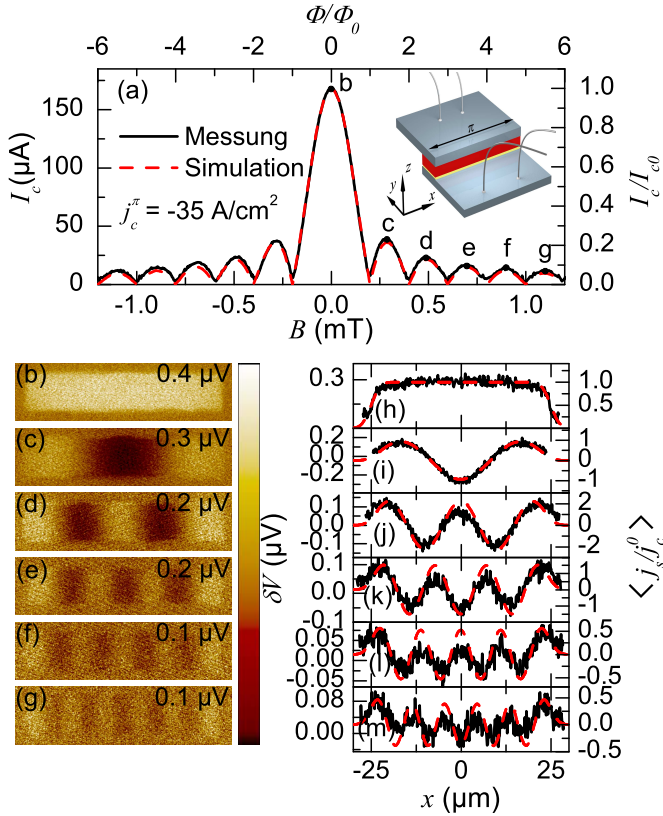
Schließlich sind in Abbildungen 9.5(d)–(g) Spannungsbilder für Maxima höherer Ordnung von  $I_c(B)$  gezeigt. In den Abbildungen 9.5(j)–(m) sind die zugehörigen Linescans aufgetragen. In allen Bildern kann die durch das Magnetfeld induzierte Modulation von  $\delta V(x)$  beobachtet werden. Die zugehörigen simulierten Kurven  $\langle j_s \rangle(x)$  (Gleichung (7.10)) stimmen mit den Messungen sehr gut überein.

Ähnliche Ergebnisse zeigen sich auch für lineare  $\pi$ -Referenzkontakte. Exemplarisch sind in Abb. 9.6 die Daten von Kontakt SINFS13LII26 aus Tabelle A.1 gezeigt. Abbildung 9.6(a) zeigt die  $I_c(B)$ -Messung für den linearen  $\pi$ -Kontakt bei einer Temperatur von  $T = 4.35$  K (schwarze durchgezogene Kurve). Für die Simulation von  $I_c(B)$  (rot gestrichelte Kurve) wurde  $j_c(x, y) = j_c^\pi = \text{const.}$  angenommen. Wie schon für den 0-Kontakt stimmt die numerische Simulation bis auf kleine Abweichungen mit der Messung überein. Der maximale kritische Strom  $I_c = 168 \mu\text{A}$  und damit die kritische Stromdichte  $j_c^\pi \approx -35.0 \text{ A/cm}^2$  ist allerdings um das 2.5-fache kleiner. Dieser Wert ist für  $\pi$ -gekoppelte SIFS-Kontakte dennoch recht hoch [WKG<sup>+</sup>06b]. Das Inset in Abb. 9.6(a) zeigt eine schematische Darstellung des  $\pi$ -gekoppelten Josephsonkontakts. Abbildung 9.6(b) zeigt das Spannungsbild  $\delta V(x)$  für den magnetfeldfreien Zustand  $B = 0$  mT. Für die gesamte Kontaktfläche ist, wie schon beim 0-Kontakt, für  $\delta V(x) \propto j_s(x) = j_0^\pi$  ein konstantes Signal zu erwarten. Wie der Linescan in Abb. 9.6(h) zeigt, ist das Signal für den  $\pi$ -Kontakt viel homogener als dies beim 0-Kontakt der Fall war. Dies zeigt, dass wohl eher die Kontaktqualität für die  $\delta V$ -Variation verantwortlich ist.

Die Abbildungen 9.6(c)–(g) zeigen Spannungsbilder für Maxima höherer Ordnung ( $\Phi = \frac{3}{2}\Phi_0$  bis  $\Phi = \frac{11}{2}\Phi_0$ ). Die Abbildungen 9.6(h)–(m) zeigen die zugehörigen Linescans und Simulationen. Alle Abbildungen weisen die typischen sinusartigen Modulationen von  $\delta V(x)$  auf. Eine Überhöhung von  $\delta V(x)$  in der Mitte des Kontakts und ein Abfall zum Rand hin ist nicht zu beobachten. Insgesamt resultiert aus der geringeren Signalstärke ein stärkeres Rauschen des Signals  $\delta V(x)$ .

Alle weiteren Referenzkontakte bspw. von runden oder quadratischen 0- und  $\pi$ -Kontakten zeigen ein ähnliches Verhalten wie die hier exemplarisch vorgestellten Kontakte. Die Parameter dieser Kontakte sind in Tabelle A.2 aufgelistet.





**Abbildung 9.6:** Gemessene und theoretische  $I_c(B)$ -Abhängigkeit bei  $T = 4.35 \text{ K}$  (Kontakt SINFS13I-II26 siehe Tab. A.1). Das Inset zeigt die Geometrie des Kontakts schematisch. (b)–(g) sind Spannungsbilder, die im TTREM aufgenommen wurden. Die Farbskala ist wie in Abb. 9.5 definiert. In (h)–(m) sind Linescans  $\delta V(x)$  bei  $y = 0$  (schwarze Kurven) und die entsprechenden simulierten Stromverteilungen  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  (rote gestrichelte Kurven) aufgetragen.

### 9.3 Lineare 0- $\pi$ -, 0- $\pi$ -0- und 0/2- $\pi$ -0/2-SIFS-Josephsonkontakte

Das entgegengesetzte Vorzeichen des Suprastroms in den 0- und  $\pi$ -gekoppelten Teilen eines 0- $\pi$ -Josephsonkontakts führt zu einer  $I_c(B)$ -Abhängigkeit, wie sie in Abb. 3.5 gezeigt wurde. Man sieht zwei Ma-

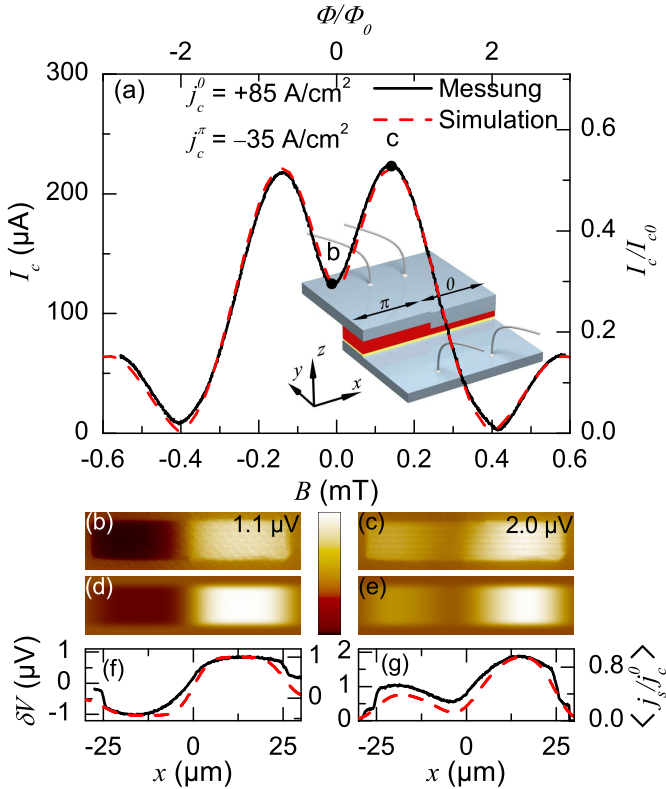
xima bei endlichem Feld, welche einem magnetischen Fluss von  $\pm\Phi_0/2$  pro Facette entsprechen, wenn die Facetten die gleiche Länge und dieselbe kritische Stromdichte  $|j_c^0| = |j_c^\pi|$  aufweisen. Diese Abhängigkeit wurde experimentell für SIFS-Kontakte [GSW<sup>+</sup>10; SGW<sup>+</sup>10] und  $d$ -Wellen-Supraleiter [SAB<sup>+</sup>02; ADS<sup>+</sup>05; GGS<sup>+</sup>09], welche auf  $0$ - $\pi$ -Josephsonkontakte basieren, bestätigt. Diese Experimente dienten bisher als *indirekter* Nachweis für die entgegengesetzten Vorzeichen des Suprastroms in  $0$ - $\pi$ -Kontakten. Mit dem TTREM ist es nun möglich, diese entgegengesetzt fließenden Supraströme abzubilden. Im Folgenden werden Experimente an linearen  $0$ - $\pi$ -Kontakten mit unterschiedlicher Anordnung der Facetten vorgestellt.

### 9.3.1 $0$ - $\pi$ -Josephsonkontakte

Die Messergebnisse für den  $0$ - $\pi$ -Kontakt SINFS13L.II27 sind in Abb. 9.7 dargestellt. Abbildung 9.7(a) zeigt die  $I_c(B)$ -Messung des Kontakts. Aus  $I_c(0) \neq 0$  kann man im Falle eines kurzen Kontakts auf eine asymmetrische Stromdichte  $j_c^0 \neq |j_c^\pi|$  schließen. Die simulierte Kurve für  $j_c^\pi/j_c^0 = -0.42$  (rot gestrichelt) passt dabei am besten zur Messung (schwarze Kurve). Die rechte Achse ist normiert auf  $I_{c0} = j_c^0 A_j$ . Aus dem gemessenen Wert für  $I_c(0)$  und der Kontaktfläche  $A_j$  erhält man  $j_c^0 = 85 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -35 \text{ A/cm}^2$ . Diese beiden Werte stimmen mit den Referenzkontakten aus dem letzten Abschnitt überein. Für einen  $0$ - $\pi$ -Kontakt kann  $\lambda_j$  nur getrennt für den  $0$ - und den  $\pi$ -Teil angegeben werden. Für den  $0$ - $\pi$ -Kontakt als Ganzes läßt sich kein Wert angeben. Allerdings läßt sich eine normierte Kontaktlänge definieren:

$$l \equiv \frac{L_0}{\lambda_j^0} + \frac{L_\pi}{\lambda_j^\pi}. \quad (9.2)$$

$L_0$  und  $L_\pi$  sind die absoluten Längen,  $\lambda_j^0$  und  $\lambda_j^\pi$  sind die Josephson-Eindringtiefen der  $0$ - und  $\pi$ -Facetten. Mit dieser Definition erhält man für den  $0$ - $\pi$ -Kontakt  $l \approx 1$ . Für  $\Lambda$  ergibt sich ein Wert von 200 nm, was ebenfalls wieder mit den Referenzkontakten übereinstimmt. Die  $I_c(B)$ -Kennlinie ist leicht asymmetrisch: Das Hauptmaximum bei negativem Feld ist etwas niedriger als bei positivem Feld. Dieser Unterschied im kritischen Strom  $I_c$  ist im Modell der Simulation nicht enthalten. Eine mögliche Erklärung für den Unterschied ist die endliche Magnetisierung der ferromagnetischen Zwischenschicht, welche zudem im  $0$ - und  $\pi$ -Anteil



**Abbildung 9.7:** (a)  $I_c(B)$ -Abhängigkeit eines kurzen 0- $\pi$ -Kontaktes (Probe SINFSL13LII27, siehe Tab. A.1). Die schwarze Kurve zeigt die Messung bei  $T = 4.35$  K, die rot gestrichelte Kurve die Simulation für  $j_c^0 = 85$  A/cm<sup>2</sup> und  $j_c^\pi = -35$  A/cm<sup>2</sup>. (b) und (c) sind TTREM-Spannungsbilder  $\propto j_s(x, y)$  die in den Arbeitspunkten b und c der  $I_c(B)$ -Kurve aufgenommen wurden. (d) und (e) sind simulierte Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  mit  $\sigma = 3.5$   $\mu\text{m}$ . In (f) und (g) sind Linescans  $\delta V(x)$  bei  $y = 0$  über die Messungen (schwarze Kurven) und entsprechende simulierte Stromverteilungen  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  (rot gestrichelt) dargestellt. Die Farbskala ist wie in 9.5 definiert.

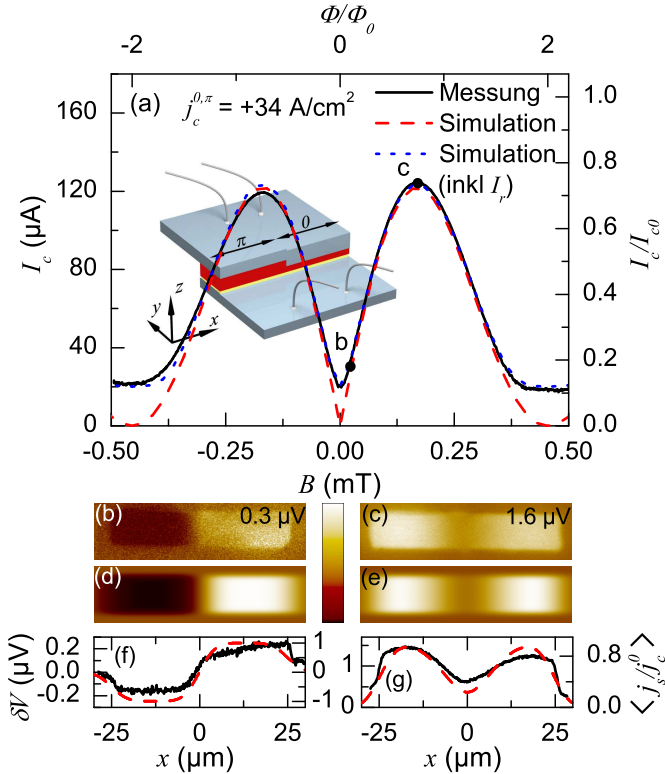
unterschiedlich groß ist. Dieser Effekt ist in [KWW<sup>+</sup>10] genauer beschrieben.

In Abb. 9.7(b) ist ein TTREM-Spannungsbild  $\delta V(x, y)$  bei  $B = 0$  mT dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, wie der Suprastrom für den 0- und den  $\pi$ -Anteil in unterschiedliche Richtungen fließt. Zum Vergleich ist in

Abb. 9.7(d) die theoretisch erwartete Suprastromverteilung  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  gezeigt. Um die beiden Bilder 9.7(b) und 9.7(d) besser vergleichen zu können, sind in Abb. 9.7(f) Linescans gezeigt. Man sieht deutlich, wie der  $\pi$ -Anteil auf der linken Seite weniger zu  $I_c$  beiträgt. Um die Simulation und die Messung in Einklang zu bringen, ist die linke Ordinate relativ zum Ursprung der rechten Ordinate um  $0.47 \mu\text{V}$  verschoben. Diese Verschiebung ist notwendig, da die elektronenstrahlinduzierte Änderung der Leitfähigkeit zu berücksichtigen ist. Qualitativ betrachtet läßt sich durch  $I/I_c(0) \approx 1.06$  und  $I_0/G = 13.5 \mu\text{V}$  und unter der Annahme, dass  $G'$  für den 0- und den  $\pi$ -Anteil gleich ist,  $F_G \approx 0.3 \text{K}^{-1}$  abschätzen. Für den  $\pi$ -Anteil läßt sich  $F_I^\pi \approx -0.8 \text{K}^{-1}$  und für den 0-Anteil  $F_I^0 \approx 1.9 \text{K}^{-1}$  abschätzen. Die maximale (peak-to-peak) Spannungsmodulation im TTREM-Spannungsbild liegt bei  $1.65 \mu\text{V}$ . Aus diesen Werten ergibt sich  $(A_s/A_j)\Delta T \approx 0.045 \text{K}$  bzw.  $\Delta T \approx 0.3 \text{K}$ . Dieser Wert liegt im erwarteten Rahmen. Für die Verschiebung, die durch die Änderung der Leitfähigkeit zustande kommt, ergibt sich ein Wert von  $-0.2 \mu\text{V}$ . Dieser Wert ist um einen Faktor 2 kleiner, als er von der Messung zu erwarten wäre, liegt aber immer noch im Bereich der Fehlertoleranz.

Das TTREM-Spannungsbild  $\delta V(x, y)$  in Abb. 9.7(c) wurde im Hauptmaximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgenommen. In beiden Teilen des 0- $\pi$ -Kontakts zeigt sich ein positives Signal. Das TTREM-Spannungsbild stimmt mit dem simulierten Bild  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  in Abb. 9.7(e) überein. Zur besseren Übersicht ist in Abb. 9.7(g) der Linescan  $\delta V(x)$  mit der Simulation  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  verglichen. Aus  $I_c/G = 24 \mu\text{V}$  und  $I/I_c = 1.02$  erhält man  $F_G \approx 0.15 \text{K}^{-1}$  und  $F_I^0 \approx 2.1 \text{K}^{-1}$  für den 0-Anteil und  $F_I^\pi \approx 0.85 \text{K}^{-1}$  für den  $\pi$ -Anteil. Der Suprastrom dominiert also deutlich.

Mit Kontakt SINFS13LII82 (vgl. Tab. A.1) wurde ein Kontakt mit nahezu symmetrischen Stromdichten  $j_c^0 = |j_c^\pi|$  vermessen. Eine symmetrische Stromdichte hat den Nachteil, dass für  $B = 0 \text{mT}$  der kritische Strom  $I_c(0) = 0 \mu\text{A}$  ist. Eine Messung von  $\delta V$  kann daher nicht funktionieren. Abb. 9.8(a) zeigt die  $I_c(B)$ -Kennlinie des 0- $\pi$ -Kontakts. Tatsächlich passt die simulierte Kurve für  $j_c^0/|j_c^\pi| = 1.0$  am besten zur Messung. Der Kontakt hat also gleiche Stromdichten für den 0- und den  $\pi$ -Teil. Aus der Messung ergeben sich die Werte  $j_c^0 = -j_c^\pi = 34 \text{A/cm}^2$ . Daraus ergibt sich ein Wert von  $l \approx 0.8$ . Auch bei diesem Kontakt ist die  $I_c(B)$ -



**Abbildung 9.8:** (a) Kritischer Strom  $I_c$  in Abhängigkeit des Magnetfelds  $B$  für den 0- $\pi$ -Kontakt SINFS13L-II82; siehe Tab. A.1. Die schwarze Kurve zeigt die Messung, die rote Kurve (gestrichelt) die Simulation für  $j_c^0 = |j_c^\pi| = 34 \text{ A/cm}^2$  unter Verwendung von Gleichung (9.1), die blaue Kurve (gepunktet) wurde mit Gleichung (9.3) simuliert. (b) und (c) sind Spannungsbilder  $\propto j_s(x, y)$  in den Arbeitspunkten  $b$  und  $e$  der  $I_c(B)$ -Messung aufgenommen. Die Zahlen rechts oben im Bild geben die Maximalwerte  $|\delta V_{\max}|$  der Farbskala an, welche symmetrisch um  $\delta V = 0$  liegen. (d) und (e) sind simulierte Spannungsbilder mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ . In (f) und (g) zeigen die Linescans  $|\delta V(x)|$  über die Messung (schwarze Kurve) und die Simulation der Stromverteilung  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  (rot gestrichelt) unter Verwendung von Gleichung (7.10) (1D Variante).

Kennlinie leicht asymmetrisch, was auf eine unterschiedliche Magnetisierung in den ferromagnetischen Schichten der 0- und  $\pi$ -Teile schließen lässt. Dieser Effekt wurde in der Simulation nicht berücksichtigt. Im Ar-

beitspunkt  $b$  erhält man  $G = 10.8 \mu\text{V}$ , womit sich  $I_c/G = 2.4 \mu\text{V}$  ergibt. Damit erhält man  $F_G \approx 0.15 \text{K}^{-1}$  und  $F_I^0 = F_I^T \approx 6.6 \text{K}^{-1}$ . Das Spannungskriterium für die Messung beträgt  $V_{cr} = 2 \mu\text{V}$ , woraus sich ein Rauschsignal von  $I_r = V_{cr}G \approx 21.6 \mu\text{A}$  ergibt. Vergleicht man die Theorie mit der Messung, so sollte dieses Rauschsignal  $I_r$  quadratisch zum simulierten kritischen Strom  $I_c^{sim}$  addiert werden. Man erhält daraus den „sichtbaren kritischen Strom“

$$I_c^{vis} = \sqrt{(I_c^{sim})^2 + (I_r)^2}. \quad (9.3)$$

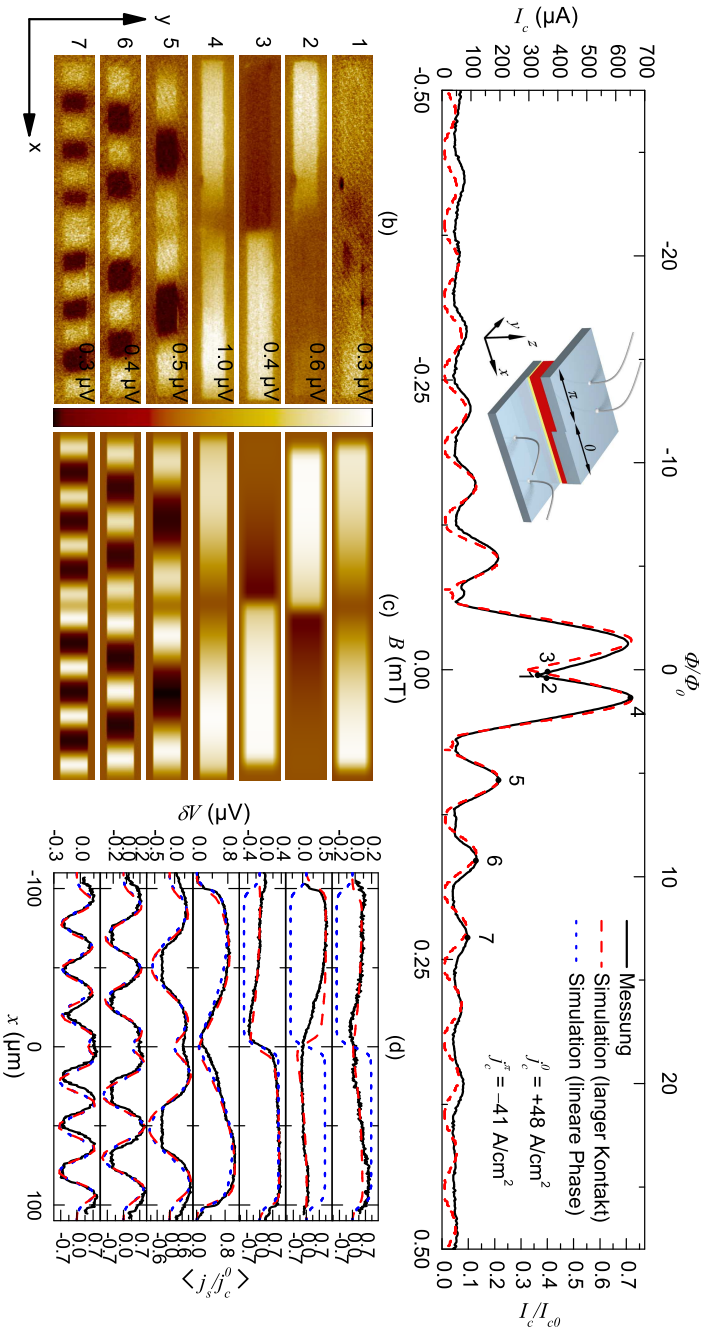
$I_c^{vis}$  wird dann mit der Messung  $I_c^{exp}$  verglichen. In Abb. 9.8(a) sieht man, dass die simulierte Kurve, welche  $I_r$  beinhaltet, sehr gut zur experimentell bestimmten Kurve passt. Da bei  $B = 0 \text{mT}$  der kritische Strom  $I_c \approx 0 \text{mA}$  ist, kann an dieser Stelle kein Spannungsbild aufgenommen werden. Das Spannungsbild  $\delta V(x, y)$  in Abb. 9.8(b) wurde daher bei  $B = 0.01 \text{mT}$  aufgenommen. In Abb. 9.8(d) ist die Simulation  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  zum Spannungsbild gezeigt. In Abb. 9.8(f) sind die Linescans der Messung und der Simulation dargestellt. Im Vergleich zu Abb. 9.7 ist das Spannungssignal  $\delta V(x, y)$  weniger homogen über den Kontakt hinweg. Dies liegt wahrscheinlich am recht kleinen Spannungssignal  $\delta V(x, y) = \pm 0.3 \mu\text{V}$ . Trotz des kleinen  $\delta V$ -Signals wirkt das Signal im linken  $\pi$ -Teil nach unten hin abgeschnitten.  $I/I_c = 1.02$  liegt unter den in Kapitel 7.2 geforderten 5% Mindestabstand zu  $I_c$ . Die Modulation von  $\delta V$  reicht also aus, um im  $\pi$ -Teil den spannungslosen Zustand des Kontakts zu erreichen, und das Signal damit zu verfälschen. Dieser Effekt wird im Kapitel Signalo Optimierung in Anhang B anhand eines Beispiels genauer beschrieben.

Abb. 9.8(c) zeigt das Spannungsbild  $\delta V(x, y)$  für das erste Maximum bei  $B = 0.17 \text{mT}$ . In Abb. 9.8(e) ist das entsprechende simulierte Bild, und in Abb. 9.8(g) der Vergleich der Linescans gezeigt. Auch hier ergibt sich wie schon für Kontakt SINF13LII27 eine gute Übereinstimmung.

Bisher wurden nur kurze  $0-\pi$ -Kontakte untersucht. Anhand eines langen Kontakts soll jetzt untersucht werden, ob es Hinweise auf ein Semifluxon in den Abbildungen gibt. Für  $B = 0 \text{mT}$  sollte das Semifluxon am  $0-\pi$ -Übergang in einem bistabilen Zustand sein, was eine Abbildung nicht möglich macht. Erhöht man das Feld in die positive bzw. negative Richtung, so sollte das Semifluxon jeweils einen stabilen Zustand annehmen. In Abb. 9.9 sind die Daten für einen  $0-\pi$  Kontakt mit einer Länge

$L = 200 \mu\text{m}$  und einer Breite  $W = 10 \mu\text{m}$  dargestellt. In Abb. 9.9(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz) für den Kontakt SINFS13L128 gezeigt. Simuliert man die Kennlinie mit dem Ansatz der linearen Phase, so ergeben sich Werte für  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  mit welchen sich nicht alle Linescans der TTREM Spannungsbilder in Abb. 9.9(d) simulieren lassen. Die  $I_c(B)$ -Kennlinie wurde daher mit dem Programm STKJJ [GW03] berechnet, welches die Sinus-Gordon-Gleichung für die entsprechenden Randbedingungen numerisch löst. Es wurden also Eigenfeldeffekte mit berücksichtigt (langer Kontakt). In Abb. 9.9(a) ist die so simulierte Kurve aufgetragen. Aus der Simulation ergeben sich die Stromdichten für den 0- und den  $\pi$ -gekoppelten Teil zu  $j_c^0 = 48 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -41 \text{ A/cm}^2$ . Mit diesen Werten erhält man  $l \approx 3.5$ . In Abb. 9.9(b) ist eine Serie von TTREM-Spannungsbildern  $\delta V(x, y)$  gezeigt. Abbildung 9.9(b1) wurde bei  $B = 0 \text{ mT}$  aufgenommen. Abbildung 9.9(b2) wurde bei  $B = 0.005 \text{ mT}$ , Abbildung 9.9(b3) bei  $B = -0.005 \text{ mT}$  aufgenommen. Abbildung 9.9(b4) wurde im Hauptmaximum bei  $B = 0.024 \text{ mT}$  aufgenommen und die Abb. 9.9(b5)–(b7) in den darauffolgenden Maxima bei  $B = 0.095 \text{ mT}$ ,  $B = 0.16 \text{ mT}$  und  $0.23 \text{ mT}$ . Die Abbildungen 9.9(c) zeigen die entsprechenden simulierten Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)$  für einen langen Kontakt. In Abb. 9.9(d) sind die Linescans  $\delta V(x)$  über die gemessenen Bilder aufgetragen (schwarz). Zu Vergleichszwecken wurden Simulationen für das lange Limit (rot gestrichelt) und die lineare Phase (blau gepunktet) mit eingezeichnet.

Im magnetfeldfreien Zustand sollte ein Semifluxon bei angelegtem Biastrom keinen bevorzugten Zustand (negativ oder positiv) annehmen. Anhand des Spannungsbildes in Abb. 9.9(b1) und des Linescans in Abb. 9.9(d1) ist in der Mitte des Kontakts bei der  $0-\pi$ -Barriere ein negatives Signal zu erkennen. Das Signal ist in erster Näherung symmetrisch zur Mitte. Für die Simulation im langen Limit (rot gestrichelt) wurden beide Zustände des Semifluxons mit gleicher Wahrscheinlichkeit angenommen. Simulation und Messung passen sehr gut zusammen. Dies spricht dafür, dass das Semifluxon während der Messung durch den Einfluss des Elektronenstrahls zwischen dem positiven und dem negativen Zustand wechselt. Die Simulation für die lineare Phase (blau gepunktet) zeigt deutliche Unterschiede zur Messung. In den Abbildungen 9.9(b2)–(b3) ist bereits für ein kleines positives oder negatives B-Feld zu sehen, dass das Semifluxon einen bevorzugten Zustand einnimmt. Die Linescans der



**Abbildung 9.9:** (a)  $I_c(B)$ -Kennlinie eines  $L = 200 \mu\text{m}$  langen  $0-\pi$ -Kontaktes (Probe SINFS131L128, siehe Tab. A.1.1). Die schwarze Kurve zeigt die Messung, die rote Kurve (gestrichelt) die Simulation für  $j_c^0 = 48 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -41 \text{ A/cm}^2$ . (b) TREN-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  in den Arbeitspunkten 1-5 der  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgenommen. (c) Simulierte Spannungsbilder mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ . (d) Linescans über die TREN-Spannungsbilder (schwarze Kurve) und die Simulation für das Modell eines lange Kontakts (rot gestrichelt) sowie für das Modell der linearen Phase (blau gepunktet).

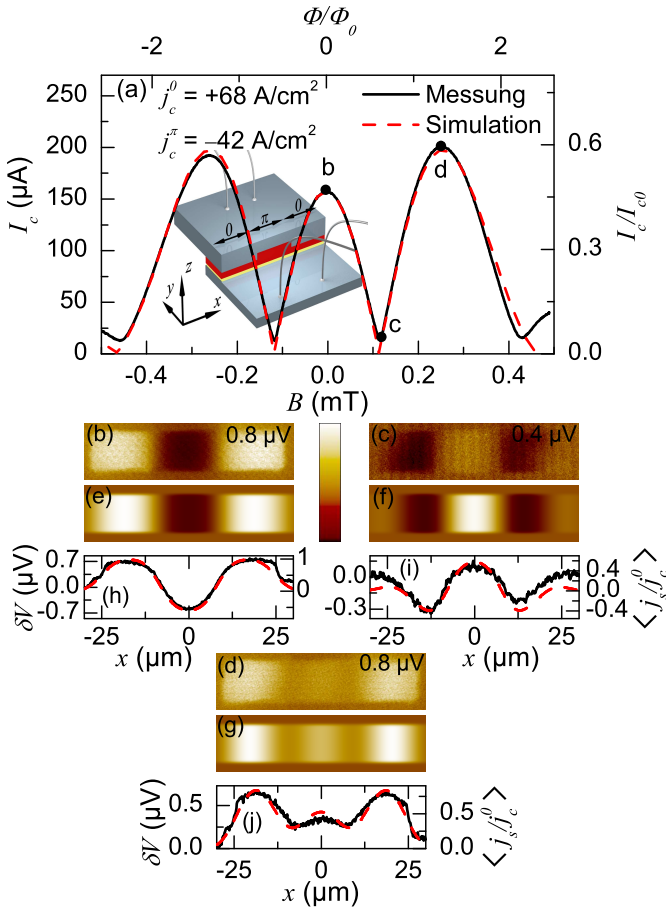


Messung und der Simulation (Abb. 9.9(d2)+(d3)) für einen langen Kontakt passen in weiten Bereichen gut zusammen. Auch hier ist der Unterschied zum Modell der linearen Phase deutlich zu erkennen. Der Einfluss des Semifluxons ist also in den TTREM-Spannungsbildern klar zu sehen. Das TTREM-Spannungsbild in Abb. 9.9(b4) wurde im Hauptmaximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgenommen. Wie erwartet ergibt sich für den  $0$ - und den  $\pi$ -gekoppelten Teil ein positives Spannungssignal  $\delta V$ . In Abb. 9.9(d4) ist der zugehörige Linescan (schwarz) abgebildet. Wie erwartet ist für höhere Maxima der Einfluss des Vortex gering, es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit dem Modell der linearen Phase. Auch für die weiteren Abbildungen 9.9(b5)–(b7) zeigt sich kein Einfluss des Vortex mehr.

### 9.3.2 $0-\pi-0$ -Josephsonkontakte

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass sich ein Semifluxon mit dem TTREM abbilden läßt. Es wäre nun interessant, ein System mit zwei Semifluxonen zu haben, um ein sog. Vortexmolekül zu erhalten. Dies könnte mit einem  $0-\pi-0$ -Kontakt realisiert werden. In [GVC<sup>+</sup>05] wird ein  $0-\pi-0$ -Kontakt diskutiert, in dem sich zwei Semifluxonen mit entgegengesetzter Polarität befinden. Klassisch betrachtet können sich die Semifluxonen jeweils in einem von zwei entarteten Zuständen befinden:  $\uparrow\downarrow$  oder  $\downarrow\uparrow$ . Ist der Abstand  $a$  der  $0-\pi$ -Barrieren etwas größer als der Abstand  $a_c = (\pi/2)\lambda_J$ , bei dem die Semifluxonen sich überlappen würden, dann können die Zustände durch thermische Anregung oder Quantentunneln umklappen. Anhand von zwei  $0-\pi-0$ -Kontakten soll in diesem Abschnitt gezeigt werden, dass sich die SIFS-Technologie für solche Experimente eignet.

In Abb. 9.10 sind die Daten für den  $0-\pi-0$ -Kontakt SINFS13LI124 (vgl. Tabelle A.1) gezeigt. In Abb. 9.10(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie des Kontakts aufgetragen. Die beste Übereinstimmung aus Simulation und Messung ergibt sich für  $j_c^0 = 73 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -33 \text{ A/cm}^2$ . Damit erhält man für die normierte Länge  $l \approx 1$ . Im TTREM wurden Spannungsbilder im zentralen Hauptmaximum, sowie im ersten Minimum und ersten Nebenmaximum aufgenommen. Die entsprechenden Bilder sind in Abb. 9.10(b)–(d) gezeigt. In Abb. 9.10(e)–(f) sind die zugehörigen simulierten Bilder gezeigt. Die Vergleiche zwischen den Linescans der Messungen und den Linescans der Simulation sind in den Abb. 9.10(h)–(j) gezeigt.



**Abbildung 9.10:** (a) gemessene  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz) des 0- $\pi$ -0-Kontaktes SINF5131.II24. Die rote Kurve (gestrichelt) zeigt die Simulation für  $j_c^0 = 73 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -33 \text{ A/cm}^2$  unter Verwendung von Gl. (9.1). (b), (c) und (d) sind TTRM-Spannungsbilder  $\propto j_s(x, y)$  in den Arbeitspunkten b, c und d der  $I_c(B)$ -Kennlinie. (e), (f) und (g) sind simulierte Spannungsbilder mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ . (h), (i) und (j) zeigen die Linescans über die Messung (schwarz) und die simulierte Stromverteilung  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  (rot gestrichelt).

Für die Simulation wurden nur Modulationen von  $j_s$  betrachtet. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung zu erkennen. Die Werte für  $I_c/G$ ,  $I/I_c$ ,  $F_G$ ,  $F_I^0$  und  $F_I^\pi$  in den Arbeitspunkten b, c und d sind in Tab. 9.1 zu sehen. Aus der maximalen Modulation der

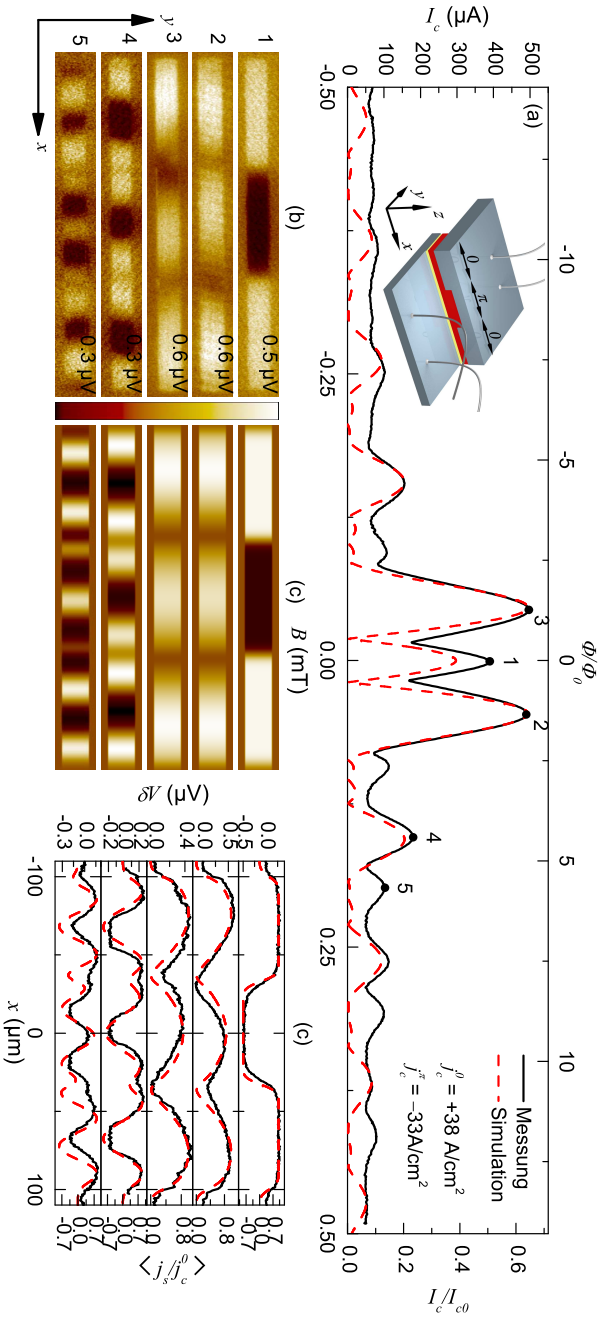
#	$I_c/G$ ( $\mu\text{V}$ )	$I/I_c$	$F_G$ ( $\text{K}^{-1}$ )	$F_I^0$ ( $\text{K}^{-1}$ )	$F_I^\pi$ ( $\text{K}^{-1}$ )
b	17.5	1.05	0.22	1.55	0.7
c	2.9	1.11	0.36	5.58	2.52
d	23	1.04	0.21	1.29	0.58

**Tabelle 9.1:** *Abbildungsparameter für Kontakt SINFS13I-II24.*

Spannung von  $1.35 \mu\text{V}$  im Arbeitspunkt b kann  $(A_s/A_j)\Delta T \approx 0.035 \text{ K}$  abgeschätzt werden. Daraus ergibt sich  $\Delta T \approx 0.23 \text{ K}$ . Damit läßt sich ein Offset der Spannung von  $0.1 \mu\text{V}$  abschätzen. Der Wert von  $I/I_c = 1.11$  in Arbeitspunkt c liegt knapp über der weiter oben definierten Grenze von 10% aus Gleichung (7.21). Allerdings ist der Bereich für den richtigen Biasstrom in einem Minimum, also bei einem kleinen Wert für  $I_c$  sehr begrenzt. Aus den Werten in Arbeitspunkt c läßt sich berechnen, dass das maximale Spannungssignal im  $0\text{-}$ Anteil bei  $0.85 \mu\text{V}$ , im  $\pi\text{-}$ Anteil bei  $0.3 \mu\text{V}$  liegen sollte. Die Werte, die sich aus der Messung ergeben, sind  $0.65 \mu\text{V}$  und  $0.35 \mu\text{V}$ , was im erwarteten Rahmen liegt.

Für kurze Kontakte funktioniert die SIFS-Technologie also sehr gut. Nun soll ein längerer Kontakt untersucht werden, um zu sehen, ob es Hinweise auf Semifluxonen an den  $0\text{-}\pi\text{-}$ Grenzflächen gibt.

In Abb. 9.11 sind die Daten für einen  $0\text{-}\pi\text{-}0$  Kontakt mit einer Länge  $L = 200 \mu\text{m}$  und einer Breite  $W = 10 \mu\text{m}$  dargestellt. In Abb. 9.11(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz) für den Kontakt SINFS13I\_L35 gezeigt. Im Gegensatz zu dem  $0\text{-}\pi\text{-}$ Kontakt SINFS13I\_L28 läßt sich der Kontakt wieder mit dem Ansatz der linearen Phase simulieren (rot gestrichelte Kurve). Aus der Simulation ergeben sich die Stromdichten für den  $0\text{-}$  und den  $\pi\text{-}$ gekoppelten Teil  $j_c^0 = 38 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -33 \text{ A/cm}^2$ . Mit diesen Werten erhält man  $l \approx 3.1$ . In Abb. 9.11(b) ist eine Serie von TTREM-Spannungsbildern  $\delta V(x, y)$  gezeigt. Abbildung 9.11(b1) wurde im zentralen Maximum bei  $B = 0 \text{ mT}$  aufgenommen. Es ist kein Hinweis auf einen Vortex zu sehen. Aus  $I/I_c(0) \approx 1.03$  und  $I_0/G = 6.22 \mu\text{V}$  ergibt sich  $F_G \approx 0.18 \text{ K}^{-1}$ . Für den  $\pi$  Anteil läßt sich  $F_I^\pi \approx 1.60 \text{ K}^{-1}$ , für den  $0\text{-}$ Anteil  $F_I^0 \approx 1.84 \text{ K}^{-1}$  abschätzen. Aus der maximalen Spannungsmodulation von  $0.32 \mu\text{V}$  ergibt sich  $(A_s/A_j)\Delta T \approx 0.015 \text{ K}$  bzw.  $\Delta T \approx 0.40 \text{ K}$ . Daraus ergibt sich wiederum eine Verschiebung der Spannung  $\delta V$  durch die Änderung der Leitfähigkeit der Probe von  $-0.14 \mu\text{V}$ . Aus der Messung ergibt sich in guter Übereinstimmung ein Wert von  $-0.15 \mu\text{V}$ . Die Abbildungen 9.11(b2) und 9.11(b3) wurden in den 1. Hauptmaxima bei



**Abbildung 9.11:** (a) gemessene  $I_c(B)$ -Abhängigkeit des  $0-\pi-0$ -Kontaktes SINFST131L35 (siehe Tab. A.1). Die schwarze Kurve zeigt die Messung, die rote Kurve (gestrichelt) die Simulation für  $j_c^0 = 38 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -33 \text{ A/cm}^2$ . (b) TTRM-Spannungsbilder  $\propto j_s(x, y)$  in den Punkten 1-5 der  $I_c(B)$ -Kernlinie aufgenommen. (c) Simulierte Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ . (d) Vergleich von Linescans über Messung und Simulation.

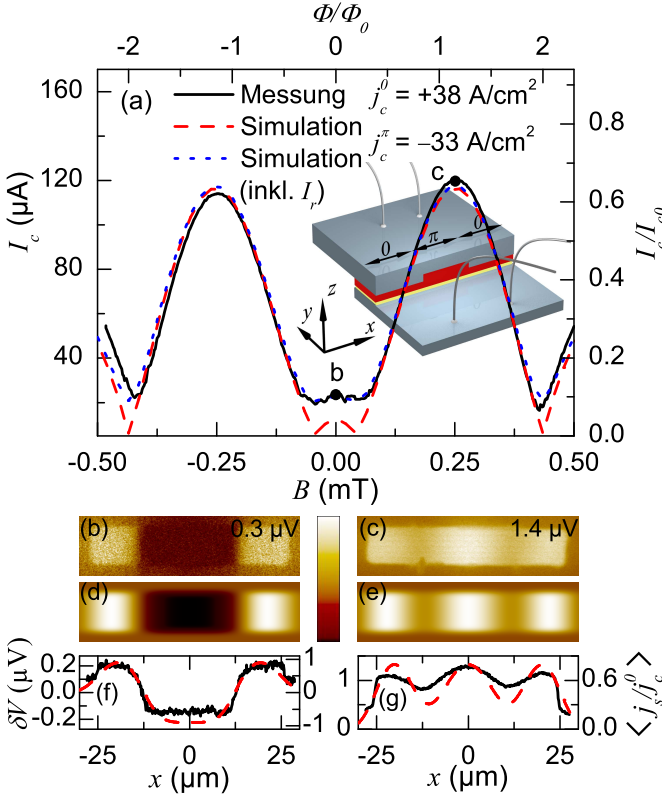
$B = \pm 0.05$  mT aufgenommen. Wie erwartet ergibt sich für den 0- und den  $\pi$ -gekoppelten Teil ein positives Spannungssignal  $\delta V$ . Für positives Feld ist das Spannungssignal am rechten 0- $\pi$  Übergang, für negatives Feld am linken 0- $\pi$  Übergang etwas kleiner. Der Grund hierfür konnte nicht gefunden werden. Die Abbildungen 9.11(b4)–(b5) zeigen die TTREM-Spannungsbilder  $\delta V$  in den darauffolgenden Maxima bei  $B = 0.15$  mT und  $B = 0.19$  mT. Die Abbildungen 9.11(c) zeigen die entsprechenden simulierten Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)$ . In Abb. 9.11(d) sind die Linescans  $\delta V(x)$  über die gemessenen Bilder aufgetragen (schwarz). Zum Vergleich sind die Simulationen  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  für kurze Kontakte (rot gestrichelt) aufgetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung für alle Punkte, bei denen in Abb. 9.11(a) Theorie und Messung zusammenfallen.

Eine mögliche Erklärung für das Nichtvorhandensein von Vortices in diesem Kontakt ist in [GVC<sup>+</sup>05] beschrieben. Der Grundzustand eines 0- $\pi$ -0 Kontakts hängt entscheidend vom Abstand  $a$  der 0- $\pi$ -Barrieren ab. Für  $a < a_c$  ist die Phase im Grundzustand  $\mu(x) \equiv 0$ , wohingegen für  $a > a_c$  zwei antiferromagnetisch (AFM) angeordnete Semifluxonen den Grundzustand bilden [GKK03; ZG04; KI97]. Für den oben beschriebenen Kontakt ist  $a = 66 \mu\text{m}$  und  $a_c \approx 100 \mu\text{m}$ . Es sind also keine Semifluxonen im Kontakt zu erwarten. Für die Untersuchung von Vortices muss der Abstand  $a$  der 0- $\pi$ -Barrieren länger gewählt werden.

### 9.3.3 0/2- $\pi$ -0/2-Josephsonkontakte

Aufgrund der Flexibilität des Herstellungsprozesses von SIFS-Kontakten, könnte man systematisch die Abhängigkeit des Grundzustands vom Abstand  $a$  der 0- $\pi$ -Barrieren untersuchen. Damit würde sich die Theorie in [GVC<sup>+</sup>05] bestätigen lassen. Exemplarisch ist ein kurzer Kontakt untersucht worden, bei welchem die Facetten unterschiedliche Länge haben.

Der vorliegende Kontakt ist ein sogenannter 0/2- $\pi$ -0/2-Kontakt mit der Länge  $L_0 = 1/2L_\pi$ . In Abb. 9.12(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz durchgezogen) des 0/2- $\pi$ -0/2-Kontakts gezeigt. Die Simulation (rot gestrichelt) passt am besten zur Messung für  $j_c^0 = 38 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -33 \text{ A/cm}^2$ . Die Stromdichten sind also leicht asymmetrisch. Aus den Werten für  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  ergibt sich  $l \approx 0.8$ . In den Abb. 9.12(b) und 9.12(c) sind zwei TTREM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  gezeigt, welche im zentra-



**Abbildung 9.12:** (a)  $I_c(B)$ -Abhängigkeit eines  $0/2-\pi-0/2$ -Kontaktes (SINFS13L-II85, siehe Tab. A.1) mit  $L_\pi = 2L_0$ . Die schwarze Kurve zeigt die Messung, die rote Kurve (gestrichelt) die Simulation für  $j_c^0 = 37 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -33 \text{ A/cm}^2$ . (b) und (c) zeigen TTRM-Spannungsbilder  $\propto j_s(x, y)$  an den Arbeitspunkten b und c der  $I_c(B)$ -Kennlinie. Die Farbskala ist wie in Abb. 9.5 gewählt. (d) und (e) sind simulierte Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ . (f) und (g) zeigen Linescans über die Messung (schwarze Kurve) und die Simulation.

len Maximum bei  $B = 0 \text{ mT}$ , bzw. im 1. Maximum bei  $B = 0.25 \text{ mT}$  aufgenommen wurden. Die Abbildungen 9.12(d)–(g) zeigen die entsprechenden Simulationen und die Linescans von Simulation und Messung. Für die Messung bei  $B = 0 \text{ mT}$  ergibt sich  $I/I_c = 1.015$  und damit  $I_c/G = 0.99 \mu\text{V}$ . Aus den Werten ergibt sich  $F_G \approx 0.13 \text{ K}^{-1}$ ,  $F_I^0 \approx 20.58 \text{ K}^{-1}$  und  $F_I^\pi \approx 18.00 \text{ K}^{-1}$ . In Abb. 9.12(f) sieht man deutlich,

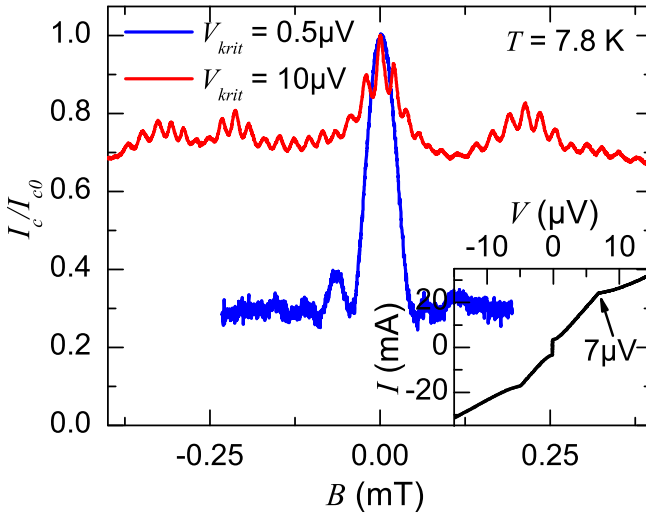
dass das Signal im  $\pi$ -Teil des Kontakts abgeschnitten ist. Dies ist auf den zu kleinen Wert von  $I/I_c = 1.015$  zurückzuführen (siehe Anhang B). Die maximale Spannungsmodulation läßt sich aufgrund des abgeschnittenen Signals im  $\pi$ -Teil nicht exakt angeben und wurde auf einen Wert von  $2.3 \mu\text{V}$  abgeschätzt. Damit ergibt sich  $(A_s/A_j)\Delta T \approx 0.039 \text{ K}$ , womit man  $\Delta T \approx 0.39 \text{ K}$  erhält. Damit ergibt sich ein Spannungsoffset von  $1.15 \mu\text{V}$ , was in etwa dem doppelten des gemessenen Wertes entspricht. Für die Messung im 1. Maximum bei  $B = 0.25 \text{ mT}$  ergibt sich  $I/I_c = 1.022$  und damit  $I_c/G = 11.68 \mu\text{V}$ ,  $F_G \approx 0.16 \text{ K}^{-1}$ ,  $F_I^0 \approx 1.62 \text{ K}^{-1}$  und  $F_I^\pi \approx 1.42 \text{ K}^{-1}$ . Hier ergibt sich ein Spannungsoffset  $\delta V$  von  $0.57 \mu\text{V}$ . Dies entspricht in etwa dem gemessenen Wert.

Die Messungen zeigen, dass sich auch Kontakte mit beliebigen Längenverhältnissen von 0- und  $\pi$ -Facetten in guter Qualität herstellen lassen. Für eine Kontaktlänge von  $l \approx 0.9$  erwartet man allerdings noch keine Vortices.

### 9.3.4 Messungen in verschiedenen Temperaturbereichen

Wie schon in Abschnitt 9.1 erwähnt, kommt es für Temperaturen  $T$  nahe  $T_c$  zu einer plötzlichen Widerstandsänderung in der Strom-Spannungskennlinie einiger Kontakte. Dieser Effekt wurde zunächst im Messaufbau von Dr. Kemmler genauer untersucht, da es dort möglich war, die Temperatur  $T$  sehr nahe bei  $T_c$  stabil zu halten. In Abb. 9.13 sind die  $I_c(B)$ -Kennlinien von Kontakt SINFS13LII28 für die Spannungskriterien  $V_{crit} = 0.5 \mu\text{V}$  und  $V_{crit} = 10 \mu\text{V}$  bei der Temperatur  $T = 7.8 \text{ K}$  gezeigt. Im Inset ist die Strom-Spannungskennlinie gezeigt. Der Knick in der Kennlinie ist bei  $7 \mu\text{V}$  deutlich zu sehen. Für  $V_{crit} = 0.5 \mu\text{V}$ , also weit unterhalb des Knicks, ergibt sich eine fraunhoferartige  $I_c(B)$ -Kennlinie. Wählt man das Spannungskriterium  $V_{crit}$  oberhalb des Knicks bei  $V_{crit} = 10.0 \mu\text{V}$ , so ändert sich die Modulationsperiode deutlich.

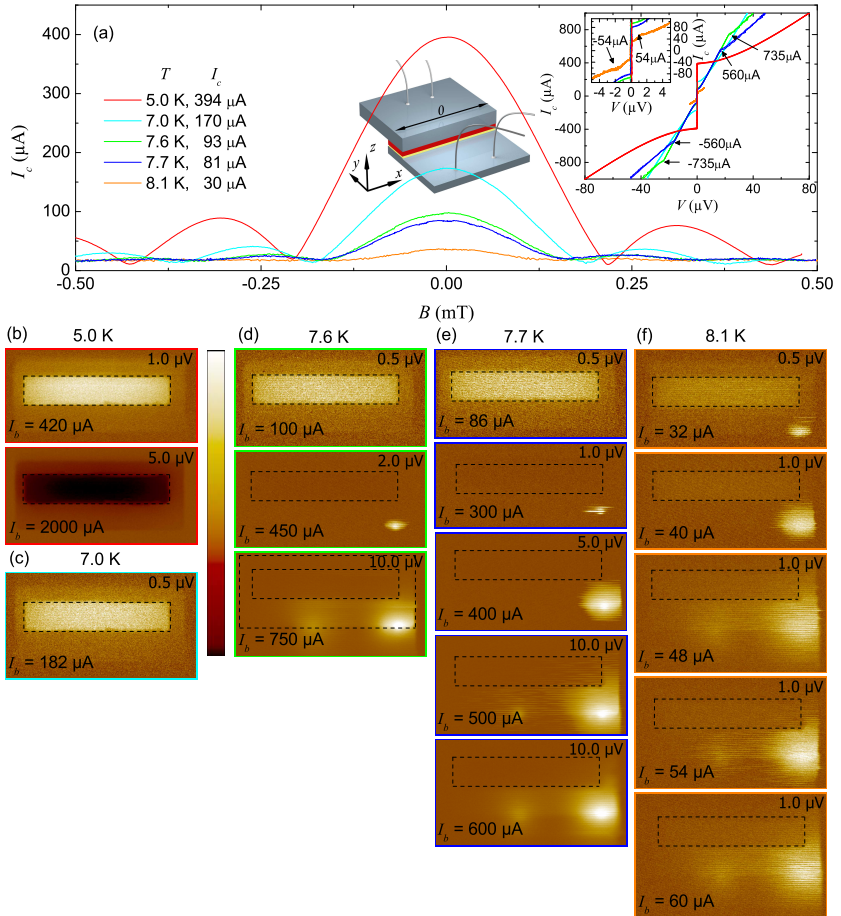
Um die plötzliche Widerstandsänderung nahe  $T_c$  besser verstehen zu können, wurde dieses Verhalten im TTREM genauer untersucht. Dazu wurde der Kontakt bei Temperaturen  $T = 5.0 \text{ K} \dots 8.1 \text{ K}$  und mit verschiedenen Biasströmen  $I_b$  abgebildet. In Abb. 9.14(a) sind die  $I_c(B)$ -Kennlinien für fünf verschiedene Temperaturen dargestellt. Im Inset von Abb. 9.14(a) sind die Strom-Spannungskennlinien für die einzelnen Temperaturen bei  $B = 0 \text{ mT}$  gezeigt. Die schwarzen Pfeile deuten auf die



**Abbildung 9.13:**  $I_c(B)$ -Abhängigkeit des 0-Kontaktes SINFS13LII28 (siehe Tabelle A.2) für eine Temperatur  $T = 7.8$  K. Für die rote Kurve ist das Spannungskriterium  $V_{krit} = 0.5 \mu\text{V}$ , für die blaue Kurve  $V_{krit} = 10.0 \mu\text{V}$ . Im Inset ist die Strom-Spannungs-Kennlinie gezeigt.

$I_c$ -Werte, bei denen es zu der plötzlichen Widerstandsänderung kommt. Die Widerstandsänderung skaliert also mit der Temperatur. Nähert sich die Temperatur  $T$  der kritischen Temperatur  $T_c$  ändert sich der Widerstand in der Strom-Spannungs-Kennlinie bei immer kleineren Spannungen. In den Abb. 9.14(b)–(f) sind Spannungsbilder für verschiedene Temperaturen  $T$  bei verschiedenen Biasströmen  $I_b$  gezeigt. Die Spannungsangabe rechts oben im Bild gibt jeweils die maximale Spannung  $\pm\delta V(x, y)$  an, links unten ist der jeweilige Biasstrom  $I_b$  während der Aufnahme angegeben. Abbildung 9.14(b) zeigt zwei TTREM-Spannungsbilder für  $T = 5.0$  K. Die Strom-Spannungs-Kennlinie in Abb. 9.14(a) weist für diese Temperatur keinen Knick auf. Für den Biasstrom  $I_b = 420 \mu\text{A}$  ergibt sich das bekannte Spannungsbild wie in Abschnitt 9.2 bereits gezeigt. Erhöht man den Biasstrom kontinuierlich bis auf  $I_b = 2000 \mu\text{A}$ , so sind keine Besonderheiten zu erkennen. Das Spannungssignal  $\delta V(x, y)$  ändert sich, wie auch in Anhang B.1 für Kontakt SINFS13LII47 dargestellt, ins Negative. Abbildung 9.14(c) zeigt das TTREM-Spannungsbild für  $T = 7.0$  K. Auch hier entspricht die Messung den Erwartungen. Für





**Abbildung 9.14:** (a)  $I_c(B)$ -Kennlinien des 0-Kontaktes SINFS13L\_II28 für verschiedene Temperaturen  $T$ . Im Inset sind die Strom-Spannungs-Kennlinien aufgetragen. Die Knickpunkte in den Kurven sind mit Pfeilen gekennzeichnet. (b)-(f) TTRM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  für verschiedene Temperaturen  $T = 5.0 \dots 8.1 \text{ K}$  und jeweils verschiedene Arbeitspunkte  $I_b$ . Rechts oben sind jeweils die Maximalwerte  $|\delta V_{\text{max}}|$  der Farbskala angegeben, links unten sind die Werte der Arbeitspunkte  $I_b$  angegeben. Die gestrichelten Linien markieren die Kontaktfläche.

$T = 7.6 \text{ K}$  (Abb. 9.14(d)) erhält man für  $I_b = 100 \mu\text{A}$  ebenfalls das erwartete Spannungsbild.  $I_c$  hat für diese Temperatur einen Wert von

93  $\mu\text{A}$  und der Knick liegt bei  $I_{Knick} = 735 \mu\text{A}$ . Wird der Biasstrom auf einen Wert von  $I_b = 450 \mu\text{A}$  erhöht, so verschwindet das Spannungssignal über den Josephsonkontakt und am Rand der Idle-Region zeigt sich ein lokal begrenztes positives Spannungssignal. Wird der Biasstrom weiter auf einen Wert  $I_b = 750 \mu\text{A}$  erhöht, so wird dieses Signal stärker, und links davon bildet sich ein zweites positives Spannungssignal aus. In diesem TTREM-Spannungsbild ist die Idle Region durch eine gestrichelte Linie markiert. Wird die Temperatur weiter auf  $T = 7.7 \text{ K}$  erhöht, so ergeben sich die TTREM-Spannungsbilder in Abb. 9.14(e). Für diese Temperatur ist  $I_c = 81 \mu\text{A}$ . Für  $I_b = 86 \mu\text{A}$  ist wieder das erwartete TTREM-Spannungsbild zu sehen. Die weiteren Spannungsbilder für  $I_b = 300 \mu\text{A}$  bis  $I_b = 600 \mu\text{A}$  zeigen wie sich das Spannungssignal am Rand der Idle-Region entwickelt. Es bildet sich zunächst wieder ein lokal begrenztes Spannungssignal aus, welches mit steigendem Biasstrom  $I_b$  größer wird, bis sich ein zweites Spannungssignal links davon ausbildet. Für Biasströme  $I_b$  im Bereich des Knicks ( $I_{Knick} = 560 \mu\text{A}$ ) scheint sich das Signal nicht mehr zu verändern. Die kritische Temperatur des Kontakts liegt bei  $T_c = 8.4 \text{ K}$ . Abbildung 9.14(f) zeigt Spannungsbilder für  $T = 8.1 \text{ K}$ , also sehr nahe bei  $T_c$ . Hier taucht das Spannungssignal am Rand der Idle-Region bereits für einen Biasstrom  $I_b = 32 \mu\text{A}$  auf, welcher nur knapp oberhalb des kritischen Stroms  $I_c = 30 \mu\text{A}$  liegt. Das Spannungssignal wird für steigenden Biasstrom  $I_b = 40 \mu\text{A}$  ebenfalls größer und auch für  $I_b = 48 \mu\text{A}$  bildet sich wieder ein zweites Signal aus. Erhöht man den Biasstrom noch weiter, so bleiben die beiden Signale stabil, werden also nicht mehr größer.

Dieses Verhalten des 0-gekoppelten Josephsonkontakts konnte auch für  $0-\pi$ -Kontakte und runde Geometrien beobachtet werden. Das Spannungssignal trat dabei immer am Rand der Idle Region auf. Dass das Signal bereits für Biasströme  $I_b < I_{Knick}$  auftritt liegt sehr wahrscheinlich an der lokalen Temperaturerhöhung durch den Strahl. Am deutlichsten ist dies in Abb. 9.14(f) zu sehen. Hier tritt das Spannungssignal bereits für Biasströme  $I_b/I_c \approx 1.0$  auf. Betrachtet man die Abschätzung für die strahlinduzierte Temperaturerhöhung von  $\Delta T \approx 0.2 \text{ K}$  aus Kapitel 9.2, so dürfte die lokale Temperatur  $T$  am Ort des Strahls die kritische Temperatur  $T_c$  bereits knapp überschreiten. Das Signal könnte also z.B. durch eine Variation der kritischen Temperatur  $T_c$  über den Film hinweg zustande kommen. Gerade das Auftreten am Rand der Idle-

Region könnte auf einen Einfluss des Ätzprozesses auf die Filmqualität hindeuten. Dass das Signal nur in der Idle-Region zu sehen ist, läßt sich dadurch erklären, dass es gerade dort zu einem verstärkten Wärmetransport kommt. Dies wird Anhand eines Beispiels in Anhang B.4 gezeigt. Beachtet man die Kriterien für die Abbildung aus Kapitel 7, so läßt sich zusätzlich ein Kriterium für die Abbildungstemperatur festlegen. Diese Temperatur muss die Bedingung  $T/T_c < 0.90$  erfüllen. Die Temperatur während der Messung sollte also mindestens 10% unterhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  liegen.

## 9.4 Multi-0- $\pi$ -Kontakte

Im Abschnitt über 0- $\pi$ -, 0- $\pi$ -0- und 0/2- $\pi$ -0/2-Kontakte wurde deutlich, dass eine hohe Qualität bei Einzelfacetten erreicht wurde. Daraus erwächst die Frage, ob es möglich ist, komplexere Strukturen herzustellen. Besonders interessant sind dabei Systeme mit vielen 0- $\pi$ -Facetten. Einerseits könnte dieses System mit ZickZack-Rampenkontakten verglichen werden, andererseits erwartet man bei sehr symmetrischen 0- und  $\pi$ -Facetten einen neuen Grundzustand, die sog.  $\varphi$ -Phase [BK03; GKKB07; Min98; MP01; MP02]. In diesem Abschnitt soll ein Kontakt mit 20 0- $\pi$ -Kontakten, also 40 Facetten, vorgestellt werden. Das Hauptaugenmerk liegt auf der Untersuchung der Komplexität und der Qualität dieser Struktur. Darüberhinaus ist dieser Kontakt ein vielversprechender Kandidat für die Realisierung eines  $\varphi$ -Kontakts.

### 9.4.1 Grundlegendes zu $\varphi$ -Kontakten

Josephsonkontakte mit vielen 0- $\pi$ -Facetten, bei welchen die kritische Stromdichte zwischen positiven Werten  $j_c^0$  und negativen Werten  $j_c^\pi \approx -j_c^0$  alterniert, wurden in den letzten Jahren intensiv untersucht. Neben den bereits erwähnten Experimenten mit Nb/Kuprat-Rampenkontakten [SAB<sup>+</sup>02; ADS<sup>+</sup>05; GGS<sup>+</sup>09] stellte sich heraus, dass in Kontakten mit vielen 0- $\pi$ -Facetten ein neuartiger Grundzustand existiert, in welchem die Josephson-Phase einen beliebigen Wert  $\varphi$  annehmen kann [BK03; GKKB07]. Wenn solch ein  $\varphi$ -Kontakt im Vergleich zu  $\lambda_J$  lang ist, dann kann er mehrere mobile Flussquanten tragen [Min98; MP01; MP02; MSBM07]. Um die Physik von  $\varphi$ -Kontakten

genauer untersuchen zu können, ist es wünschenswert,  $0-\pi$ -Kontakte mit vielen Facetten in beliebigen Geometrien (linear oder annular mit beliebigen Orientierungen der  $0$ - und  $\pi$ -Facetten auf dem Substrat) herstellen zu können. Darüberhinaus ist es wünschenswert, Kontakte mit niedriger Dämpfung und einem hohen  $I_c R_n$ -Produkt zu haben, damit auch die Vortexdynamik untersucht werden kann. Die SIFS-Technologie bietet all diese Voraussetzungen [WTK06; WSK07; KAL<sup>+</sup>02], wie z.B. exponentiell niedrige Dämpfung bei niedrigen Temperaturen und eine hohe topologische Flexibilität in der Anordnung von  $0-\pi$ -Grenzflächen. Für Josephsonkontakte mit vielen Facetten ist der kritischen Strom  $I_c$  sehr sensitiv auf die Richtung des angelegten Magnetfelds  $\vec{H} = H\vec{n}$  ( $\vec{n}$  ist der Flächennormalenvektor). Gilt  $j_c^\pi = -j_c^0$  und haben die Facetten die gleiche Facettenlänge ( $\ll \lambda_J$ ), so ergibt sich  $I_c = 0$  für  $B = 0$  mT. Für  $I_c$  ergeben sich Maxima, wenn die Supraströme der  $0$ - und der  $\pi$ -Facetten aufgrund des Magnetfeld konstruktiv interferieren. Theoretische Berechnungen der  $I_c(H)$ -Abhängigkeit für einen rechteckigen Kontakt mit der Länge  $L$  und der Breite  $W$  unter Annahme einer homogenen Flussdichte in der Barriere des Josephsonkontakts  $L, W \lesssim 4\lambda_J$  zeigen, dass das Hauptmaximum genau dann erscheint, wenn der magnetische Fluss pro Facette einem halben Flussquant  $\Phi_0$  entspricht. Am Hauptmaximum gilt  $I_c = 2I_{c0}/\pi$  mit  $I_{c0} = LWj_{c0}$ . Alle anderen Maxima der  $I_c(H)$ -Kennlinie sind viel kleiner und symmetrisch im Vergleich zum Hauptmaximum [SAB<sup>+</sup>02]. Wie in Kapitel 8 beschrieben, wurde die Unterdrückung von  $I_c$  im Nullfeld und das Auftreten von zwei Hauptmaxima bei hohem Feld bereits in Korngrenzkontakten mit vielen  $0-\pi$ -Facetten beobachtet [CRO<sup>+</sup>95; MHM<sup>+</sup>96; HM02]. Allerdings konnten auch bei diesen Kontakten Anomalien wie beispielsweise ein zu kleines  $I_c$  im Hauptmaximum nicht durch Gradienten oder eine Variation von  $j_c$  bzw. der magnetischen Barrierendicke  $\Lambda$  simuliert werden.

Ein großer Schritt hin zu einem besseren Verständnis der  $I_c(H)$ -Kennlinie wurde im Rahmen der nichtlokalen Elektrodynamik von Korngrenzkontakten gemacht, bei welchen die Elektroden durch sehr dünne Filme realisiert wurden und  $\vec{H} \parallel \vec{z}$  gilt [MKM09]. Der Josephsonkontakt ist in der  $(x, y)$ -Ebene. In solch einer Geometrie fokussiert der supraleitende Film durch Abschirmströme das Magnetfeld in die Barriere des Josephsonkontakts.  $B_z$  ist nicht nur stark vergrößert im Vergleich zu  $\mu_0 H_z$ ,

es weist zudem ein Maximum in der Mitte des Kontakts auf und klingt zum Rand hin zu Null ab. Der Verlauf ist in Abb. 2(a) in [MKM09] gezeigt. In diesem Fall zeigt  $I_c(H)$  in der Tat eine Unterdrückung des Hauptmaximums im Vergleich zum homogenen Fall. Die auf das Hauptmaximum folgenden Maxima sind stark vergrößert, wie man in Abb. 4(b) von [MKM09] sehen kann.

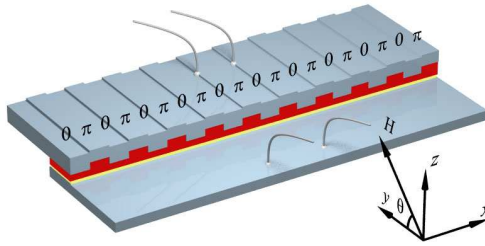
## 9.4.2 Experimente mit $20 \times 0$ - $\pi$ -Kontakten

In Abb. 9.20(a) ist ein Vergleich der gemessenen  $I_c(H)$ -Kennlinie (durchgezogen schwarz) und der theoretisch erwarteten Abhängigkeit nach Gl. (9.1) (rot gestrichelt) für den  $20 \times 0$ - $\pi$  SINFS13LI84 gezeigt. Es wurde wieder der lineare Phasenansatz aus Gleichung (7.6) verwendet. Man sieht auf beiden Seiten der Hauptmaxima eine erhebliche Abweichung der simulierten von der gemessenen Kurve. Speziell für die Reihe von Nebenmaxima ( $B > B_{max}$ ), die auf das Hauptmaximum folgen, sind die  $I_c$ -Werte der Messung viel höher als es in der auf Gleichung (7.6) basierenden Simulation der Fall ist. Interessanterweise wurde diese Form der  $I_c(B)$ -Kurve auch für die  $d$ -Wellen/ $s$ -Wellen-ZickZack-Rampenkontakte gemessen (vgl. Kapitel 8.3) [SAB<sup>+</sup>02; ADS<sup>+</sup>05; GGS<sup>+</sup>09].

Allgemeine Überlegungen zu Multifacetten-Kontakten zeigen, dass eine Fehlausrichtung der Probe und die Feldfokussierung durch die Zuleitungen, einen erheblichen Einfluss auf das gewonnene  $I_c(H)$  haben.

### Magnetfeldabhängige Interferenzmuster in $0$ - $\pi$ Kontakten mit vielen Facetten

In Zusammenarbeit mit Sebastian Scharinger wurde die Wirkung des nichtlinearen Beitrags zum Magnetfeld in  $20 \times (0 - \pi)$ -Kontakten detailliert untersucht [SGW<sup>+</sup>10]. Eine schematische Darstellung des Kontakts (mit Angaben zur Richtung des Magnetfelds  $H$ ) ist in Abb. 9.15 zu sehen. Es soll gezeigt werden, dass eine gewisse Fehlausrichtung des Magnetfelds  $H$  das  $I_c(H)$ -Muster deformiert und eine gewisse Ähnlichkeit zu den  $I_c(H)$ -Mustern der ZickZack-Josephsonkontakte [SAB<sup>+</sup>02; ADS<sup>+</sup>05; GGS<sup>+</sup>09] aufweist. Der Grund dafür ist die inhomogene Flussdichte, welche durch die senkrechte Feldkomponente  $H_z$  zustande kommt. Darüberhinaus läßt sich ein „toter Winkel“ beobachten,



**Abbildung 9.15:** Schematische Zeichnung eines  $20 \times (0 - \pi)$  Kontakts. Das Koordinatensystem illustriert die Richtung der Magnetfeldachse  $H$ .

bei welchem sich die Flussdichten, die durch  $H_y$  und  $H_z$  hervorgerufen werden, teilweise aufheben. Dies führt zu einer unregelmäßigen Form der  $I_c(H)$ -Kennlinie. Dieser Effekt wurde auch schon bei anderen Josephsonkontakten beobachtet.

In kurzen Kontakten ist das Eigenfeld, welches durch den Josephsonstrom hervorgerufen wird kleiner als in langen Kontakten. Nimmt man an, dass die Suprastromdichte in  $y$ -Richtung homogen ist, so kann die Abhängigkeit des kritischen Stroms  $I_c$  vom Magnetfeld  $H$  wie in Gleichung (9.1) berechnet werden:

$$I_c(H) = W \max_{\phi_0} \int_{-L/2}^{+L/2} [j_c(x, y) \sin \phi(x, B_y) + \phi_0] dx. \quad (9.4)$$

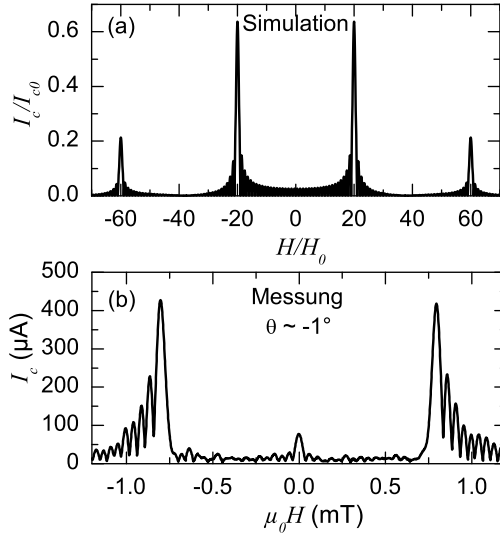
$j_c(x)$  ist die kritische Stromdichte, welche in den  $0$ - und  $\pi$ -Teilen zwischen  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  alterniert. Im einfachsten Fall, wenn  $\vec{H} \parallel \vec{y}$  ist und es keine Feldfokussierung gibt, ist  $B_y = \mu_0 H$  und der magnetische Fluss durch den Kontakt  $\Phi = B_y \Lambda_0 L$ .  $\Lambda_0$  ist die durchschnittliche magnetische Barriendicke.

Im Folgenden sollen komplexere Feldkonfigurationen betrachtet werden. Alle simulierten Kurven werden als Funktion von  $H/H_0$  angegeben, wobei  $H_0 = \Phi_0/\mu_0 \Lambda_0 L$  ist. Die Phase  $\phi(x, B_y)$  ist gegeben durch

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{2\pi B_y(x) \Lambda(x)}{\Phi_0}. \quad (9.5)$$

Die resultierende  $I_c(H)$ -Kennlinie für  $N = 20$  identische  $0$ - $\pi$ -Facetten ist in Abb. 9.16(a) gezeigt. Das Hauptmaximum ergibt sich für  $|H|/H_0 = 20 = N$ . Für höhere Felder ergibt sich ein weiteres Maximum für  $H/H_0 = 60 = 3N$ . Ganz allgemein ergeben sich Maxima für  $\Phi = (2n + 1)N\Phi_0$ .

$n$  ist hier ganzzahlig und  $I_c = 0$  für  $\Phi = (2n)N\Phi_0$ . Wie in Kapitel 9.4 bereits dargestellt, ist die  $IV$ -Kennlinie von Kontakt SINFS13LI83 bei  $T = 4.2\text{K}$  nicht hysteretisch. Das Spannungskriterium für die  $I_c(H)$ -Kennlinie in Abb. 9.16 beträgt  $V_{cr} = 0.2\ \mu\text{V}$ . Daraus ergibt sich ein



**Abbildung 9.16:** (a) Simulierter kritischer Strom  $I_c$  eines  $20 \times (0 - \pi)$  Kontakts, normiert auf  $I_{c0} = j_c^0 LW$ , in Abhängigkeit des Magnetfelds  $H$ , normiert auf  $H_0 = \Phi_0/\mu_0\Lambda_0 L$ . Es wurde  $j_c^0 = |j_c^\pi|$ , Facetten gleicher Größe und eine homogene Flussdichte  $\vec{B} \parallel \vec{y}$  angenommen. (b) zeigt die gemessene  $I_c(H)$ -Kennlinie (Abb. 9.20). Das Magnetfeld  $H$  ist relativ zur Substratoberfläche um  $\theta \approx -1^\circ$  verkippt.

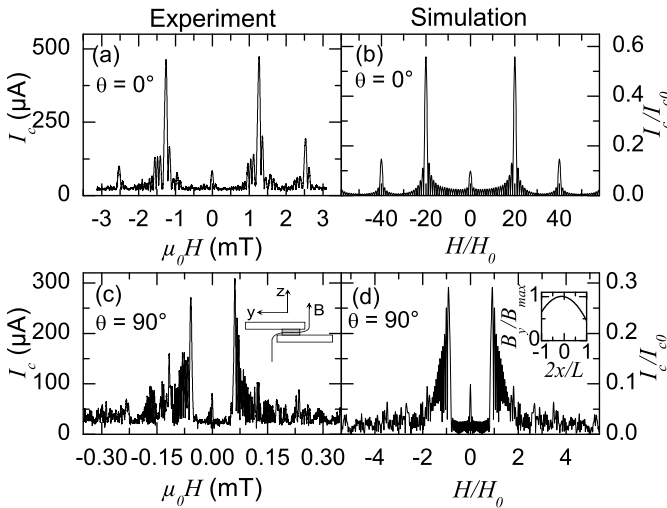
Rauschstrom von  $I_r = V_{cr}G \approx 4\ \mu\text{A}$ . Die gemessene  $I_c(H)$ -Kennlinie weicht deutlich von der Simulation in Abb. 9.16(a) ab.

Das Modell aus [MKM09] kann nicht einfach auf den hier untersuchten Kontakt übertragen werden. Zum einen ist die Geometrie der hier untersuchten Kontakte komplexer und zum anderen sind die Gültigkeitsbedingungen für das nichtlokale Modell nicht erfüllt. Ein Magnetfeld  $\vec{H} \parallel \vec{z}$  sollte in SIFS- und ZickZack-Kontakten allerdings ebenfalls zu einer Feldfokussierung führen. Diese sollte maximal in der Mitte des Kontakts sein. Ein ähnlicher Effekt wurde vor kurzem in konventionellen Josephsonkontakten untersucht [MAMK09; MAM<sup>+</sup>08; HDC<sup>+</sup>01].

Beim Einbau ins TTREM ist es ein altbekanntes Phänomen, dass die

Feldkomponente  $H_z$  nicht null ist. Bisher wurde stets die Vereinfachung gemacht, dass das Feld parallel anliegt. In der Realität ist dies bis zu einem gewissen Grad machbar. Um zu überprüfen, ob die Abweichungen der  $I_c(H)$ -Kennlinie in Abb. 9.16(b) von der Simulation in Abb. 9.16(a) intrinsische Gründe hat oder auf eine leichte Fehlansrichtung zurückzuführen ist, wurden von S. Scharinger [SGW<sup>+</sup>10]  $I_c(H)$ -Kennlinien für verschiedene Winkel  $\theta$  zwischen  $\vec{H}$  und der Substratebene gemessen.

Zur Messung wurden zwei senkrecht zueinander stehende Spulen verwendet, die eine Linearkombination der Felder  $H_y = |H_0| \cos \theta$  und  $H_z = H_0 \sin \theta$  erzeugen. Abb. 9.17(a) zeigt eine  $I_c(H)$ -Kennlinie für einen Winkel sehr nahe bei  $\theta = 0^\circ$ . Die Form der Kurve passt sehr viel



**Abbildung 9.17:**  $I_c(H)$ -Kennlinien für (a,b) parallele ( $\theta = 0^\circ$ ) und (c,d) senkrechte ( $\theta = 90^\circ$ ) Feldorientierung. Die simulierten Kurven sind in normierten Einheiten mit  $I_{c0} = j_c^0 L W$  und  $H_0 = \Phi_0 / \mu_0 \Lambda_0 L$  aufgetragen. Das Inset in (c) zeigt eine Skizze von  $B$  in der  $(y, z)$ -Ebene für den Fall  $\theta = 90^\circ$ . Das Inset in (d) zeigt das  $B_y(x)$  Profil, welches für die Berechnung von  $I_c(H)$  für  $\theta = 90^\circ$  verwendet wurde.

besser zur Simulation aus Abb. 9.16(a), allerdings sind immer noch Unterschiede zu sehen. Zum einen zeigt sich für  $H = 0$  ein Maximum in  $I_c$ . Dieses Maximum ergibt sich, da typischerweise  $|j_c^\pi| \neq j_c^0$  gilt und sich deshalb die Supraströme aus den 0- und  $\pi$ -Anteilen nicht komplett



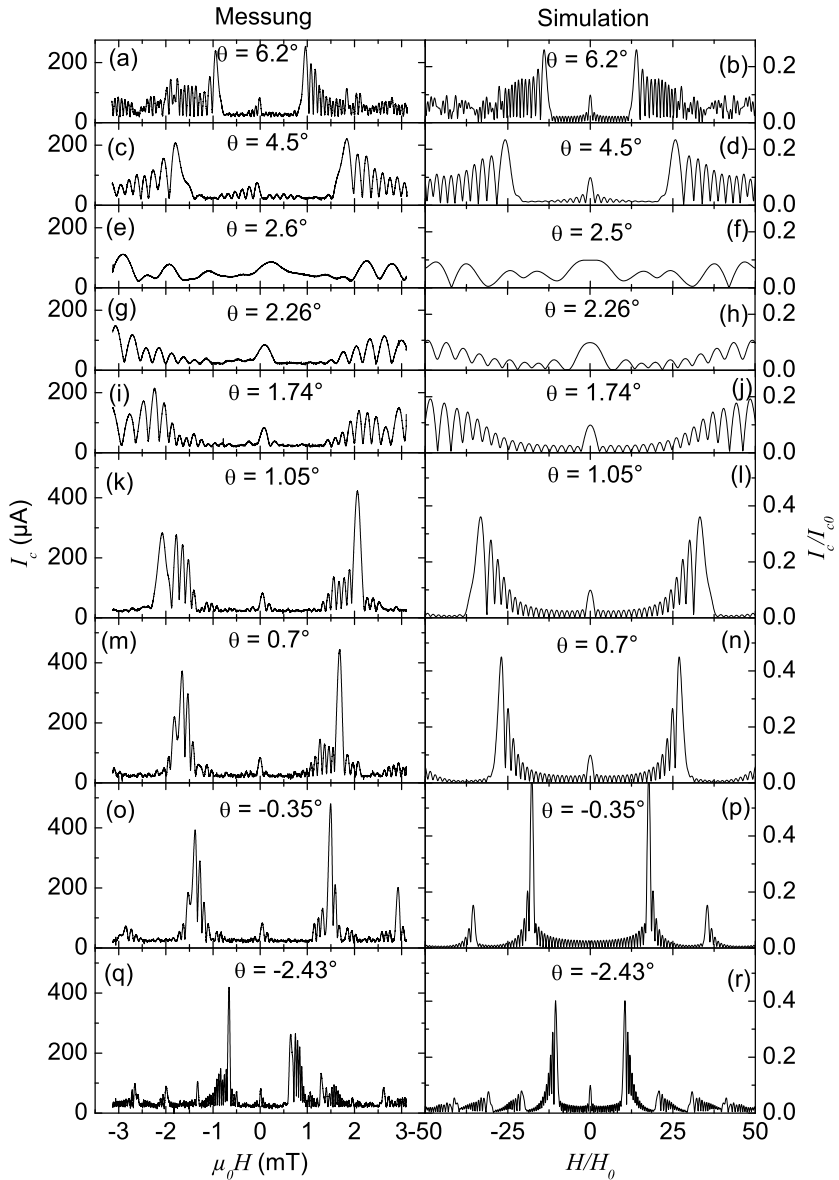
aufheben. Zum anderen zeigt sich ein  $I_c$ -Maximum bei  $H/H_0 = 40$ . Hätten die 0- und die  $\pi$ -Anteile die gleiche Länge und das gleiche  $\Lambda$ , dann sollte sich  $I_c$  in jedem Segment aufheben. Ebenfalls denkbar ist, dass  $\Lambda$  für die 0- und  $\pi$ -Anteile leicht unterschiedlich ist, womit sich  $I_c$  in den 0- und  $\pi$ -Anteilen nicht beim selben Feld aufheben würde und ein Maximum in  $I_c(B)$  auftreten könnte. Auch hier tritt eine leichte Asymmetrie in  $I_c(H)$  bezüglich des positiven und negativen Magnetfelds  $H$  auf. Dieser Effekt wird, wie schon in den bisherigen Simulationen, nicht berücksichtigt, ist aber in [KWW<sup>+</sup>10] detailliert beschrieben. In Abb. 9.17(b) ist eine simulierte  $I_c(H)$ -Kennlinie unter Berücksichtigung einer Asymmetrie von  $j_c$  und ortsabhängigen  $\Lambda$  gezeigt. Dazu wurde unter der Annahme eines homogenen Feldes  $B_y$  und eines modulierten  $\Lambda(x)$  über die Gleichung (9.5) integriert. Der Einfachheit halber wurde eine sinusförmige Modulation  $\Lambda = \Lambda_0[1 + a_\Lambda \sin(kx)]$  mit  $-L/2 < x < L/2$  und  $k = 2N\pi/L$  angenommen. Aus Gleichung (9.4) folgt damit als Lösung die  $I_c(H)$ -Kennlinie. Moduliert man  $\Lambda$  wie oben besprochen und nimmt bspw. Werte  $a_\Lambda = 0.2$  und  $j_c^\pi/j_c^0 = -0.8$ , so ergibt sich die in Abb. 9.17(b) gezeigte Simulation. Vergleicht man Simulation und Messung, so erhält man  $j_c^0 = 42 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -34 \text{ A/cm}^2$ . Aus dem Vergleich der Magnetfeldachsen ergibt sich  $\Lambda_0 \approx 160 \text{ nm}$ . Dieser Wert liegt etwas unterhalb der üblichen Werte. Mit Gleichung (2.13) ergibt sich eine normierte Länge von  $l = L/2\lambda_J^0 + L/2\lambda_J^\pi \approx 3.2$ . In Abb. 9.17(c) ist die Messung für  $\theta = 90^\circ$  ( $\vec{H} \parallel \vec{z}$ ) gezeigt. Die entsprechende Simulation ist in Abb. 9.17(d) dargestellt. Die Form der Kurve ist der aus Abb. 9.16(b) ähnlich. Im Inset von Abb. 9.17(c) ist schematisch der Feldverlauf dargestellt. Aufgrund der Abschirmströme, welche in den beiden Elektroden fließen, ergibt sich eine zusätzliche Feldkomponente  $B_y(x)$  in der Barriere. Dies ist der Grund dafür, dass der Kontakt sehr empfindlich auf die Feldkomponente  $H_z$  reagiert. Um  $I_c(H_z)$  simulieren zu können, muss ein Magnetfeldprofil  $B_y(x)$  gefunden werden, welches durch die Feldkomponente  $\vec{H} \parallel \vec{z}$  verursacht wird. Ähnlich wie in 0-Kontakten [MAMK09; MAM<sup>+</sup>08] und in Korngrenzkontakten [MKM09] erwartet man für  $B_y(x)$  eine Feldüberhöhung in der Mitte ( $x = 0$ ) des Kontakts. Da der hier untersuchte Josephsonkontakt noch von einer  $5 \mu\text{m}$  breiten Idle-Region umgeben ist, ist  $B_y \neq 0$  bei  $x = \pm L/2$ . Aufgrund von Asymmetrien in der Kontaktgeometrie können auch Asymmetrien in  $B_y(x)$  auftreten. Daher wird  $B_y(x)$  nahe  $x = 0$  durch eine Taylorentwicklung

$B_y(x) = -f\mu_0 H(1 + a_1 2x/L + a_2(2x/L)^2)$  mit  $-1 < 2x/L < 1$  angenähert. Löst man Gleichung (9.4), so erhält man die  $I_c(H)$ -Kennlinie in Abb. 9.17(d). Beste Ergebnisse lassen sich für  $a_1 = -0.1$  und  $a_2 = -0.45$  finden. Das daraus resultierende Feldprofil ist im Inset von Abb. 9.17(d) gezeigt. Während  $a_2 < 0$  ein zentrales Maximum in  $|B_y(x)|$  verursacht, führt  $a_1$  zu einer leichten Asymmetrie in  $B_y(x)$ . Vergleicht man die Feldachsen der Simulation und der Messung, so erhält man einen Feldfokussierungsfaktor  $f \approx 23$ .

Nachdem die  $I_c(H)$ -Kennlinien für die Fälle  $\vec{H} \parallel \vec{y}$  und  $\vec{H} \parallel \vec{z}$  untersucht wurden, soll nun der allgemeine Fall betrachtet werden bei dem  $H$  um einen beliebigen Winkel  $\theta$  verkippt ist. Dazu sind keine weiteren Parameter notwendig. Man erhält

$$B_y(x) = -\mu_0 H[(f \sin \theta - \cos \theta) + (a_1 2x/L + a_2(2x/L)^2)f \sin \theta]. \quad (9.6)$$

Ähnlich wie bei den Geometrien, welche in [MAMK09; HDC<sup>+</sup>01] untersucht wurden, gibt es einen „toten Winkel“  $\theta_d = \arctan(1/f)$ , bei welchem der erste ortsunabhängige Feldterm gerade Null ist, und man erhält eine unregelmäßige  $I_c(H)$ -Kennlinie mit divergierenden Perioden. Der lineare und der quadratische Ausdruck in  $B_y(x)$  können bezüglich des (konstanten) Ausdrucks, der von  $\theta$  abhängt, unterschiedliche Vorzeichen haben. Für Winkel zwischen  $\theta_d$  und  $0^\circ$  und einem negativen Koeffizienten  $a_2$  hat  $B_y(x)$  Maxima am Rand des Kontakts, wohingegen für alle anderen Winkel das Maximum von  $B_y(x)$  in der Mitte des Kontakts liegt. In Abb. 9.18 ist eine Reihe von gemessenen und theoretisch berechneten  $I_c(H)$ -Kennlinien für die Winkel  $\theta = 6.2^\circ \dots - 2.43^\circ$  gezeigt. Die Kurve, welche bei einem Winkel  $\theta = 6.2^\circ$  (Abb. 9.18(a)) gemessen wurde, unterscheidet sich nur marginal von der Kurve für den Winkel  $\theta = 90^\circ$  aus Abb. 9.17(a). Es kommt also nur in der Nähe des kritischen Winkels zu deutlichen Verzerrungen. Der Hauptunterschied liegt in den unterschiedlichen Feldachsen. Diese kommen durch die Feldkomponente  $H_z$  zustande, welche das  $B_y(x)$ -Feld um den Faktor  $\sin(\theta)$  reduziert. Speziell für den Fall  $\theta = 6.2^\circ$  und  $\theta = 4.5^\circ$  kann deutlich eine Erhöhung der auf das Hauptmaximum folgenden  $I_c$ -Maxima beobachtet werden. Nähert man sich dem „toten Winkel“  $\theta_d$ , dann wird die  $I_c(H)$ -Kennlinie gedehnt und die  $I_c$  Oszillationen bei kleinen Feldern werden verstärkt. Außerdem kommt es zu einer Vergrößerung der Modulationsperiode. Für Winkel zwischen  $\theta_d$  und  $0^\circ$  folgt aus Gleichung (9.6), dass sich das Feldprofil  $B_y(x)$  umdreht. Die  $I_c$ -Maxima niedri-

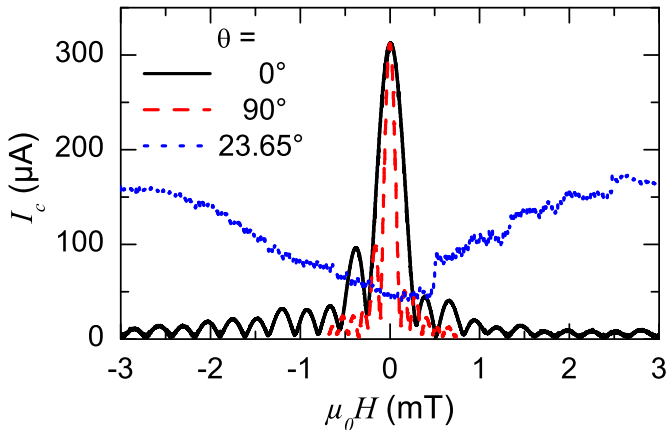


**Abbildung 9.18:** Messung (links) und Simulation (rechts) der  $I_c(H)$ -Kennlinie für verschiedene Winkel  $\theta$ . Die simulierten Kurven sind in normierten Einheiten mit  $I_{c0} = j_c^0 LW$  und  $H_0 = \Phi_0/\mu_0\Lambda_0 L$  dargestellt. Die Skalen für  $I_c$  (Experiment) und  $I_c/I_{c0}$  (Simulation) sind für alle Schaubilder gleich.

ger Ordnung werden vergrößert, während die Maxima höherer Ordnung unterdrückt werden. Diese Eigenschaften werden von der Simulation wiedergegeben.

Die  $I_c(H)$ -Kennlinie für  $\theta = 0^\circ$  ist in Abb. 9.17(a) gezeigt. Ändert man den Winkel  $\theta$  weiter zu negativen Werten, so ändert sich die Form der  $I_c(H)$ -Kennlinie zu der Form, welche bereits für  $\vec{H} \parallel \vec{z}$  gefunden wurde. Für  $\theta = \theta_d$  gibt es keine Abweichungen.

Es zeigt sich, dass der „tote Winkel“ ein generisches Problem ist. Für kurze Kontakte ist der Winkel so groß, dass man durch die Fehlorientierung der Probe im TTREM nicht in die Nähe kommt. Der „tote Winkel“, welcher für 0-Kontakte mit verschiedenen Geometrien gefunden wurde [MAMK09; HDC<sup>+</sup>01], kann auch für SIFS-Kontakte beobachtet werden [SGW<sup>+</sup>10]. In Abb. 9.19 sind die entsprechenden  $I_c(H)$ -Kennlinien für drei Werte von  $\theta$  gezeigt. Für  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$  entspricht die  $I_c(H)$ -



**Abbildung 9.19:**  $I_c(H)$ -Kennlinien bei  $T = 4.2\text{ K}$  für einen 0-gekoppelten SIFS-Referenzkontakt. Die Kennlinien wurden für  $\theta = 0^\circ$ ,  $\theta = 90^\circ$  und  $\theta = 23.65^\circ \approx \theta_d$  gemessen.

Kennlinie entfernt einem Fraunhofer-Muster, wobei für  $\theta = 90^\circ$  die Magnetfeldachse komprimiert ist. Vergleicht man die Modulationsperioden der beiden Kurven, so erhält man  $f = 2.3$ , woraus man  $\theta_d \approx 23.65^\circ$  berechnen kann. Die entsprechende  $I_c(H)$ -Kennlinie für  $\theta_d = 23.65^\circ$  ist ebenfalls in Abb. 9.19 (blaue Kurve) dargestellt. Die Kurve zeigt eine erratische Magnetfeldabhängigkeit.

### TTREM-Messungen an 0- $\pi$ -Kontakten mit vielen Facetten

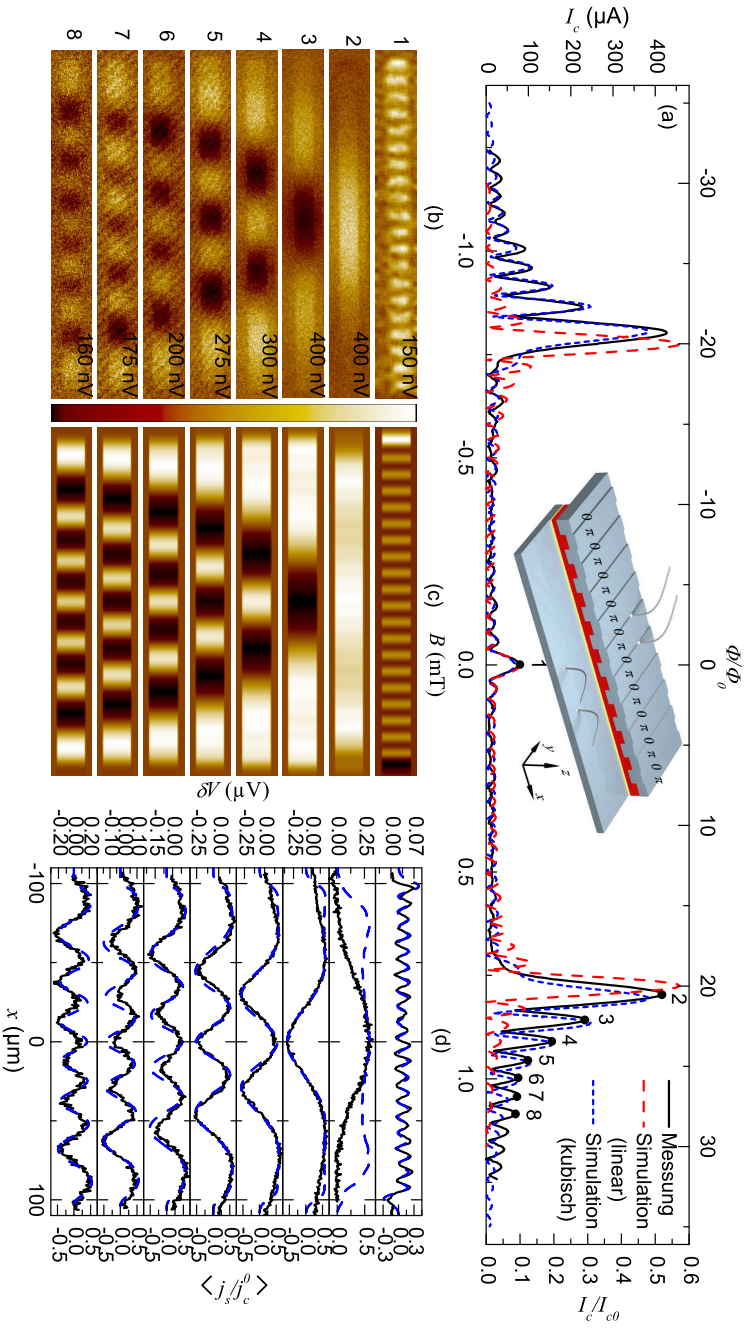
Um die gemessene  $I_c(B)$ -Kennlinie in Abb. 9.20(a) zu simulieren, fügt man dem Ansatz aus Gleichung (7.6) einen kubischen Term hinzu und erhält

$$\phi(x, y, \phi_0) = \phi_0 + 2\pi \frac{B_y \Lambda L}{2\Phi_0} \left[ \frac{2x}{L} + a_3 \left( \frac{2x}{L} \right)^3 \right]. \quad (9.7)$$

Hier wurde  $B \parallel y$  angenommen. Der kubische Term entspricht einer kleinen Verkrümmung der Phase. Berechnet man nun die  $I_c(B)$ -Kennlinie mit Hilfe von Gleichung (9.1) und setzt das Phasenprofil aus Gleichung (9.7) ein, so erhält man die blaue gepunktete Kurve in Abb. 9.20(a). Wie man sieht werden nun alle Merkmale der Messung von der Simulation erfasst. Für die Simulation wurde  $a_3 = -0.065$  gesetzt, was einer eher kleinen Korrektur der linearen Phase entspricht. Obwohl das Magnetfeld im Bereich der beiden Hauptmaxima der  $I_c(B)$ -Kennlinie recht hoch ist, summiert sich der Term zu einer zusätzlichen Phase  $\sim 1$  auf. Der Beitrag zum Integral in Gleichung (9.1) ändert sich im Wesentlichen am Rand der Josephsonkontakte. Dieser Effekt kann in homogenen Kontakten oder Kontakten, die nur aus wenigen 0- und  $\pi$ -Facetten bestehen, nicht beobachtet werden, da bei hohen Feldern, bei denen die Änderung der Phase einen Wert von  $\sim 1$  am Rand der Kontakte erreicht,  $I_c$  schon fast komplett unterdrückt ist.

Im vorigen Abschnitt wurde die Ursache des nichtlinearen Beitrags in Gleichung (9.7) beschrieben [SGW<sup>+</sup>10]. Dies ist auf eine FehlAusrichtung des Magnetfelds von  $\approx 1^\circ$ , bezogen auf die  $(x, y)$ -Ebene, zurückzuführen. Diese senkrechte Magnetfeldkomponente führt zu Abschirmströmen, welche wiederum zu einem ungleichförmigen (konstanten + parabelförmigen) Magnetfeld in  $y$ -Richtung im Inneren des Josephsonkontakts führen. Ähnliche Effekte sind aus planaren Josephsonkontakten [MKM09] bekannt. Allerdings liegen die Parameter der hier untersuchten Kontakte in einem anderen Wertebereich.

Vergleicht man die Simulation mit nichtlinearer Phase mit der gemessenen  $I_c(B)$ -Kurve, so kann man  $j_c^0 = 37 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -29.5 \text{ A/cm}^2$  ableiten. Daraus erhält man eine normierte Länge von  $l \approx 3$ , womit sich der Josephsonkontakt im Limit kurzer Kontakte befindet. Weiter erhält man  $\Lambda \approx 350 \text{ nm}$ . Dieser Wert ist fast doppelt so groß als für die bisher betrachteten linearen Kontakte. Dies läßt sich nur durch die zusätzliche Feldkomponente in  $y$ -Richtung erklären.



**Abbildung 9.20:**  $20 \times (0\pi)$ -Kontakt: (a)  $I_c(B)$ -Kernlinie für  $B \parallel y$ . Messung (schwarz), Simulation unter Verwendung von Gl. (9.1) mit einem linearen Ansatz für die Phase (7.6) (rot gestrichelt) und Simulation unter Verwendung von Gl. (9.1) mit einem kubischen Phasensatz (Gl. (9.7), blau gepunktet). (b) TTTREM-Spannungsbilder  $\Delta V(x, y)$  an den Arbeitspunkten 1-8 der  $I_c(B)$ -Kernlinie. (c) Spannungsbilder  $\Delta V(x, y)/j_s^0$  die mit Gl. (7.10) und einem kubischen Phasensatz (Gl. (9.7)) simuliert wurden. (d) Linescans: die schwarzen Kurven  $\Delta V(x)$  wurden aus TTTREM-Spannungsbildern bei  $y = 0$  extrahiert; rot gestrichelten Kurven  $\langle j_s^0(x) \rangle / j_s^0$  wurden mit Gleichung (7.10) simuliert.

In Abb. 9.20(b) ist eine Serie von Spannungsbildern aus dem TTREM gezeigt. Abbildung 9.20(b1) wurde bei  $B = 0$  mT, Abbildung 9.20(b2) im Hauptmaximum bei  $B = 0.80$  mT aufgenommen. Die Abb. 9.20(b3)–(b8) wurden in den darauffolgenden Maxima bei  $B = 0.85, 0.90, 0.95, 1.00, 1.04, 1.08$  mT aufgenommen. In Abbildung 9.20(b1) ist die  $j_s$ -Modulation, welche durch die 40 Facetten hervorgerufen wird, deutlich zu erkennen. Die Spannungssignale sind allerdings immer positiv. Dies liegt an der recht kleinen Facettenlänge von nur  $5 \mu\text{m}$ , die in der Region des Auflösungslimits des TTREMs liegt. Die stärkeren positiven Signale mitteln die schwächeren negativen Signale in den positiven Bereich. Im Hauptmaximum ist das Spannungssignal im Vergleich zum zentralen Maximum recht groß und durchweg positiv. Über den Kontakt hinweg sieht man eine langreichweitige Modulation, allerdings ist keine Modulation aufgrund der einzelnen Facetten zu erkennen. Bei den darauffolgenden Maxima (Abb. 9.20(b3)–(b8)) tauchen zusätzliche Minima in  $\delta V(x, y)$  auf. In Abb. 9.20(c) sind die simulierten Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)$  zu den jeweils gemessenen Spannungsbildern  $\delta V(x, y)$  gezeigt. In Abb. 9.20(d) werden die entsprechenden Linescans verglichen. In Abb. 9.20(c5) ist das simulierte Spannungsbild im dritten Nebenmaximum unter Verwendung des Ansatzes mit kubischer Phase gezeigt. Abb. 9.20(d5) zeigt die Linescans des gemessenen Bildes  $\delta V(x)$  (schwarz durchgezogen) und des simulierten Bildes  $\langle j_s \rangle(x)$  (blau gepunktet). Man erkennt, dass die Übereinstimmung ausgezeichnet ist. Diese Übereinstimmung zeigt sich für alle Bilder, bis auf das Hauptmaximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie. In Abb. 9.20(d2) sieht man am Linescan, dass das Spannungssignal  $\delta V(x)$  zum Rand hin langsam abfällt. Das simulierte Spannungssignal  $\langle j_s \rangle(x)$  steigt dagegen zum Rand hin an. Für den Biasstrom  $I = 1.029I_c$  ergibt sich  $F_G \approx 0.18 \text{ K}^{-1}$  und  $F_I \approx 1.5 \text{ K}^{-1}$ . Es ist daher unwahrscheinlich, dass die Abweichung durch eine räumlich variierende Leitfähigkeit zustande kommt. Andererseits läßt sich aus dem TTREM-Spannungsbild im Nullfeld eine Schwankung in  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  ausschließen. Eine weitere Möglichkeit für die Abweichung könnte eine ungleichmäßige Feldfokussierung sein, welche zu einem Phasenansatz  $\phi(x, y, \phi_0)$  führt, der komplizierter ist als in Gleichung (9.7). Messungen an anderen Kontakten zeigen ein ähnliches Verhalten. Insbesondere die Abweichung im zentralen Maximum ist für alle Kontakte gegeben. Hier liegt ein grundsätzliches Verständnisproblem vor.

Anhand dieser Messungen wurde gezeigt, dass sich mit der SIFS-Technologie durchaus auch komplexere hochwertige Kontakte mit vielen  $0-\pi$  Facetten herstellen lassen.

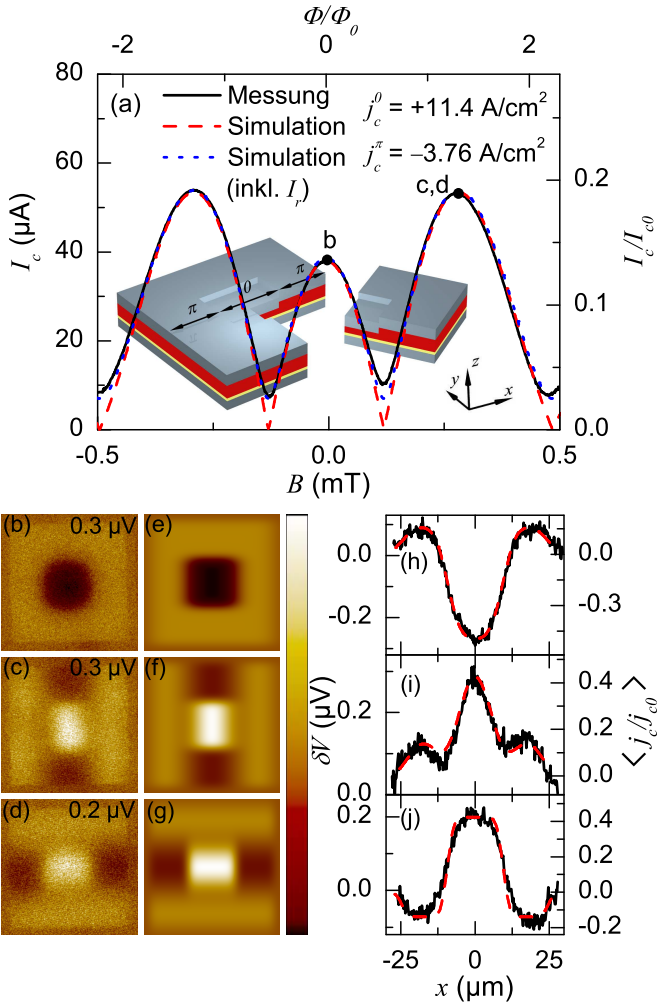
## 9.5 Quadratische und runde $0-\pi$ -Kontakte

Im Gegensatz zu Injektor- und  $d$ -Wellen-Kontakten kann man den  $0-\pi$ -Übergang bei der SIFS-Technologie topologisch schließen. Eine faszinierende Möglichkeit ist den  $0-\pi$ -Übergang in einem Kreis oder einem Quadrat zu schließen. In Abb. 4.2(e+f) sind diese Geometrien schematisch dargestellt. Es gibt jeweils einen zentralen  $0$ -gekoppelten Anteil, welcher von einem  $\pi$ -gekoppelten Anteil umschlossen ist. Es wurden mehrere runde und quadratische Kontakte untersucht, welche jeweils unterschiedliche Flächenverhältnisse  $A_0/A_\pi$  aufweisen. In Tabelle A.2 sind alle untersuchten Kontakte aufgelistet. Im Folgenden werden die Messungen an zwei quadratischen und zwei runden Kontakten gezeigt.

### 9.5.1 Quadratische $0-\pi$ -Josephsonkontakte

Zunächst sollen zwei quadratische Kontakte (AJJ19LII32 und AJJ19LII31) vorgestellt werden. Im Inset von Abb. 9.21(a) und Abb. 9.22(a) sind die Geometrien der Kontakte schematisch dargestellt. Das Koordinatensystem wird im Folgenden so gewählt, dass der Ursprung im Zentrum des Kontakts liegt. In der Mitte ist ein quadratischer  $0$ -Kontakt, der von einem quadratischen  $\pi$ -Kontakt umgeben ist. Die Seitenlänge des äußeren Kontakts beträgt  $L_\pi = W_\pi = 50 \mu\text{m}$ . Es wurden Kontakte mit zwei unterschiedlichen Seitenlängen für den mittleren  $0$ -Teil untersucht. Die Seitenlänge beträgt bei Kontakt AJJ19LII32  $L_0 = W_0 = 19 \mu\text{m}$  und bei Kontakt AJJ19LII31  $L_0 = W_0 = 31 \mu\text{m}$ . Die  $0-\pi$ -Grenzfläche verläuft also entlang eines Quadrats mit der Seitenlänge  $L_0 = 19 \mu\text{m}$  bzw.  $L_0 = 31 \mu\text{m}$  des  $0$ -Kontakts. Für das Flächenverhältnis ergibt sich  $A_0/A_\pi = 0.17$  bzw.  $A_0/A_\pi = 0.62$ . In Abb. 9.21 sind die Daten für Kontakt AJJ19LII32 gezeigt. Die  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz durchgezogen) in Abb. 9.21(a) hat ein Maximum bei  $B = 0 \text{ mT}$  und zwei ausgeprägte Nebenmaxima bei  $B = 0.28 \text{ mT}$ . Die Kurve ist der eines  $0-\pi-0$ -Kontakts sehr ähnlich. Durch die mit Gleichung (9.1) simulierte Kurve (rot gestrichelt) ergeben sich die Werte  $j_c^0 = 11.4 \text{ A/cm}^2$  und





**Abbildung 9.21:** (a)  $I_c(B)$ -Kennlinie des quadratischen 0- $\pi$ -Kontakts AJJ19I.II32 (siehe Tab. A.2). Die schwarze Kurve zeigt die Messung, die rote gestrichelte Kurve die Simulation für  $j_c^0 = 11.4 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -3.76 \text{ A/cm}^2$  (Gl. (9.1)). Die blau gepunktete Kurve wurde mit Gleichung (9.3) berechnet. Im Inset ist eine schematische Darstellung des Kontakts gezeigt. (b), (c) und (d) sind Spannungsbilder  $\propto j_s(x, y)$ , die in den Punkten b, c und d der  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgenommen wurden. In Bild (b) und (c) liegt das Magnetfeld in  $y$ -Richtung an, in Bild (d) in  $x$ -Richtung. Die Farbskala ist wie in Abb. 9.5 definiert. (e), (f) und (g) sind simulierte Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ . (h), (i) und (j) zeigen Linescans  $\delta V(x)$  über die Messung (schwarz durchgezogen) und simulierte Linescans  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  (rot gestrichelt).

$j_c^\pi = -3.76 \text{ A/cm}^2$ . Auch hier zeigt die blau gepunktete Kurve die Simulation unter Berücksichtigung des Rauschstroms  $I_r$ . Das Spannungskriterium beträgt  $V_{cr} = 1 \mu\text{V}$ , womit sich ein Wert von  $6 \mu\text{A}$  für den Rauschstrom  $I_r$  ergibt. Mit diesem Wert erhält man eine sehr gute Übereinstimmung mit der Messung.

Die Werte für  $I_c/G$ ,  $I/I_c$ ,  $F_G$ ,  $F_I^0$  und  $F_I^\pi$  in den Arbeitspunkten b ( $B = 0 \text{ mT}$ ) und c ( $B = 0.28 \text{ mT}$ ) sind in Tab. 9.2 zu sehen. Der Wert

#	$I_c/G (\mu\text{V})$	$I/I_c$	$F_G (\text{K}^{-1})$	$F_I^0 (\text{K}^{-1})$	$F_I^\pi (\text{K}^{-1})$
b	5.0	1.08	0.30	3.70	1.22
c	6.23	1.04	0.21	4.07	1.34

**Tabelle 9.2:** *Abbildungsparameter für Kontakt AJJ19I-II32.*

für  $I_c/G$  ist recht niedrig, woraus sich eine schlechte Auflösung der  $I_c(B)$ -Kennlinie für kleine  $I_c$ -Werte ergibt. Aus den Werten in Tab. 9.2 ergibt sich am Arbeitspunkt b ( $A_s/A_j$ ) $\Delta T \approx 0.015 \text{ K}$  oder  $\Delta T \approx 0.49 \text{ K}$ , und damit ein Spannungsoffset aufgrund der Leitfähigkeitsänderung von  $\delta V = 0.16 \mu\text{V}$ . Für den Arbeitspunkt c ergibt sich ein Spannungsoffset von  $\delta V = 0.13 \mu\text{V}$ . Beide Werte stimmen mit den aus der Messung erhaltenen Werte von  $\delta V \approx 0.08 \mu\text{V}$  im Rahmen der erwarteten Toleranz überein.

In Abb. 9.21(b) ist ein TTREM-Spannungsbild  $\delta V(x, y)$  bei  $B = 0 \text{ mT}$ , also im 0. Maximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie, gezeigt. Abbildung 9.21(e) zeigt die entsprechende Simulation  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$ . In Abb. 9.21(h) sind die Linescans der Simulation und der Messung im Vergleich gezeigt. Bei diesen Bildern fällt auf, dass der 0-gekoppelte Teil im Gegensatz zu allen bisher gezeigten Bildern ein negatives Signal liefert. Die Phase wird sich immer so einstellen, dass der Anteil, welcher mehr zur Stromdichte beiträgt, ein positives Signal aufweist. Bei diesem Kontakt ergibt sich  $A_0 j_c^0 / A_\pi j_c^\pi = 0.51$ . Der  $\pi$ -Anteil ist größer, womit die Phase sich so einstellt, dass dieser ein positives Signal liefert. Dies ist sowohl in der Messung als auch in der Simulation zu sehen.

Für das TTREM-Spannungsbild in Abb. 9.21(c) wurde das Feld, wie auch bei allen anderen Aufnahmen, in  $y$ -Richtung angelegt. Abbildung 9.21(d) zeigt ein Spannungsbild, für welches das Feld in  $x$ -Richtung angelegt wurde. Es ist deutlich zu sehen, dass bei einem quadratischen Kontakt die Richtung des Feldes keine Rolle spielt. Es ergibt sich für

beide Bilder im äußeren  $\pi$ -gekoppelten Teil eine Modulation von  $3/2\pi$ . Auch die entsprechenden Simulationen in Abb. 9.21(f) und Abb. 9.21(g) geben dieses Verhalten exakt wieder. Die Linescans in  $x$ -Richtung (schwarz durchgezogen) in Abb. 9.21(i) und Abb. 9.21(j) stimmen ebenfalls sehr gut mit den Simulationen (rot gestrichelt) überein.

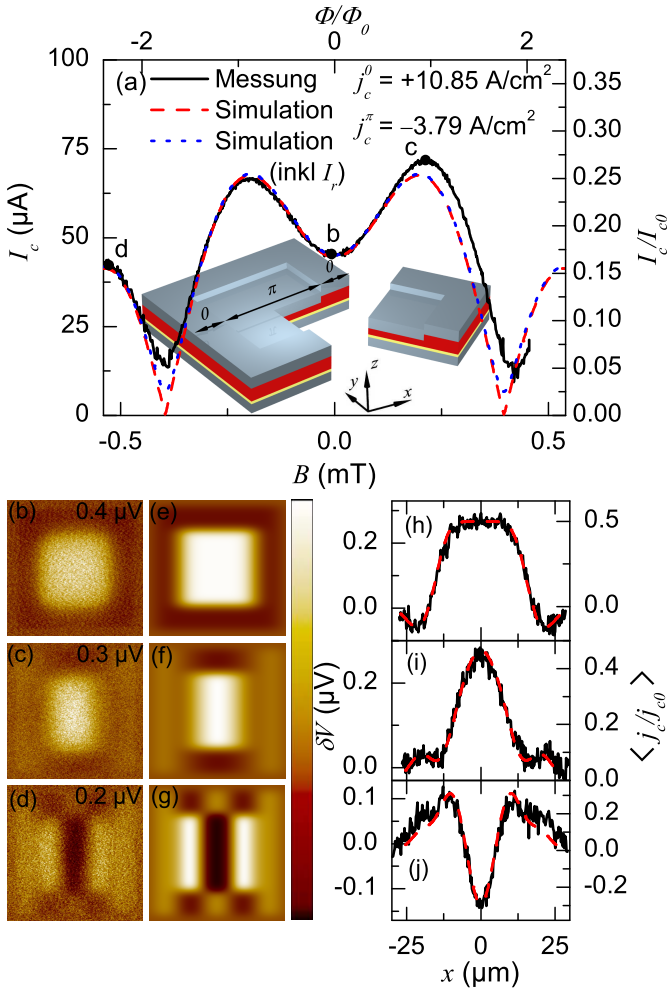
Die Daten für Kontakt AJJ19L.II31 mit der etwas größeren Fläche des 0-gekoppelten Anteils sind in Abb. 9.22 dargestellt. In Abb. 9.22(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz durchgezogen) aufgetragen. Die Kurve hat ein Minimum für  $B = 0$  mT und zwei Maxima für  $B = \pm 0.21$  mT. Das erste Nebenmaximum liegt bei  $B = -0.53$  mT. Aus der Simulation mit Gleichung (9.1) (rot gestrichelt) ergibt sich  $j_c^0 = 10.85$  A/cm<sup>2</sup> und  $j_c^\pi = 3.79$  A/cm<sup>2</sup>. Wird der Rauschstrom  $I_r$  berücksichtigt, so ergibt sich die mit Gleichung (9.3) (blau gepunktet) simulierte Kurve. Im Inset ist die Geometrie des Kontakts schematisch dargestellt. Die Werte für  $I_c/G$ ,  $I/I_c$ ,  $F_G$ ,  $F_I^0$  und  $F_I^\pi$  in den Arbeitspunkten b ( $B = 0$  mT) und c ( $B = 0.21$  mT) sind in Tab. 9.3 zu sehen. Der Suprastrom dominiert in

#	$I_c/G$ ( $\mu$ V)	$I/I_c$	$F_G$ ( $K^{-1}$ )	$F_I^0$ ( $K^{-1}$ )	$F_I^\pi$ ( $K^{-1}$ )
b	5.5	1.07	0.29	3.40	1.19
c	9.2	1.07	0.29	2.03	0.70

**Tabelle 9.3:** Abbildungsparameter für Kontakt AJJ19L.II31.

beiden Fällen. Die maximale Spannungsmodulation in Punkt b beträgt  $0.32$   $\mu$ V, womit sich  $(A_s/A_j)/\Delta T \approx 0.013$  K bzw.  $\Delta T \approx 0.42$  K ergibt. Dieser Wert liegt etwas über den bisher berechneten. Für den Spannungsoffset ergibt sich ein Wert von  $0.14$   $\mu$ V. Aus der Messung erhält man einen Wert von nahezu  $0$   $\mu$ V. Für den Punkt c ist die maximale Spannungsmodulation  $0.27$   $\mu$ V, womit sich  $(A_s/A_j)/\Delta T \approx 0.011$  K bzw.  $\Delta T \approx 0.35$  K ergibt. Damit erhält man einen Spannungsoffset von  $0.11$   $\mu$ V. Aus der Messung ergibt sich ein Spannungsoffset von  $\approx 0.04$   $\mu$ V. Für beide Messungen liegen die Spannungsverschiebungen im erwarteten Rahmen.

In Abb. 9.22(b) ist das TTREM-Spannungsbild im zentralen Minimum bei  $B = 0$  mT gezeigt. In Abb. 9.22(e) ist das simulierte Bild dargestellt, welches sehr gut mit der Messung übereinstimmt. Diese Übereinstimmung wird auch beim Vergleich der Linescans in Abb. 9.22(h) deutlich. Der 0-gekoppelte Bereich weist hier wieder ein positives Spannungssi-



**Abbildung 9.22:** (a)  $I_c(B)$ -Kennlinie (Kontakt AJJ19LII31): Vergleich zwischen Messung (schwarz durchgezogen) und Simulation nach Gleichung (9.1) (rote gestrichelt) und Gleichung (9.3) (blau gepunktet). Daraus ergibt sich  $j_c^0 = 10.85 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -3.79 \text{ A/cm}^2$ . (b), (c) und (d) sind Spannungsbilder  $\propto j_s(x, y)$ , die in den Punkten b, c und d der  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgenommen wurden. Die Farbskala ist wie in Abb. 9.5 definiert. (e), (f) und (g) sind simulierte Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ . (h), (i) und (j) zeigen Linescans  $\delta V(x)$  über die Messung (schwarz durchgezogen) und die Simulation  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  (rot gestrichelt). Im Inset ist der Kontakt schematisch dargestellt.

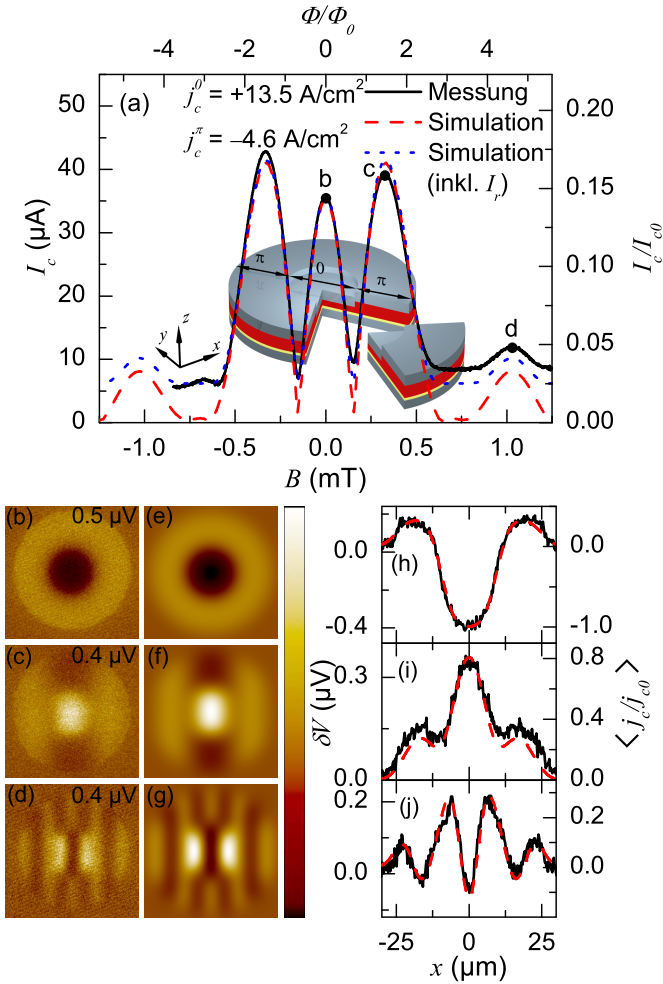
gnal auf. Vergleicht man die Anteile der Stromdichten, so erhält man  $A_0 j_c^0 / A_\pi j_c^\pi = 1.79$ . Der Anteil des 0-gekoppelten Teils ist also größer, was zu einem positiven Spannungssignal führt.

Abbildung 9.22(c) wurde im ersten Maximum bei  $B = 0.21$  mT aufgenommen. Im äußeren  $\pi$ -gekoppelten Teil ergibt sich eine Modulation von  $3/2\pi$ . In Abb. 9.22(i) sind die Linescans über die Messung (schwarz durchgezogen) und die Simulation (rot gestrichelt) aufgetragen. Sie stimmen sehr gut überein. Der Vollständigkeit halber wurde auch ein TTREM-Spannungsbild im ersten Nebenmaximum bei  $B = -0.53$  mT aufgenommen. In Abb. 9.22(d) zeigen sich für den äußeren  $\pi$ -gekoppelten Teil eine Modulation von  $5/2\pi$  und für den inneren 0-gekoppelten Teil eine Modulation von  $3/2\pi$ . Die Simulation in Abb. 9.22(g) gibt dieses Verhalten klar wieder. In Abb. 9.22(j) sind wieder die jeweiligen Linescans im Vergleich aufgetragen.

## 9.5.2 Runde 0- $\pi$ -Josephsonkontakte

Runde 0- $\pi$ -Kontakte sind ähnlich wie quadratische 0- $\pi$ -Kontakte aufgebaut. In der Mitte ist ein runder 0-Kontakt, der von einem runden  $\pi$ -Kontakt mit größerem Radius umgeben ist. Zunächst soll hier Kontakt AJJ19LI34 vorgestellt werden. Im Inset von Abb. 9.23(a) ist die Geometrie des Kontakts schematisch dargestellt. Das Koordinatensystem ist wie für die quadratischen Kontakte gewählt (Ursprung in der Mitte des Kontakts). Der Radius des gesamten Kontakts beträgt  $R = 25 \mu\text{m}$ . Der Radius des mittleren 0-gekoppelten Anteils beträgt  $r = 0.38R = 9.5 \mu\text{m}$ . Das Flächenverhältnis beträgt damit  $A_0/A_\pi = 0.17$ . Die  $I_c(B)$ -Kennlinie (durchgezogen schwarz) in 9.23(a) zeigt ein Maximum bei  $B = 0$  mT und zwei ausgeprägte Nebenmaxima bei  $B = \pm 0.33$  mT und unterscheidet sich damit kaum von der  $I_c(B)$ -Kennlinie eines linearen 0- $\pi$ -0-Kontakts. Die rot gestrichelte Kurve ist das Ergebnis einer 2D-Simulation unter Verwendung von Gleichung (9.1). Die beste Übereinstimmung erhält man für  $j_c^0 = 13.5 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -4.6 \text{ A/cm}^2$ . Die Länge des Kontakts beträgt  $2R$ , womit sich  $l \approx 0.29$  ergibt. Simuliert man das Signal entlang  $x$ , so erhält man  $\Lambda \approx 200$  nm. Dieser Wert stimmt mit den Werten der linearen Kontakte überein.

Für diesen Kontakt ist der Wert  $I_c/G \approx 6.8 \mu\text{V}$  recht klein. Unter Berücksichtigung der  $I_c$ -Detektionsschwelle  $I_r = V_{cr}G \approx 6 \mu\text{A}$  erhält

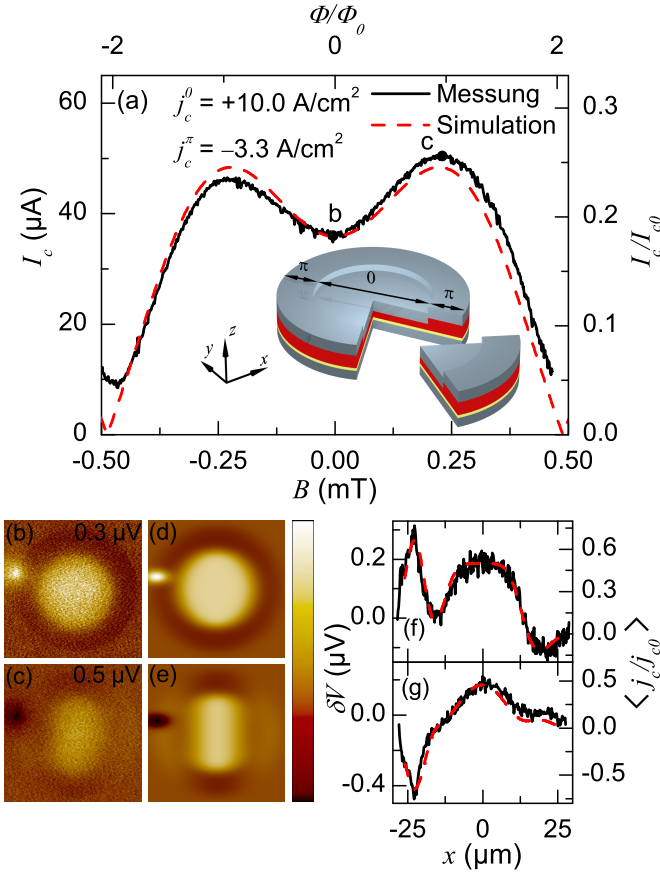


**Abbildung 9.23:** Runder 0- $\pi$ -Kontakt AJJ19LI34 aus Tabelle A.2: (a)  $I_c(B)$  mit  $B \parallel y$ . Aufgetragen ist die experimentell gemessene Kurve (schwarz durchgezogen) und die Simulation unter Verwendung von Gleichung (9.1) (rot gestrichelt) und Gleichung (9.3) (blau gepunktet). Im Inset ist schematisch die Geometrie des Kontakts dargestellt. (b)–(d) TTRM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$ . Die Arbeitspunkte sind in (a) eingezeichnet. (e)–(g) Mit Gleichung (7.10) simulierte Bilder  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$ . (h)–(j) Linescans über TTRM-Bilder  $\delta V(x)$  (schwarz durchgezogen) bei  $y = 0$ ; rot gestrichelt sind im Vergleich die mit Gleichung (7.10) simulierte Linescans  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  aufgetragen.

man die in Abb. 9.23(a) gezeigte  $I_c(B)$ -Abhängigkeit, welche sehr gut mit der Messung übereinstimmt. In Abb. 9.23(b) ist ein TTREM-Spannungsbild  $\delta V(x, y)$  gezeigt, welches im zentralen Maximum von  $I_c(B)$  aufgenommen wurde. Abbildung 9.23(e) zeigt die entsprechende Simulation  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  und Abb. 9.23(h) zeigt Linescans über die beiden Bilder. Das experimentell bestimmte Bild und die Simulation stimmen sehr gut überein. Wie zu erwarten fließt der Suprastrom im äußeren  $\pi$ -Anteil auch hier in die positive Richtung ( $A_0 j_c^0 / A_\pi j_c^\pi = 0.50$ ). Die Abbildungen 9.23(c),(f),(i) zeigen die Ergebnisse für das erste Nebenmaximum der  $I_c(B)$ -Kurve bei  $B = 0.33$  mT. In diesem Fall sieht man eine Überlagerung der sinusförmigen Modulation des Suprastroms mit der runden 0- $\pi$  Anordnung. Der Suprastrom im 0-Anteil, als auch zum größten Teil im  $\pi$ -Anteil fließt in die Richtung des Biasstroms. Dies führt zu einer Maximierung von  $I_c$ . Der Vollständigkeit halber wurden auch Bilder im zweiten Nebenmaximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie bei  $B = 1.03$  mT aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abb. 9.23(d),(g),(j) zu sehen. Das Magnetfeld führt hier zu  $7/2\pi$  Oszillationen der Suprastromdichte entlang der  $x$ -Achse. Ähnlich zu den vorherigen Fällen stimmen die experimentellen und simulierten Daten sehr gut überein. Für das Hauptmaximum mit  $I/I_c = 1.09$  erhält man  $F_G \approx 0.3 \text{ K}^{-1}$  und  $F_I^0 \approx 7.2 \text{ K}^{-1}$ ,  $F_I^\pi \approx 2.5 \text{ K}^{-1}$ . Der Offset aufgrund der Leitfähigkeitsänderung ist in diesem Fall also eher gering. Dasselbe gilt für die anderen Messpunkte. Der Hauptgrund für dieses Verhalten ist der Faktor  $j_c(x_0, y_0) A_j / I_c(B)$ , welcher in  $F_I$  eingeht.

Zum Vergleich wurde ein weiterer Kontakt gemessen, bei welchem der Radius des 0-gekoppelten Anteils größer ist. Der Radius beträgt  $r = 0.62R = 15.5 \mu\text{m}$  und damit ist das Verhältnis der beiden Flächen zueinander  $A_0/A_\pi = 0.62$ . In Abb. 9.24(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgetragen (schwarz durchgezogen). Das Inset zeigt eine schematische Darstellung der Geometrie des Kontakts. Die Kurve zeigt ein Minimum bei  $B = 0$  mT und zwei Maxima bei  $B = \pm 0.23$  mT. Die Simulation (rot gestrichelt) passt am besten zur Messung für  $j_c^0 = 10.0 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -3.3 \text{ A/cm}^2$ . Aus der Länge des Kontakts von  $2R$  erhält man  $l \approx 0.35$ , womit der Kontakt ebenfalls im Limit kurzer Kontakte liegt. Die Werte für  $I_c/G$ ,  $I/I_c$ ,  $F_G$ ,  $F_I^0$  und  $F_I^\pi$  in den Arbeitspunkten b und c sind in Tab. 9.4 zu sehen.

Das TTREM-Spannungsbild  $\delta V(x, y)$  in Abb. 9.24 wurde im zentralen



**Abbildung 9.24:** Runder 0- $\pi$ -Kontakt AJJ19LII33 aus Tabelle A.2: (a)  $I_c(B)$  mit  $B \parallel y$ . Aufgetragen ist die experimentell gemessene Kurve (schwarz durchgezogen) und die Simulation für  $j_c^0 = 10.0 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -3.3 \text{ A/cm}^2$  (Gl. (9.1)) rot gestrichelt). Im Inset ist schematisch die Geometrie des Kontakts dargestellt. (b) und (c) TTRM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  mit Kurzschluss am linken Rand des Kontakts. Die Messpunkte sind in (a) eingezeichnet und die Maximalwerte  $|\delta V_{max}|$  der Farbskala sind rechts oben im Bild angegeben. (d) und (e) Mit Gleichung (7.10) simulierte Bilder  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  inkl. Kurzschluss. (f) und (g) Linescans über die TTRM-Spannungsbilder  $\delta V(x)$  (schwarz durchgezogen); rot gestrichelt sind im Vergleich die mit Gleichung (7.10) simulierten Linescans  $\langle j_s \rangle(x)/j_c^0$  aufgetragen.



#	$I_c/G$ ( $\mu\text{V}$ )	$I/I_c$	$F_G$ ( $\text{K}^{-1}$ )	$F_I^0$ ( $\text{K}^{-1}$ )	$F_I^\pi$ ( $\text{K}^{-1}$ )
b	5.83	1.08	0.32	2.67	0.86
c	8.3	1.08	0.31	1.92	0.62

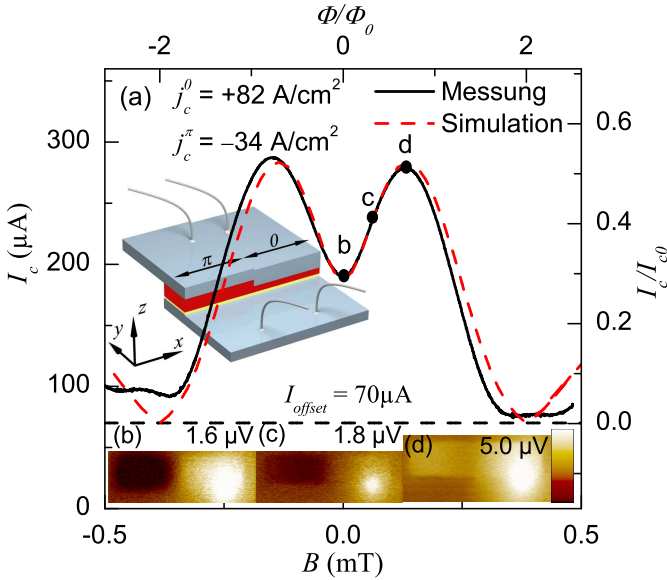
**Tabelle 9.4:** *Abbildungsparameter für Kontakt AJJ19I.II33.*

Minimum der  $I_c(B)$ -Kennlinie bei  $B = 0$  mT aufgenommen. Wie erwartet ergibt sich für den zentralen 0-gekoppelten Anteil ein positives Spannungssignal und für den äußeren  $\pi$ -gekoppelten Anteil ein negatives Spannungssignal ( $A_0 j_c^0 / A_\pi j_c^\pi = 1.89$ ). Am Rand des Kontakts ist ein weiteres positives Spannungssignal zu sehen. Für das simulierte Bild  $\langle j_s \rangle(x, y) / j_c^0$  in Abb. 9.24(d) wurde am Rand des Kontakts ein Kurzschluss angenommen, welcher eine 26-mal höhere Stromdichte  $j_c$  als der 0-gekoppelte Anteil aufweist. In Abb. 9.24(f) ist der Linescan über die Messung (schwarz durchgezogen) und der Linescan über die Simulation (rot gestrichelt) jeweils über den Bereich des Kurzschlusses aufgetragen. Es zeigt sich, dass für die Annahme eines Kurzschlusses am Rand des Kontakts die Simulation sehr gut mit der Messung übereinstimmt. Abbildung 9.24(c) wurde im Maximum der  $I_c(B)$ -Kennlinie bei  $B = 0.23$  mT aufgenommen. Am Rand des Kontakts ist ebenfalls das vom Kurzschluss verursachte Signal zu sehen. Das negative Vorzeichen des Signals wird von der Simulation in Abb. 9.24(e) wiedergegeben. In Abb. 9.24(g) sind die zugehörigen Linescans über den Bereich des Kurzschlusses aufgetragen. Es zeigt sich wie schon in Abb. 9.24(f), dass die Messung sehr gut mit der Simulation übereinstimmt, wenn am Rand des Kontakts ein Kurzschluss angenommen wird.

## 9.6 Abbildung von Defekten in SIFS-Kontakten

Die besondere Stärke des TTREMs ist lokale Informationen der Probe zu erhalten. Die Technik ist ideal zur Detektion von Inhomogenitäten und Defekten in SIFS-Kontakten. Auch bei Messungen an der ersten Generation von SIFS-Kontakten [Dön06] wurde die Homogenität der Kontakte untersucht. Darüberhinaus lassen sich, wie im letzten Abschnitt anhand eines runden 0- $\pi$ -Kontakts gezeigt wurde, Defekte im TTREM quantitativ berücksichtigen. Im Folgenden werden einige SIFS-Kontakte mit

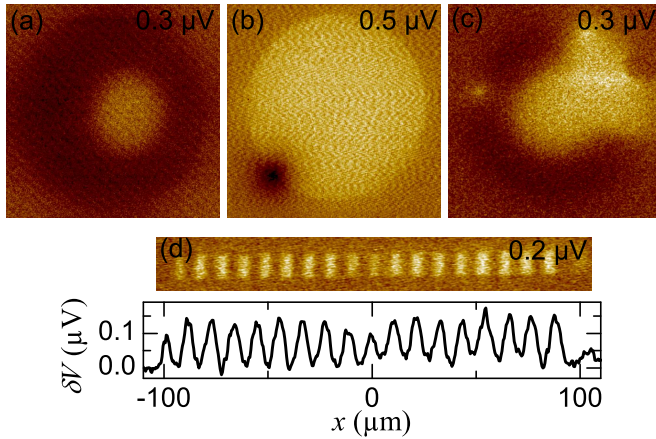
Defekten untersucht. Ein Beispiel ist in Abb. 9.25 mit dem  $0-\pi$ -Kontakt



**Abbildung 9.25:** (a)  $I_c(B)$ -Kennlinie des  $0-\pi$ -Kontaktes SINFS13.II37 (siehe Tab. A.1). Die schwarze Kurve zeigt die Messung, die rote Kurve (gestrichelt) die Simulation (Gl. (9.1)) für  $j_c^0 = 82 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -34 \text{ A/cm}^2$ . Die Messung ist um  $I_{\text{offset}} = 70 \mu\text{A}$  nach oben verschoben. (b), (c) und (d) sind TTREM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$ . Die Farbskala ist wie in Abb. 9.5 definiert.

SINFS13.II37 gezeigt. In Abb. 9.25(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie des Kontakts dargestellt (schwarz durchgezogen). Die Kennlinie ist um einen Wert  $I_{\text{offset}} = 70 \mu\text{A}$  nach oben verschoben. Dieser Wert wurde durch Simulation (rot gestrichelt) und Anwendung von Gleichung (9.3) ermittelt. Aus der Simulation ergibt sich  $j_c^0 = 82 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -34 \text{ A/cm}^2$ . Diese Verschiebung der Kurve deutet sehr stark auf einen Kurzschluss über die Probe hin, läßt sich jedoch ohne Abbildung kaum bestätigen. Es wurden TTREM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  in den Punkten b, c und d aufgenommen. Alle drei Spannungsbilder zeigen sehr deutlich, wie sich im 0-gekoppelten Teil des  $0-\pi$ -Kontakts ein Kurzschluss befindet.

Weitere Beispiele sind in Abb. 9.26 zu sehen. Abbildung 9.26(a) zeigt ein TTREM-Spannungsbild  $\delta V(x, y)$  eines runden (AJJ6M.II34)  $0-\pi$ -Kontakts. Bei diesem Kontakt liegt der zentrale 0-gekoppelte Teil



**Abbildung 9.26:** Verschiedene Defekte in SINFS-Kontakten: (a) Runder  $0-\pi$ -Kontakt AJJ19LII34 mit Verschiebung des zentralen  $0$ -gekoppelten Teils. (b) Runder  $\pi$ -Kontakt AJJ19LII83 mit Kurzschluss am Rand des Kontakts. (c) Runder  $0-\pi$ -Kontakt AJJ19LII54 mit Defekt im  $\pi$ -gekoppelten Anteil. (d) Linearer  $20\times(0-\pi)$ -Kontakt SINFS13LI44 mit unterschiedlichen Stromdichten in den einzelnen Facetten.

nicht exakt in der Mitte. In Abb. 9.26(b) ist ein runder  $0$ -Kontakt (AJJ19LII83) gezeigt, der wie Kontakt AJJ19LII33 in Abb. 9.24 einen Kurzschluss am Rand des Kontakts hat. Da der Kurzschluss annähernd punktförmig ist, läßt sich mit diesem das Strahlprofil bzw. die thermische Ausdehnung in der Probe untersuchen. Dies wird ausführlich in Anhang B.3 diskutiert. Abbildung 9.26(c) zeigt einen runden  $0-\pi$ -Kontakt (AJJ14LII54), bei welchem ein Teil des äußeren  $\pi$ -gekoppelten Anteils ebenfalls  $0$ -gekoppelt ist. Schließlich ist in Abb. 9.26(d) ein  $(0-\pi)_{20}$ -Kontakt (SINFS13LI44) gezeigt, welcher in der Mitte des Kontakts zwei Facetten hat, welche eine niedrigere Stromdichte aufweisen. Um dies deutlicher zu sehen ist der Linescan  $\delta V(x)$  über den Kontakt gezeigt. Diese Beispiele zeigen, dass das TTREM ein interessantes Werkzeug ist, um Defekte in SIFS-Josephsonkontakten exakt zu quantifizieren. Daraus lassen sich wiederum Rückschlüsse für einen verbesserten Herstellungsprozess ziehen.

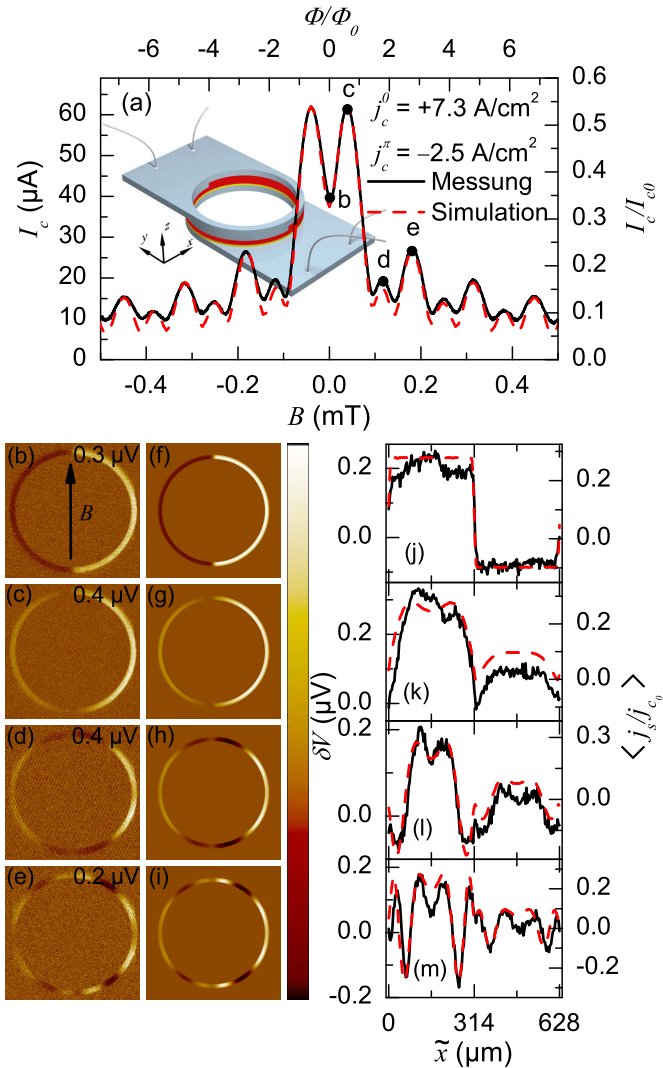
## 9.7 Annulare 0- $\pi$ -Injektorkontakte

Es gibt eine Vielzahl von Messungen zu Semifluxonen in annularen Josephsonkontakten [GSG<sup>+</sup>04; KGB<sup>+</sup>09], welche stets an Kontakten mit Injektoren durchgeführt wurden. Annulare 0- $\pi$ -Injektorkontakte sind physikalisch besonders interessant, da sie ein topologisch geschlossenes System mit 2 Vortices darstellen. Durch die Kombination mit einem zusätzlichen Injektorenpaar lassen sich diese Vortices beeinflussen. Damit würde sich beispielsweise ein Vortexmolekül im Quantenlimit untersuchen lassen, welches über das Injektorpaar beeinflusst werden kann. Dies ist mit reinen Injektorkontakten nur schwer möglich. Die SIFS-Technologie bietet also sehr spannende Möglichkeiten, wenn sich solche Kontakte im langen Limit herstellen lassen.

In Abb. 9.27 sind die Daten für eine erste Testversion eines solchen Kontakts im kurzen Limit gezeigt. Vortices sind hier noch nicht zu erwarten. Die Hälfte des Rings besteht aus einem 0-Kontakt, die zweite Hälfte aus einem  $\pi$ -Kontakt. Im Ring befinden sich also zwei 0- $\pi$ -Grenzflächen. Zusätzlich sind die Kontakte noch mit Injektoren ausgestattet. Diese sind im Inset nicht gezeigt. Bei den hier vorgestellten Kontakten befinden sich die Injektoren an der 0- $\pi$ -Grenzfläche, es wurden aber auch Kontakte untersucht, bei denen die Injektoren 90° versetzt dazu angebracht sind.

Für die Kontakte wurde ein Koordinatensystem eingeführt, welches seinen Ursprung im Zentrum des Rings hat. Die Stufe in der ferromagnetischen Schicht befindet sich in  $y$ -Richtung. In Abb. 9.27(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz durchgezogen) für  $B \parallel y$  gezeigt. Der kritischen Strom ist immer größer als 10  $\mu\text{A}$ . Dieser Offset ist in der Tat echt und ergibt sich auch aus der Simulation von  $I_c(B)$  mit  $I_r = 0$ . Der tatsächliche Wert  $I_r = 8 \mu\text{A}$  erhöht die Minima von  $I_c(B)$  nur unwesentlich. Aus der Simulation ergibt sich das Verhältnis  $j_c^\pi/j_c^0 = -0.35$ . Berücksichtigt man die Kontaktfläche  $A_j \approx 1550 \mu\text{m}^2$ , so erhält man  $j_c^0 \approx 7.3 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi \approx -2.5 \text{ A/cm}^2$ . Betrachtet man den Umfang als Länge des Kontakts, so ergibt sich daraus  $l \approx 3.5$ . Die Kontakte befinden sich also im Limit kurzer Kontakte und es ist nicht zu erwarten, dass sich Semifluxonen an der 0- $\pi$ -Grenzfläche ausbilden. Weiter erhält man  $\Lambda \approx 150 \text{ nm}$ , was etwas kleiner als in den bisher betrachteten Kontakten ist.

Die Abbildungen 9.27(b)–(e) zeigen TTREM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  für verschiedene Feldwerte. Die Feldwerte sind in Abb. 9.27(a) einge-

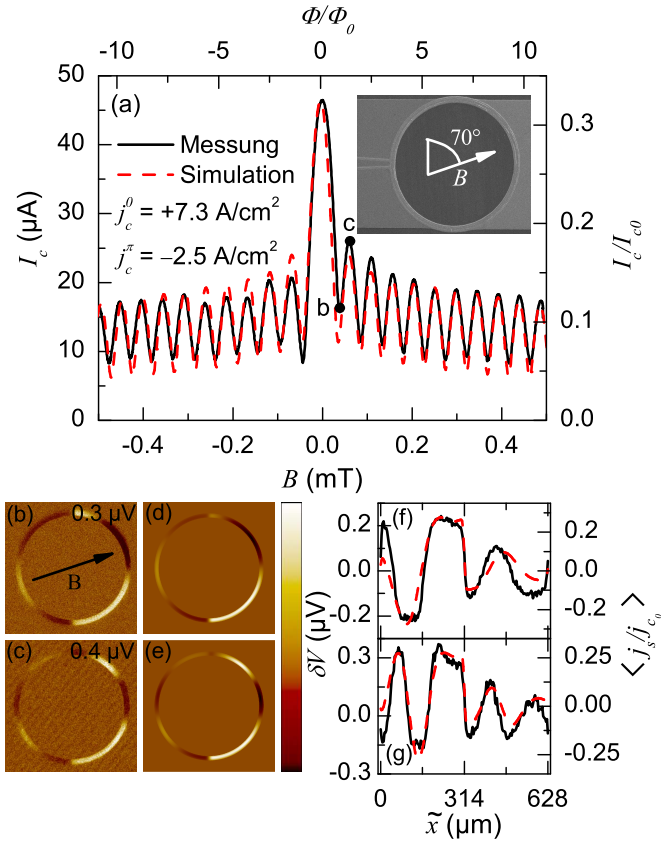


**Abbildung 9.27:** Annularer 0- $\pi$ -Kontakt (AJJ19I-I112, Tabelle A.2) mit  $B \parallel y$ . (a)  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz durchgezogen) und Simulation (rot gestrichelt). Das Inset zeigt schematisch die Geometrie des Kontakts. (b)–(e) LT-SEM Spannungsbilder, die Arbeitspunkte sind in (a) angegeben. Die Farbskala ist wie in Abb. 9.5 definiert. (f)–(i) mit Gleichung (7.10) simulierte Bilder. (g)–(m) Vergleich der Linescans aus Simulation (rot gestrichelt)  $\langle j_s \rangle(\tilde{x})/j_c^0$  und Messung (schwarz durchgezogen)  $\delta V(\tilde{x})$ . Die kurvenförmige Koordinate  $\tilde{x}$  läuft entlang des Umfangs.

zeichnet. In Abb. 9.27(b) ist das Spannungsbild im zentralen Minimum von  $I_c(B)$  für  $B = 0 \text{ mT}$  gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, wie der Suprastrom im  $\pi$ -Teil (linke Hälfte) entgegen der Richtung des Biasstroms fließt. Im Maximum bei  $B = 0.04 \text{ mT}$  fließt der Suprastrom sowohl im 0-Anteil, als auch im  $\pi$ -Anteil in die Richtung des Biasstroms (vgl. Abb. 9.27(c)). Die Abbildungen 9.27(d) und 9.27(e) sind in den darauffolgenden Maxima von  $I_c(B)$  aufgenommen. Die Bilder zeigen mehrere Regionen, in denen der Suprastrom entgegen dem Biasstrom fließt. In all diesen Fällen lassen sich die TTREM-Bilder sehr gut durch die Simulationen in Abb. 9.27(f)–(i) nachbilden. Auch die entsprechenden Linescans in 9.27(j)–(m) zeigen eine sehr gute Übereinstimmung von Messung und Simulation. Die Linescans sind entlang des Umfangs der Kontakte gemessen worden. Die obere 0- $\pi$ -Grenzfläche bildet den Anfangspunkt, der Umlauf ist im Uhrzeigersinn.

In einem weiteren Schritt wurde das Magnetfeld um  $70^\circ$  gegenüber der  $x$ -Achse gedreht. Die entsprechenden Daten sind in Abb. 9.28 dargestellt. Für diese Feldorientierung unterscheidet sich die  $I_c(B)$ -Kennlinie vom Fall  $B \parallel y$  deutlich. In Abb. 9.28(a) ist die Kennlinie (schwarz durchgezogen) dargestellt. Die Simulation (rot gestrichelt) wurde mit den gleichen Werten für  $j_c^0$  und  $j_c^\pi$  wie in Abb. 9.27(a) durchgeführt und gibt die Kennlinie ebenfalls sehr gut wieder. Wird das Feld noch weiter zur  $x$ -Achse hin rotiert, so zeigt die Simulation, dass die Höhe der Nebenmaxima in  $I_c(B)$  weiter abnimmt und für den Fall  $B \parallel x$  nur noch die halbe Höhe wie im Fall  $70^\circ$  aufweist. Die Minima in  $I_c$  nehmen den Wert Null an. Daraus läßt sich erkennen, dass annuläre 0- $\pi$ -Kontakte sehr empfindlich auf Fehlorientierungen des Magnetfeldes relativ zur  $x$ -Achse reagieren. Dies läßt sich mit den  $20 \times (0-\pi)$ -Kontakten vergleichen, bei welchen die Magnetfeldkomponenten senkrecht zur Probenebene die  $I_c(B)$ -Kennlinie ebenfalls stark beeinflusst. In den Abbildungen 9.28(b) und 9.28(c) sind die TTREM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  für das erste Minimum ( $B = 0.04 \text{ mT}$ ) und das erste Nebenmaximum ( $B = 0.06 \text{ mT}$ ) der  $I_c(B)$ -Kennlinie gezeigt. Die Abbildungen 9.28(d) und 9.28(e) zeigen die mit Gleichung (7.10) simulierten Bilder. Der Vergleich der Linescans aus Messung und Simulation in Abb. 9.28(f) und 9.28(g) zeigt wieder eine sehr gute Übereinstimmung.

Es zeigt sich also, dass sich annuläre 0- $\pi$ -Kontakte mit Injektoren in guter Qualität herstellen lassen. Experimente mit Injektoren wurden eben-



**Abbildung 9.28:** (a)  $I_c(B)$ -Kennlinie des annularen 0- $\pi$ -Kontaktes SINFS13LI112 (siehe Tab. A.2). Das Magnetfeld  $B$  liegt unter einem Winkel von  $70^\circ$  zur  $y$ -Achse an. Die schwarze Kurve zeigt die Messung, die rote Kurve (gestrichelt) die Simulation für  $j_c^0 = 7.3 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -2.5 \text{ A/cm}^2$ . Im Inset ist eine REM-Aufnahme des Kontakts mit Magnetfeldrichtung gezeigt. (b) und (c) sind TTRM-Spannungsbilder  $\propto j_s(x, y)$  in den Punkten b und c der  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgenommen. (d) und (e) sind simulierte Spannungsbilder mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ . (f) und (g) zeigen Linescans  $\delta V(\tilde{x})$  über die Messung (schwarze Kurve) und simulierte Linescans  $\langle j_s \rangle(\tilde{x})/j_c^0$  (rot gestrichelt) welche mit Gleichung (7.10) für  $\tilde{x}$  simuliert wurden.

falls durchgeführt. Allerdings kam es durch die Verwendung der Injektoren zu einem starken Aufheizen der Probe. Für zukünftige Experimente muss hier der Messaufbau optimiert werden.

## 9.8 SIFS-Kontakte mit starkem Ferromagneten

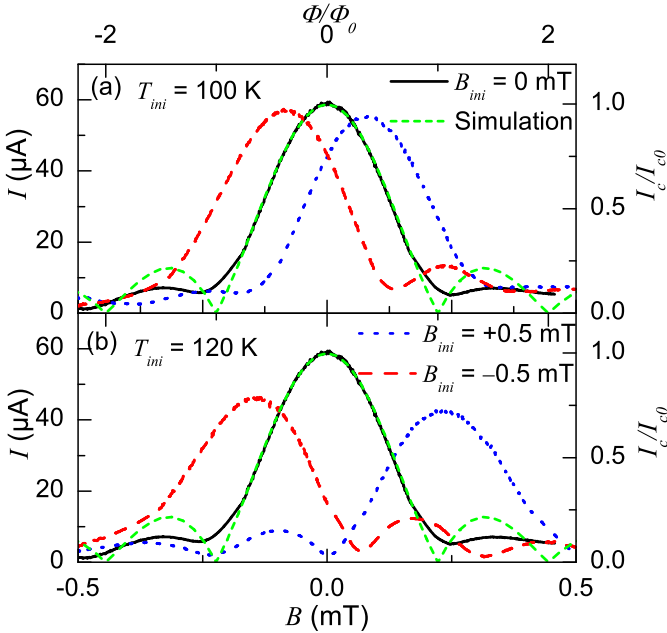
Bei den bisherigen Experimenten lag das Hauptaugenmerk auf der Qualität der Kontakte und der Realisierbarkeit verschiedener interessanter Geometrien. Mit dem TTREM können aber auch die Eigenschaften des Ferromagneten selbst untersucht werden. So kommt es beispielsweise bei einem starken Ferromagneten zur Ausbildung von Domänen, die wiederum zu Veränderungen im TTREM-Spannungsbild führen sollten. Zu diesem Zweck wurde anhand eines Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>Cu/Ni/Nb-Kontakts (cSFSNM\_410, normierte Länge  $l \approx 0.25$ ) untersucht, ob SIFS-Kontakte mit starkem Ferromagneten Ni anstelle von Ni<sub>60</sub>Cu<sub>40</sub> besondere Merkmale in den TTREM-Spannungsbildern zeigen. Der untersuchte Kontakt hat eine Länge von  $L = 100 \mu\text{m}$  und eine Breite von  $B = 50 \mu\text{m}$ . Der Kontakt ist ein  $\pi$ -Kontakt mit  $d_F = 3.2 \text{ nm}$  und ist gleich aufgebaut wie in [Wei08] beschrieben.

Zunächst wurde in einem Badkryostaten (siehe Kapitel 5.1) die Abhängigkeit der  $I_c(B)$ -Kennlinie von einer remanenten 2D-Magnetisierung der ferromagnetischen Ni-Schicht systematisch untersucht. Die maximale Verschiebung der  $I_c(B_y)$ -Kennlinie für einen starken Ferromagneten wie Ni bei voller Magnetisierung in der Ebene läßt sich recht leicht abschätzen [Wei08]. Das magnetische Moment beträgt  $0.6 \mu_B$  [AMS58], die spezifische Dichte  $\rho = 8.9 \text{ g/cm}^{-3}$  (bulk-Material). Damit ergibt sich eine Magnetisierung  $\mu_0 M = 0.64 \text{ T}$ . Ein Probe mit der Länge  $L_x = 100 \mu\text{m}$  und einer ferromagnetischen Schichtdicke von  $d_F = 3 \text{ nm}$  enthält folglich einen magnetischen Fluss  $\Phi_M = d_F L_x \mu_0 M$ . Der gesamte magnetische Fluss  $\Phi$  im Josephsonkontakt setzt sich nun zusammen aus dem extern angelegten Fluss  $\Phi_H = (2\lambda_L + d_F)L_x B_y$  und der Magnetisierung  $\Phi_M$ , d.h.  $\Phi = \Phi_H \pm \Phi_M = 8.85\Phi_0 B_y / \text{mT} \pm 92\Phi_0$ . Die  $I_c(B_y)$ -Kennlinie ist also um 92 Perioden vom Zentrum verschoben. Diese einfache Rechnung vernachlässigt allerdings den nichtmagnetischen Anteil des Ferromagneten (dead layer) [LCEM], wie er in SFS/SIFS-Josephsonkontakten



vorkommen kann [WKG<sup>+</sup>06a; OBF<sup>+</sup>06; RPB<sup>+</sup>07], sowie eine Entmagnetisierung durch Domänenbildung. Reale Ni-Dünnschichten neigen dazu komplexe Magnetisierungsprofile und Domänenstrukturen in Abhängigkeit von  $d_F$  auszubilden [GCP<sup>+</sup>02]. Integrale Magnetisierungsmessungen an Supraleiter/Ferromagnet-Schichten zeigen ein komplexes, von der Temperatur und dem angelegten Magnetfeld abhängiges Verhalten. Außerdem spielt die Vorgesichte der Probe [MCG08; JKL<sup>+</sup>07] eine wichtige Rolle. So kommt es in Supraleiter/Ferromagnet-Strukturen beispielsweise spontan zu Änderungen der Streufelder, da sich die Verteilung der magnetischen Domänenstrukturen ändert [DGNG02]. Die lokale Magnetisierung hängt von Streufeldern der Domänen in der Umgebung ab, wie auch von der Flussfokussierung durch die supraleitenden Elektroden [BLBB05; WNC<sup>+</sup>07] oder von strominduzierten Spinmodulationen an Ferromagnet/Supraleiter-Schnittstellen [JvH<sup>+</sup>99]. Die Erfahrung zeigt, dass die durchschnittliche Magnetisierung in SFS/SIFS-Josephsonkontakten viel kleiner ist als die maximale Magnetisierung, die weiter oben abgeschätzt worden ist. Allerdings wurde in [Wei08] gezeigt, dass bereits eine remanente 2D-Magnetisierung von nur 1% des maximalen Wertes die  $I_c(B)$ -Kennlinie stark beeinflussen kann. Um dies zu untersuchen wurde die Probe zunächst in einem Badkryostaten auf  $T = 4.2\text{ K}$  abgekühlt und eine  $I_c(B)$ -Kennlinie gemessen. Die Probe wurde dann in 10 K Schritten aufgewärmt, jeweils ein Magnetfeld von  $B_{ini} = \pm 0.5\text{ mT}$  angelegt und dann ohne Magnetfeld  $B$  auf  $T = 4.2\text{ K}$  abgekühlt. Es zeigt sich, dass ab einer Temperatur  $T_{ini} \geq 100\text{ K}$  eine Verschiebung des Maximums der  $I_c(B)$ -Kennlinie auftritt. Dies deutet darauf hin, dass ab dieser Temperatur die Magnetisierung  $M$  der ferromagnetischen Zwischenschicht durch das angelegte Magnetfeld  $B$  beeinflusst wird.

Für  $T = 100\text{ K}$  und  $T = 120\text{ K}$  zeigen die Abbildungen 9.29(a,b) exemplarisch die gemessenen  $I_c(B)$ -Kennlinien für  $B_{ini} = 0\text{ mT}$ . Zum Vergleich ist eine simulierte Kurve aufgetragen. Es ist keine Verschiebung aufgrund der Magnetisierung der ferromagnetischen Ni-Zwischenschicht zu erkennen. In Abb. 9.29(a) sind zwei Kurven gezeigt, für welche die Probe erst auf  $T_{ini} = 100\text{ K}$  aufgewärmt, dann kurz einem Magnetfeld von  $|B_{ini}| = 0.5\text{ mT}$  ausgesetzt, und wieder ohne Magnetfeld auf  $T = 4.2\text{ K}$  abgekühlt worden ist. Die gemessene Verschiebung des Maximums der  $I_c(B)$ -Kennlinie beträgt  $\Phi \approx \pm 0.36\Phi_0$ . Darüberhinaus



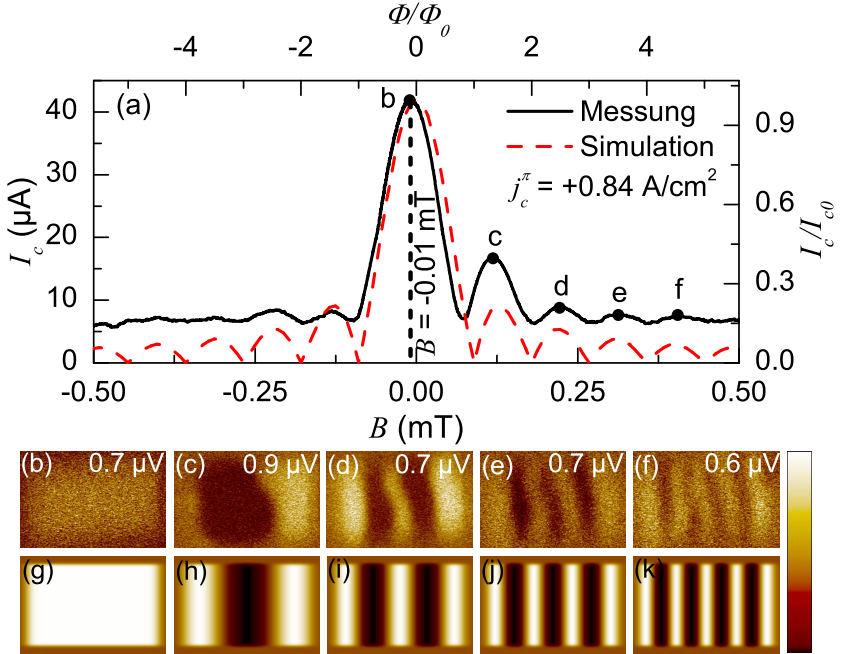
**Abbildung 9.29:** (a) Die schwarze Kurve zeigt die gemessene  $I_c(B)$ -Kennlinie, die gestrichelte grüne Kurve zeigt die Simulation (Gl. (9.1)) für Kontakt cSFSNIM\_410. Die rote Kurve (gestrichelt) und die blaue Kurve (gepunktet) sind  $I_c(B)$ -Kennlinien für ein Anfangsfeld  $B_{ini} = \pm 0.5\text{ mT}$  bei  $T_{ini} = 100\text{ K}$ . (b) hier ist  $T_{ini} = 120\text{ K}$ .

ist auch der maximale kritische Strom mit  $I_{c,max} = 0.97I_0$  bzw.  $I_{c,max} = 0.93I_0$  etwas niedriger also für  $B_{ini} = 0\text{ mT}$ . Ähnliches zeigt sich auch in [Wei08]. Diese Verschiebung läßt sich wieder rückgängig machen, indem die Probe erneut auf eine Temperatur  $T_{ini} \geq 100\text{ K}$  gebracht und dann ein Wechselfeld  $B_{ini} = \pm 0.5\text{ mT}$  angelegt wird.

Abbildung 9.29(b) zeigt Messungen für  $T_{ini} = 120\text{ K}$ . Wieder ergeben sich zwei  $I_c(B)$ -Kennlinien, für welche das Maximum verschoben ist. Das Maximum ist um  $\Phi \approx 1.0\Phi_0$  bzw.  $\Phi \approx -0.8\Phi_0$  verschoben und der maximale kritische Strom beträgt  $I_{c,max} = 0.71I_0$  bzw.  $I_{c,max} = 0.78I_0$ . Diese Messungen zeigen, dass sich ein SIFS-Kontakt mit starkem Ferromagneten Ni durch Anlegen eines Feldes  $B_{ini}$  bei einer Temperatur  $T_{ini}$  magnetisieren läßt.

Im TTREM sollte nun untersucht werden, ob eine Magnetisierung

Auswirkungen auf die TTREM-Spannungsbilder hat. Die Probe wurde dazu ohne ein Magnetfeld  $B_{ini}$  im TTREM abgekühlt. In Abb. 9.30(a) ist die gemessene  $I_c(B)$ -Kennlinie aufgetragen. Sie ist bzgl. der Theorie-



**Abbildung 9.30:**  $\pi$ -Kontakt mit starkem Ferromagneten (*cSFSNIM\_410*): (a) kritischer Strom  $I_c$  in Abhängigkeit des Magnetfelds  $B$ . Die schwarze durchgezogene Kurve zeigt die Messung für  $T = 4.35 \text{ K}$ . Die gestrichelte rote Kurve ist die numerische Simulation (Gl. (9.1)). Die Messung ist bzgl. der Simulation um  $\Phi \approx -0.10\Phi_0$  verschoben. Die Abbildungen (b)–(f) wurden im TTREM aufgenommen. Die Farbskala ist wie in Abb. 9.5 definiert. In (g)–(k) sind simulierte Spannungsbilder  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  mit  $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$  gezeigt.

kurve um  $\Phi \approx -0.10\Phi_0$  verschoben, was auf eine leichte Magnetisierung  $M$  hinweist. Die kritische Stromdichte von  $j_c^0 = 0.84 \text{ A/cm}^2$  ist im Vergleich zu den vorher vorgestellten Kontakten sehr niedrig. In Abb. 9.30 sind gemessene und simulierte TTREM-Spannungsbilder gezeigt, die in den in Abb. 9.30(a) markierten Arbeitspunkten aufgenommen wurden. Deutlich zu erkennen ist eine homogene Stromverteilung im Hauptmaximum (Abb. 9.30(b)). Es sind keine Hinweise auf einen

Einfluss der Ni-Schicht zu erkennen. In den Nebenmaxima (Abb. 9.30(c)–(f)) ist die erwartete sinusförmige Signalmodulation deutlich zu erkennen. Allerdings sind die Modulationen in der Mitte des Kontakts im Vergleich zu den simulierten Bildern  $\langle j_s \rangle(x, y)/j_c^0$  in Abb. 9.30(h)–(k) leicht verkrümmt. Besonders stark tritt dies in den Abb. 9.30(c) und 9.30(d) zutage. Diese Verkrümmungen sind ein deutlicher Hinweis auf Streufelder, wie sie z.B. durch Domänen zustande kommen. Es wäre aber auch denkbar, dass die Verkrümmung auf einer Variation der Dicke der ferromagnetischen Zwischenschicht beruht. Dem widerspricht jedoch die Homogenität des Signals in Abb. 9.30(a). Sind Streufelder für die Signalverzerrung verantwortlich, dann sollte sich das TTREM-Bild für verschiedene  $M$  unterscheiden. Aufgrund von technischen Schwierigkeiten wurde dies nicht untersucht. Zukünftig bietet sich hier allerdings eine interessante Möglichkeit, den Einfluss von Domänen im Ferromagneten eines SIFS-Kontakts genauer zu untersuchen.

## 9.9 Zusammenfassung und Vergleich mit Kuprat/Nb-Rampenkontakten

In diesem Kapitel wurden SIFS-Josephsonkontakte mit ganz unterschiedlichen Geometrien untersucht: 0-,  $\pi$ -, 0- $\pi$ -, 0- $\pi$ -0-, 0/2- $\pi$ -0/2-,  $20 \times (0-\pi)$ -Kontakte, sowie quadratische und runde Kontakte, bei denen der 0- $\pi$ -Übergang topologisch geschlossen ist und annulare Kontakte mit zwei 0- $\pi$ -Diskontinuitäten. Mit dem TTREM wurde die Suprastromverteilung in diesen Kontakten abgebildet und es konnte gezeigt werden, dass die 0- und  $\pi$ -Teile, wie vorhergesagt, kritische Ströme  $j_c^0 > 0$  und  $j_c^\pi < 0$  aufweisen. In den einzelnen 0- oder  $\pi$ -Teilen ist die kritische Stromdichte sehr homogen. Die Messungen demonstrieren das Potential der aktuellen SIFS-Technologie. 0- $\pi$ -Anordnungen, wie z.B. die quadratischen oder runden 0- $\pi$ -Kontakte, lassen sich mit keiner anderen bis heute bekannten Technologie realisieren [HAS<sup>+</sup>03; SAB<sup>+</sup>02; ADS<sup>+</sup>05; GSG<sup>+</sup>04].

Für alle Kontakte mit NiCu-Zwischenschicht konnte im Rahmen der Auflösung von einigen  $\mu\text{m}$  keine Inhomogenitäten des Spannungssignals aufgrund einer inhomogenen Magnetisierung des Ferromagneten beobachtet werden. In Abschnitt 9.8 wurden SIFS-Kontakte mit starkem Ferromagneten Ni untersucht. Hier konnte zwar ein inhomogenes Spannungssignal für  $B \neq 0 \text{ mT}$  beobachtet werden, um daraus aber Rück-

schlüsse auf die Magnetisierung des Ferromagneten ziehen zu können, sind zukünftig noch weitere Experimente nötig.

### **Vergleich mit Kuprat/Nb-Rampenkontakten**

Kuprat/Nb-Rampenkontakte und SIFS-Kontakte lassen sich mit kritischen Stromdichten in derselben Größenordnung herstellen. Durch die Experimente in dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die kritische Stromdichte in SIFS-Kontakten wesentlich homogener über die Kontakte verläuft als es bei Kuprat/Nb-Rampenkontakten der Fall ist.

Betrachtet man die Geometrie der Kontakte, so bieten die Kuprat/Nb-Rampenkontakten keine sehr große Flexibilität. Die Ordnungsparametersymmetrie im Kuprat-Supraleiter gibt die Richtung der einzelnen Facetten vor. SIFS-Kontakte bieten die Möglichkeit fast beliebige Geometrien realisieren zu können. Neben linearen Kontakten lassen sich die  $0-\pi$ -Barrieren auch topologisch schließen (Absch. 9.5) oder bspw. mit der Injektortechnologie verknüpfen (Abschn. 9.7).

Beide Technologien bieten die Möglichkeit Semifluxonen zu untersuchen. Für die Untersuchung von dynamischen Effekten verspricht die niedrigere Dämpfung von SIFS-Kontakten allerdings klare Vorteile. Die Kuprat/Nb-Rampenkontakt-Technologie bietet dagegen die Möglichkeit, die Ordnungsparametersymmetrie des Kuprats zu bestimmen. Mit dem TTREM ließ sich in dieser Arbeit bei Kuprat/Nb-Rampenkontakten eine bessere Auflösung erzielen ( $\sigma = 2.5 \mu\text{m}$ ) als bei SIFS-Kontakten ( $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ ). Dies liegt an der recht dicken ( $\approx 300 \text{ nm}$ ) abschließenden Nb-Schicht der SIFS-Kontakte und läßt sich noch optimieren.

## Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass sowohl Kuprat/Nb-Rampenkontakte als auch SIFS-Kontakte interessante Systeme für zukünftige Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung darstellen. Bei den Experimenten an SIFS-Kontakten stand dabei die Untersuchung von kurzen Kontakten im Fokus. Im Vordergrund stand vor allem die Fragestellung nach der Qualität der Kontakte und der Realisierbarkeit verschiedener interessanter Geometrien für spätere Experimente mit Flussquanten. In Abschnitt 9.3.2 wurden  $0\text{-}\pi\text{-}0$ -Kontakte mit Stromdichten bis zu  $j_c^\pi \approx 42 \text{ A/cm}^2$  bei  $T \approx 4.5 \text{ K}$  vorgestellt. Dieser Wert liegt eine Größenordnung über den bisher erreichten Werten für SIFS-Kontakte mit NiCu-Zwischenschicht [WTK06; WKG<sup>+</sup>06a]. Zwar wurden in Abschnitt 9.3.1 bereits erste Hinweise auf ein Semifluxon am  $0\text{-}\pi$ -Übergang gefunden, allerdings sollte  $j_c^\pi$  mindestens um eine weitere Größenordnung erhöht werden ( $\approx 1 \text{ kA/cm}^2$ ) um Werte von  $\lambda_J \lesssim 20 \mu\text{m}$  zu erhalten. Erst dann werden  $0\text{-}\pi$ -Kontakte mit geeigneten Längen (in Einheiten von  $\lambda_J$ ) realisierbar, um die Dynamik von Semifluxonen untersuchen zu können. Damit wäre es dann beispielsweise möglich, Semifluxonen in geschlossenen Ringen oder Vortices, die sich überschneiden, zu erhalten. Dies konnte bisher mit keiner anderen Technologie realisiert werden.

So könnten z.B. Semifluxonen in annularen  $0\text{-}\pi$ -Injektorkontakten (siehe Abschn. 9.7) durch Einbringen eines zusätzlichen Fluxons beeinflusst werden. SIFS-Kontakte mit Mult- $0\text{-}\pi$ -Kontakten (siehe Abschn. 9.4) haben bereits viele interessante Eigenschaften, wie z.B. eine große Empfindlichkeit für verschiedene Magnetfeldkomponenten gezeigt. Sie bieten die Möglichkeit für weitere fundamentale Experimente, wie z.B. der Realisierung von  $\varphi$ -Kontakten. Es wäre sogar denkbar  $0$ - und  $\pi$ -Kontakte in einem Schachbrettmuster anzuordnen, um sich kreuzende  $0\text{-}\pi$ -Barrieren zu erhalten.

Bei den Kuprat/Nb-Rampenkontakten wurde im Rahmen dieser Arbeit festgestellt, dass die Stromdichten der  $0\text{-}\pi$ -Facetten sehr inhomogen sind. Hier bietet das TTREM die Möglichkeit einer Qualitätskontrolle für zukünftig verbesserte Herstellungsprozesse. Eine besonders spannende Frage dürfte allerdings sein, ob es zukünftig gelingt, die recht neuen, auf Eisenarsenid basierenden Supraleiter [KWHH08; Gra08], mit einem  $s$ -Wellen-Supraleiter zu kombinieren. Erste Versuche dazu sind bereits

positiv verlaufen [ZOL<sup>+</sup>09; ZSB<sup>+</sup>09; CTK<sup>+</sup>10]. Damit wäre es möglich mit dem TTREM die vieldiskutierte Ordnungsparametersymmetrie  $s_{\pm}$  [MSJD08] in eisenarsenidbasierten Supraleitern zu untersuchen.

# Anhang A

## Probenübersicht

Im Rahmen dieser Arbeit wurden SIFS-Kontakte auf verschiedenen Chips untersucht. Auf Chip SINFS13I befinden sich lineare, auf Chip AJJ19I und AJJ14I annulare und runde und auf Chip cSFSNIM lineare Kontakte mit starkem Ferromagneten. Es wurden 29 SIFS-Kontakte auf Chip SINFS13I, 7 auf Chip AJJ19I, 1 auf Chip AJJ14I und 2 auf Chip cSFSNIM untersucht. In Abb. A.1 ist Chip SINFS13I und in Abb. A.2 Chip AJJ19I gezeigt (Chip AJJ14I ist gleich aufgebaut). Die rot gekennzeichneten Kontakte wurden in dieser Arbeit vorgestellt. Die blau gekennzeichneten wurden ebenfalls untersucht und sind in Tab. A.1 bzw. Tab. A.2 aufgelistet. Die Bezeichnung der Kontakte ist wie folgt: Zuerst kommt die Bezeichnung des Chips, dann folgt der Bereich (I, II, III) auf dem Chip, gefolgt von der Reihe und der Spalte.



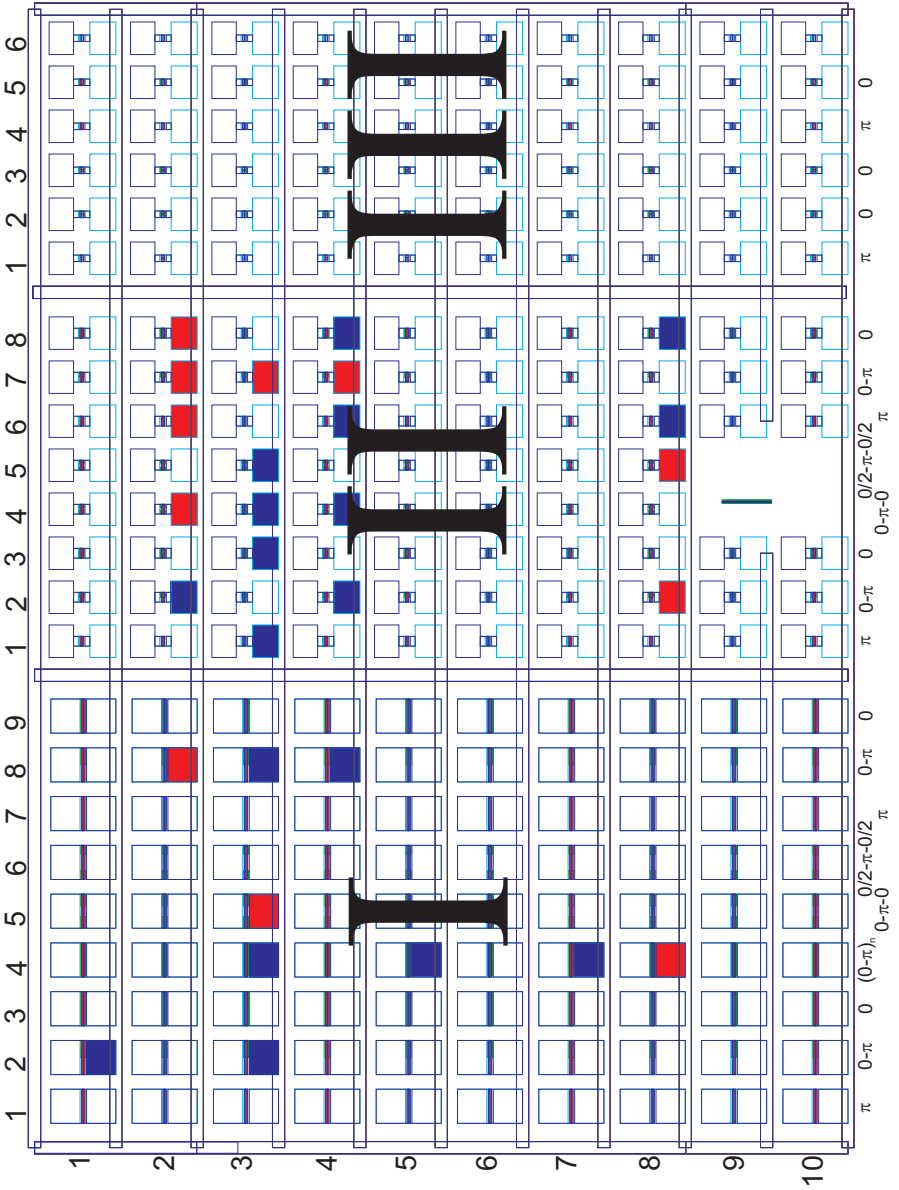


Abbildung A.1: CAD-Zeichnung von Chip SINFS131.

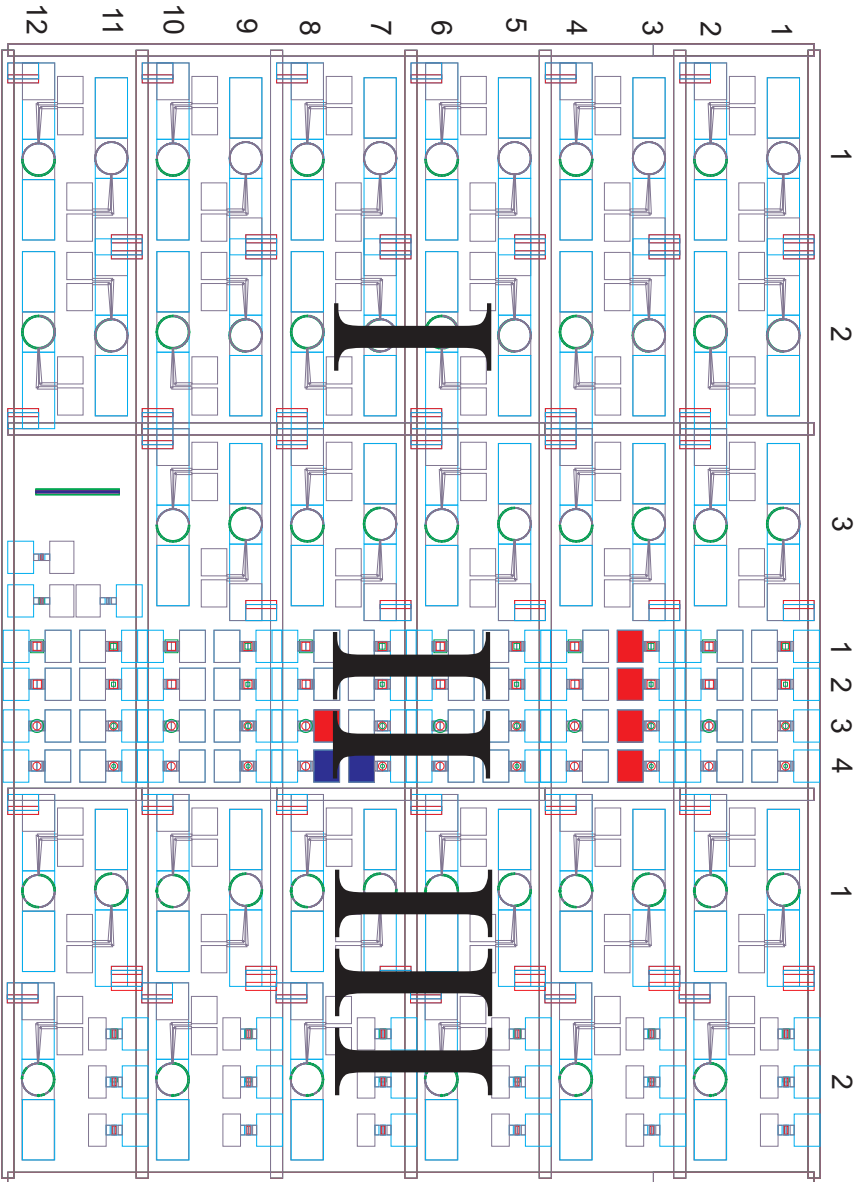


Abbildung A.2: CAD-Zeichnung von Chip AJ191.

**Chip SINFS13I**

#	BEZEICHNUNG	N	a( $\mu\text{m}$ )	W( $\mu\text{m}$ )	$j_c^0$ (A/cm <sup>2</sup> )	$ j_c^\pi $ (A/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_J^0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_J^\pi$ ( $\mu\text{m}$ )	l
#1	SINFS13I12	1	200	10	38	-	62	-	3.2
#2	SINFS13I28	2	200	10	48	41	55	59	3.5
#3	SINFS13I32	1	200	10	37	-	63	-	3.2
#4	SINFS13I34	40	200	10	38	33	62	66	3.1
#5	SINFS13I35	3	200	10	38	33	63	66	3.1
#6	SINFS13I38	2	200	10	57	30	51	70	3.6
#7	SINFS13I48	2	200	10	56	30	51	69	3.4
#8	SINFS13I54	40	200	10	38	32	64	65	3.1
#9	SINFS13I74	40	200	10	38	31	62	68	3.1
#10	SINFS13I84	40	200	10	37	30	63	70	3.0
#11	SINFS13I122	2	50	10	63	33	48	66	0.9
#12	SINFS13I124	3	50	10	68	42	46	59	1.0
#13	SINFS13I126	1	50	10	-	35	-	65	0.8
#14	SINFS13I127	2	50	10	85	35	41	65	1.0
#15	SINFS13I128	1	50	10	85	-	41	-	1.2
#16	SINFS13I131	1	50	10	-	35	-	65	0.8
#17	SINFS13I133	1	50	10	59	-	50	-	1.0
#18	SINFS13I134	3	50	10	62	41	48	60	0.9
#19	SINFS13I135	3	50	10	61	35	49	66	0.9
#20	SINFS13I137	2	50	10	102	36	38	64	1.1

Fortsetzung auf der nächsten Seite

#	BEZEICHNUNG	N	a ( $\mu\text{m}$ )	W ( $\mu\text{m}$ )	$j_c^0$ (A/cm $^2$ )	$ j_c^\pi $ (A/cm $^2$ )	$ j_c^\pi $ (A/cm $^2$ )	$\lambda_J^0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_J^\pi$ ( $\mu\text{m}$ )	l
#21	SINFS13LII42	2	50	10	51	33	33	53	66	0.9
#22	SINFS13LII44	3	50	10	57	43	43	51	58	0.9
#23	SINFS13LII46	1	50	10	-	34	34	-	65	1.0
#24	SINFS13LII47	2	50	10	72	35	35	45	65	1.0
#25	SINFS13LII48	1	50	10	74	-	-	44	-	1.0
#26	SINFS13LII82	2	50	10	34	34	34	65	65	0.8
#27	SINFS13LII85	3	50	10	38	33	33	62	66	0.8
#28	SINFS13LII86	1	50	10	-	34	34	-	65	0.8
#29	SINFS13LII88	1	50	10	45	-	-	57	-	0.9

**Tabelle A.1:** Parameter für die linearen Kontakte auf Chip SINFS13I bei einer Temperatur  $T = 4.5\text{ K}$ : Anzahl der Facetten  $N$ , Facettenlänge  $a$ , Kontaktbreite  $W$ , kritische Stromdichten  $j_c^0$  und  $|j_c^\pi|$ ,  $\lambda_J^0$  und  $\lambda_J^\pi$  sind die Josephson-Eindringtiefen im 0- bzw.  $\pi$ -Teil.  $l$  ist die normierte Kontaktlänge.

Chip AJJ191

#	BEZEICHNUNG	N	R, $L_\pi$ ( $\mu\text{m}$ )	$r, L_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$j_c^0$ (A/cm $^2$ )	$ j_c^\pi $ (A/cm $^2$ )	$\lambda_J^0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_J^\pi$ ( $\mu\text{m}$ )	$l$
#1	AJJ191II31	2	50	31	10.85	3.79	115	169	0.34
#2	AJJ191II32	2	50	19	11.4	3.76	113	197	0.35
#3	AJJ191II33	2	25	15.5	10	3.30	121	210	0.35
#4	AJJ191II34	2	25	9.5	13.5	4.6	104	178	0.29
#5	AJJ191II74	2	25	9.5	10.72	4.18	117	187	0.35
#6	AJJ191II83	1	25	-	8.71	-	129	-	0.39
#7	AJJ191II84	1	25	-	-	3.87	-	194	0.26

**Tabelle A.2:** Parameter für die runden Kontakte auf Chip AJJ191 bei einer Temperatur  $T = 4.5\text{K}$ : Anzahl der Facetten  $N$ , äußerer Radius  $R$  und Länge  $L_\pi$ , innerer Radius  $r$  und Länge  $L_0$ , kritische Stromdichten  $j_c^0$  und  $|j_c^\pi|$ ,  $\lambda_J^0$  und  $\lambda_J^\pi$  sind die Josephson-Eindringtiefen im 0- bzw.  $\pi$ -Teil.  $l$  ist die normierte Kontaktlänge.

# Anhang B

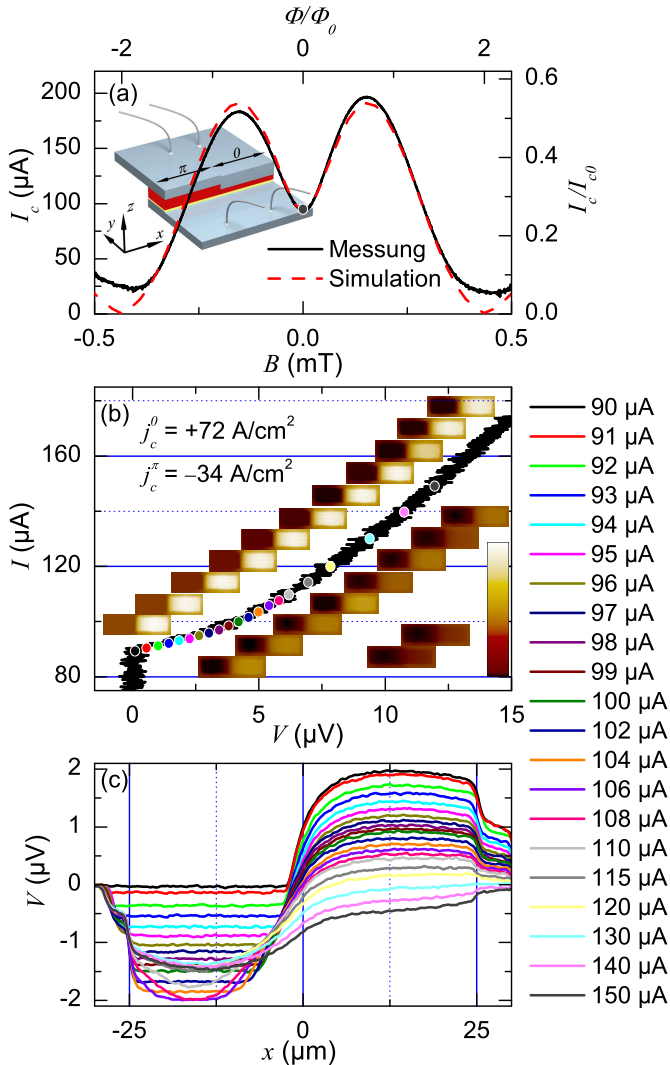
## Signaloptimierung im TTREM

Im Laufe dieser Arbeit wurden die Parameter für die Abbildung im TTREM immer weiter optimiert. Dieser Prozess setzte sich iterativ aus bisherigen Erfahrungen und neuen Erkenntnissen zusammen. Am Ende entstand eine Theorie zur Signalentstehung, wie sie in Kapitel 7.2 beschrieben ist.

Im Folgenden werden einige besonders interessante Experimente zur Signaloptimierung vorgestellt.

### B.1 Abbildungsparameter anhand eines Beispiels

In Kapitel 9.3.1 wurde gezeigt, wie es bei Kontakt SINFS13LII82 zu einem Abschneiden des Spannungssignals im  $\pi$ -gekoppelten Bereich kommt. Dieser Effekt wurde anhand des Kontakts SINFS13LII47 ( $0-\pi$ ) genauer untersucht. Dazu wurden TTREM-Spannungsbilder für verschiedene Biasströme aufgenommen. Ausserdem wurde ein Strahlstrom von  $I_b = 1 \mu\text{A}$  gewählt, der viermal höher als bei allen anderen Messungen lag. In Abb. B.1(a) ist die  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz durchgezogen) von Kontakt SINFS13LII47 gezeigt. Die Simulation (rot gestrichelt) passt am besten zur Messung für  $j_c^\pi/j_c^0 = 0.47$ . Aus der Kontaktfläche



**Abbildung B.1:** (a)  $I_c(B)$ -Kennlinie (schwarz) und Simulation (rot gestrichelt) (Gl. 9.1) für Kontakt SINFS13LII47;  $j_c^0 = 72 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -34 \text{ A/cm}^2$ . (b) IV-Kennlinie für  $B = 0 \text{ mT}$ . Die Punkte geben die Arbeitspunkte für die TTREM-Spannungsbilder an, welche zwischen  $I = 90 \mu\text{A}$  und  $I = 150 \mu\text{A}$  liegen. (c) Linescans über TTREM-Spannungsbilder.

$A_j$  und dem gemessenen Wert für  $I_c(0)$  erhält man  $j_c^0 = 72 \text{ A/cm}^2$  und  $j_c^\pi = -34 \text{ A/cm}^2$ . Die normierte Kontaktlänge beträgt  $l \approx 0.95$ , der Kontakt ist also im Limit kurzer Kontakte. Die Strom-Spannungs-Kennlinie und die TTREM-Spannungsbilder in Abb. B.1(b) wurden bei  $B = 0 \text{ mT}$  aufgenommen. Aus der Strom-Spannungs-Kennlinie läßt sich  $I_c = 90 \mu\text{A}$  ablesen. Es wurden TTREM-Spannungsbilder  $\delta V(x, y)$  für  $I = 90 \mu\text{A}$  bis  $I = 150 \mu\text{A}$  aufgenommen. Abbildung B.1(c) zeigt Linescans über die Spannungsbilder. Aus Abb. B.1(c) wird klar, dass das Spannungsbild sehr stark vom gewählten Biasstrom abhängt. Betrachtet man den Linescan für  $I = I_c = 90 \mu\text{A}$ , so erkennt man, dass nur für den 0-gekoppelten Teil des Kontakts ein Spannungssignal gemessen werden kann. Trifft der Elektronenstrahl auf den 0- $\pi$ -Kontakt, so ist die Spannungsmodulation  $\delta V$  nahe  $I_c$  auf den positiven Bereich beschränkt. Für den negativen Bereich ergibt sich ein Signal von Null. Dies folgt auch aus Gleichung (7.13). Betrachtet man das Spannungsbild für  $I = 93 \mu\text{A}$ , so ergibt sich im  $\pi$ -gekoppelten Teil zwar eine negative Spannung, die Amplitude der Spannungsmodulation ist allerdings so groß, dass sie in den spannungslosen Zustand hineinreicht, wodurch das Signal „abgeschnitten“ wirkt. In Kapitel 7 wurde ein Wert zwischen  $I = 1.05 I_c$  und  $I = 1.1 I_c$  für eine korrekte Abbildung angegeben. Hier sollten also die TTREM-Spannungsbilder für  $I = 95 \dots 99 \mu\text{A}$  korrekte Werte liefern. Aus Abb. B.1(c) wird deutlich, dass dies nicht der Fall ist. Es gibt also einen weiteren Parameter, der eine wichtige Rolle spielt. Der Strahlstrom  $I_b$  wurde, wie oben erwähnt, vier mal so groß gewählt wie bei den anderen Abbildungen. Dies führt zu einer größeren Amplitude der Spannungsmodulation  $\delta V$ . Das erste Spannungsbild, bei welchem die Spannung im  $\pi$ -gekoppelten Teil „normal“ (nicht abgeschnitten) aussieht, ergibt sich für  $I = 1.17 I_c = 108 \mu\text{A}$ . Allerdings ist nun die Spannung im  $\pi$ -gekoppelten Teil größer als im 0-gekoppelten Teil. Dies widerspricht der Simulation, für welche sich  $j_c^0 = 72 \text{ A/cm}^2 > |j_c^\pi| = 34 \text{ A/cm}^2$  ergibt. Für noch größere Biasströme  $I$  wird der 0-gekoppelte Teil sogar negativ. Dies liegt daran, dass für so hohe Biasströme der Wert von  $F_G$  in den Bereich von  $F_I^0$  und  $F_I^\pi$  kommt. Die Widerstandsänderung der Probe nimmt also eine dominierende Rolle ein, wodurch Gleichung (7.21) nicht mehr erfüllt ist. Somit folgt, dass bei ungünstiger Wahl des Strahlstroms  $I_b$  das TTREM-Spannungsbild nicht mehr der Suprastromverteilung entspricht.



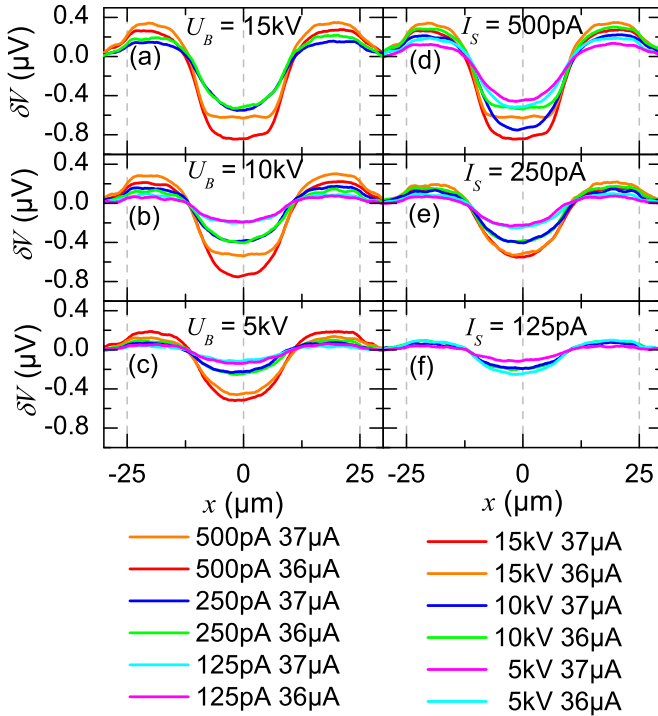
## B.2 Optimierung der Abbildungsparameter

Im letzten Abschnitt wurde deutlich, dass ein falsch gewählter Bias- oder Strahlstrom die Messung verfälschen kann. Anhand des runden  $0\text{-}\pi$ -Kontakts AJJ19LII34 wurde der Einfluss des Strahlstroms  $I_b$  genauer untersucht. Zusätzlich wurde die Beschleunigungsspannung  $U_B$  variiert.

In Abb. B.2 sind Linescans über TTREM-Spannungsbilder  $\delta V(x)$  bei  $y = 0$  für verschiedene Strahlparameter dargestellt. Alle Linescans  $\delta V(x)$  wurde zur besseren Übersichtlichkeit nach Savitzky-Golay<sup>1</sup> geglättet (Polynom 2. Ordnung, 20 Punkte). In den Abb. B.2(a)–(c) wurde jeweils die Beschleunigungsspannung  $U_B$  auf einen festen Wert gesetzt und der Strahlstrom  $I_S$  variiert. Zum Vergleich wurde in den Abb. B.2(d)–(f) der Strahlstrom  $I_S$  konstant gehalten und die Beschleunigungsspannung  $U_B$  variiert. Alle Messungen wurde für jeweils zwei verschiedene Biaspunkte  $I = 37\ \mu\text{A}$  und  $I = 36\ \mu\text{A}$  durchgeführt, was  $I/I_c = 1.12$  bzw.  $I/I_c = 1.09$  entspricht. In Abb. B.2(a) sind die Linescans  $\delta V(x)$  für  $U_B = 15\ \text{kV}$  gezeigt. Für die beiden Linescans mit  $I_S = 500\ \text{pA}$  sieht man deutlich, wie das negative Signal „abgeschnitten“ wirkt. Dieser Effekt wurde bereits für die  $0\text{-}\pi$ -Kontakte in Abb. 9.8 und Abb. B.1 beobachtet und im vorigen Abschnitt beschrieben. Für die beiden Messungen mit  $I_S = 250\ \text{pA}$  tritt dieser Effekt nicht auf. Für eine Beschleunigungsspannung von  $U_B = 15\ \text{kV}$  bewirkt ein Strahlstrom  $I_S = 500\ \text{pA}$  also eine zu große Amplitude der Spannungsmodulation. Betrachtet man Abb. B.2(b) für  $U_B = 10\ \text{kV}$ , so tritt dieser Effekt immer noch auf, ist jedoch geringer. Für  $U_B = 5\ \text{kV}$  in Abb. B.2(c) ist der Effekt verschwunden. Für  $I_S = 250\ \text{pA}$  ist in allen drei Fällen das Signal in Ordnung. Für  $I_S = 125\ \text{pA}$  weist das Signal ebenfalls keine Anomalien auf, das Signal-Rausch-Verhältnis ist für  $U_B = 5\ \text{kV}$  jedoch sehr gering.

In Abb. B.2(d) wurde der Strahlstrom  $I_S = 500\ \text{pA}$  festgehalten. Hier

<sup>1</sup>Das Filterverfahren nach Savitzky-Golay führt im Wesentlichen eine lokale polynomielle Regression durch, um den geglätteten Wert für jeden Datenpunkt zu bestimmen.



**Abbildung B.2:** Linescans für den runden  $0\text{-}\pi$ -Kontakt AJJ19I\_II34 aus Tabelle A.2: Für (a), (b) und (c) ist die Beschleunigungsspannung  $U_B = \text{const.}$  und der Strahlstrom  $I_S$  wird variiert. Für (d), (e) und (f) ist  $I_S = \text{const.}$  und  $U_B$  wird variiert.

wird deutlich, dass sich nur für  $U_B = 5 \text{ kV}$  die Amplitude der Spannungsmodulation nicht zu groß ist. Für  $I_S = 250 \text{ pA}$  sind die Signale für alle Beschleunigungsspannungen  $U_B = 5 \dots 15 \text{ kV}$  in Ordnung. Für  $I_S = 125 \text{ pA}$  ist die Amplitude der Spannungsmodulation ebenfalls nicht zu groß, allerdings ist hier das Signal-Rausch-Verhältnis sehr klein. Die Parameterkombination  $U_B = 15 \text{ kV}$ ,  $I_S = 125 \text{ pA}$  konnte aus technischen Gründen<sup>2</sup> nicht gemessen werden.

Aufgrund dieser Messungen wurden die Parameter  $U_B = 10 \text{ kV}$  und  $I_S = 250 \text{ pA}$  als optimaler Mittelwert aus vernünftigen Spannungssigna-

<sup>2</sup>für hohe Beschleunigungsspannungen  $U_B$  und kleine Strahlströme  $I_S$  muss eine sehr kleine Blende am TTREM gewählt werden. Die Kombination  $U_B = 15 \text{ kV}$ ,  $I_S = 125 \text{ pA}$  ist mit den drei Blenden ( $\varnothing 50 \mu\text{m}$ ,  $\varnothing 70 \mu\text{m}$ ,  $\varnothing 100 \mu\text{m}$ ) nicht möglich.

len  $\delta V$  und einem guten Signal-Rausch-Verhältnis für die Messungen in dieser Arbeit gewählt.

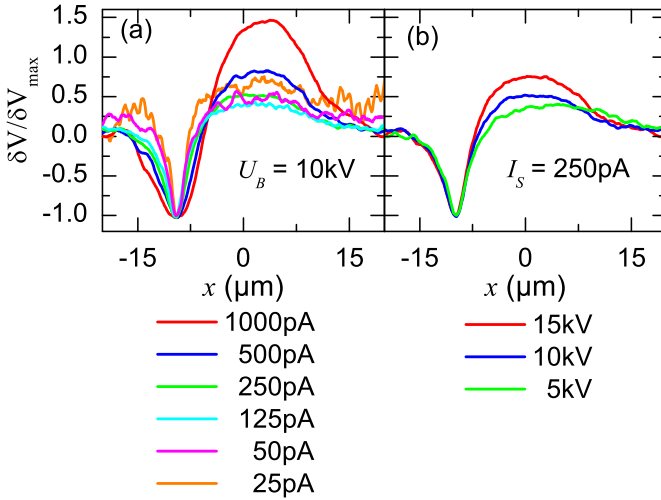
## B.3 Optimierung der Auflösung

Neben vernünftigen Spannungssignalen  $\delta V$  ist es auch wichtig, die Auflösung in einem optimalen Bereich zu halten. In Kapitel 7.1 wurde gezeigt, dass für Filmdicken  $d \ll R$  ( $R$  ist die Reichweite des Elektronenstrahls im Substrat) die deponierte Leistung nur noch schwach von der Beschleunigungsspannung  $U_B$  abhängt, da fast die komplette Leistung im Substrat deponiert wird. Der entscheidende Parameter für die Auflösung ist damit also der Strahlstrom  $I_S$ . Der Einfluss von Strahlstrom  $I_S$  und Beschleunigungsspannung  $U_B$  wurde anhand des runden 0-gekoppelten Kontakts AJJ19LII83 (siehe Abschnitt 9.6) genauer untersucht. Der Kontakt hat am Rand einen Kurzschluss. Da der Kurzschluss als annähernd punktförmig angenommen werden kann, lässt sich mit diesem das Strahlprofil bzw. die thermische Ausdehnung genauer untersuchen.

In Abb. B.3(a) sind Linescans für verschiedene Strahlströme  $I_S = 25 \dots 1000$  pA bei festgehaltener Beschleunigungsspannung  $U_B = 10$  kV aufgetragen. Das Spannungssignal  $\delta V$  ist auf das maximale Spannungssignal des Kurzschlusses  $\delta V_{max}$  normiert. Es ist sehr deutlich zu sehen, wie im Bereich des Kurzschlusses bei  $x \approx -12 \pm 4 \mu\text{m}$  das Signal mit steigendem Strahlstrom  $I_S$  breiter wird, d.h. die Auflösung wird schlechter. In Abb. B.3(b) wurde der Strahlstrom  $I_S = 250$  pA festgehalten und die Beschleunigungsspannung im Bereich  $U_B = 5 \dots 15$  kV variiert. Im Bereich des Kurzschlusses ist das Signal nun für alle drei Beschleunigungsspannungen  $U_B$  exakt gleich breit. Der entscheidende Parameter für die Auflösung ist also der Strahlstrom  $I_S$ , wie es in Kapitel 7.1 gezeigt wurde [GK94]. Die Beschleunigungsspannung  $U_B$  hat für dünne Filme keinen Einfluss auf die Auflösung.

## B.4 Idle-Region

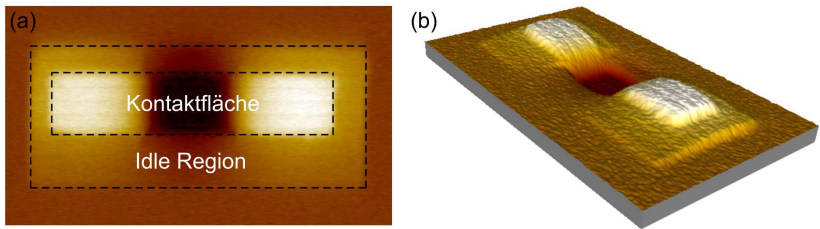
In den meisten TTREM-Spannungsbildern fällt die Spannung  $\delta V$  neben dem Kontakt nicht direkt auf Null ab. Im Bereich der Idle-Region



**Abbildung B.3:** *Line Scans über den Kurzschluss in Kontakt AJJ19I-II83: (a) Line Scans für konstanten Beschleunigungsspannung  $U_B = 10$  kV und verschiedene Strahlströme  $I_S$ . (b) Line Scans für konstanten Strahlstrom  $I_S = 250$  pA und verschiedene Beschleunigungsspannungen  $U_B$ .*

ist stets noch ein positives bzw. negatives Spannungssignal zu sehen. Die Idle-Region, welche in Kapitel 4.1.2 beschrieben wurde, stellt den Überlappbereich zwischen Top- und Bottomelektrode dar. Die beiden Elektroden sind im Bereich der Idle-Region (siehe Kapitel 4.1.2) durch eine isolierende  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ -Schicht getrennt.

Abbildung B.4 zeigt ein TTREM-Spannungsbild für den  $0-\pi-0$ -Kontakt SINFS13LII44. In Abb. B.4(a) ist der Bereich des Josephsonkontakts und der Bereich der Idle-Region eingezeichnet. Man sieht deutlich, dass im gesamten Bereich der Idle-Region ein Spannungssignal detektiert werden kann. Die Erklärung für dieses Spannungssignal liegt wahrscheinlich in den schlechten Wärmeleiteigenschaften von  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  ( $\lambda_{\text{Oxid}} = 0.68 \text{ Wm/K}$ ) gegenüber Nb ( $\lambda_{\text{Metall}} = 53.7 \text{ Wm/K}$ ) [DCOM08]. Wenn der Elektronenstrahl auf die Idle-Region trifft, wird also die Wärmeenergie hauptsächlich über die Top-Elektrode (Nb) den Josephsonkontakt erwärmen. Dadurch kommt es zu einer Spannungsänderung  $\delta V$  die von der Software dem Ort der Bestrahlung (Idle-Region) zugeordnet wird. Dafür spricht auch, dass die Signalstärke mit der Entfernung zum Josephsonkontakt abnimmt. Um dies deutlicher sehen zu können, wurde



**Abbildung B.4:** Spannungsbild von Kontakt SINFS13L-II44 mit Idle-Region. (a) zeigt das TTREM-Spannungssignal mit Kontaktfläche und Idle-Region. (b) zeigt eine 3D-Ansicht des Spannungssignals. Das Spannungssignal ist senkrecht zur Ebene aufgetragen.

das Spannungsbild in Abb. B.4(b) 3-dimensional dargestellt.

# Literaturverzeichnis

- [AB63a] AMBEGAOKAR, V. ; BARATOFF, A.: Erratum to "Tunneling Between Superconductors". In: *Phys. Rev. Lett.* 11 (1963), S. 104
- [AB63b] AMBEGAOKAR, V. ; BARATOFF, A.: Tunneling Between Superconductors. In: *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963), S. 486–489
- [ADS<sup>+</sup>05] ARIANDO ; DARMINTO, D. ; SMILDE, H. J. H. ; LECA, V. ; BLANK, D. H. A. ; ROGALLA, H. ; HILGENKAMP, H.: Phase-Sensitive Order Parameter Symmetry Test Experiments Utilizing  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}/\text{Nb}$  Zigzag Junctions. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 167001
- [AMS58] AHERN, S. A. ; MARTIN, M. J. C. ; SUCKSMITH, W.: The Spontaneous Magnetization of Nickel+Copper Alloys. In: *Proc. R. Soc. London* 48 (1958)
- [And64] ANDREEV, A. F.: In: *Sov. Phys. JETP* 19 (1964), S. 1228
- [AR63] ANDERSON, P. W. ; ROWELL, J. M.: Probable Observation of the Josephson Superconducting Tunneling Effect. In: *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963), S. 230–232
- [Bai09] BAILER, M.: *Herstellung und Charakterisierung von dc SQUIDs aus  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Dünnschichten für die Abbildung einzelner Flussquanten mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie*, Universität Tübingen, Diplomarbeit, 2009

- [BCS57] BARDEEN, J. ; COOPER, L. N. ; SCHRIEFFER, J. R.: Theory of superconductivity. In: *Phys. Rev.* 108 (1957)
- [BGI01] BLATTER, G. ; GESHKENBEIN, V. B. ; IOFFE, L. B.: Design Aspects of Superconducting-Phase Quantum Bits. In: *Phys. Rev. B* 63 (2001), S. 174511
- [BGKH85] BOSCH, J. ; GROSS, R. ; KOYANAGI, M. ; HUEBENER, R. P.: Direct Probing of the Spatial Distribution of the Maximum Josephson Current in a Superconducting Tunnel Junction. In: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985), S. 1448–1451
- [BGKH87] BOSCH, J. ; GROSS, R. ; KOYANAGI, M. ; HUEBENER, R. P.: Measurement of the Spatial Distribution of the Maximum Josephson Current in Superconducting Tunnel Junctions. In: *J. Low Temp. Phys.* 68 (1987), S. 245–268
- [BK03] BUZDIN, A. ; KOSHELEV, A.: Periodic Alternating 0- and  $\pi$ -Junction Structures as Realization of  $\phi$ -Josephson Junctions. In: *Phys. Rev. B* 67 (2003), S. 220504(R)
- [BK04] BUCKEL, W. ; KLEINER, R.: *Supraleitung*. Wiley-VCH-Verlag, 2004
- [BKG<sup>+</sup>02] BLUMBERG, G. ; KOITZSCH, A. ; GOZAR, A. ; DENNIS, B. S. ; KENDZIORA, C. A. ; FOURNIER, P. ; GREENE, R. L.: Nonmonotonic  $dx^2 - y^2$  Superconducting Order Parameter in  $Nd_2 - xCexCuO_4$ . In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 107002
- [BKS77] BULAEVSKIĬ, L. N. ; KUZIIĬ, V. V. ; SOBYANIN, A. A.: Superconducting system with weak coupling to the current in the ground state. In: *JETP Lett.* 25 (1977), Nr. 7, S. 290–294. – [Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 25, 314 (1977)]
- [BKSL78] BULAEVSKIĬ, L. N. ; KUZIIĬ, V. V. ; SOBYANIN, A. A. ; LEBEDEV, P. N.: On Possibility of the Spontaneous Magnetic Flux in a Josephson Junction Containing Magnetic Impurities. In: *Sol. Stat. Commun.* 25 (1978), S. 1053–1057

- [BLBB05] BELL, C. ; LOLOEE, R. ; BURNELL, G. ; BLAMIRE, M. G.: Characteristics of strong ferromagnetic Josephson junctions with epitaxial barriers. In: *Phys. Rev. B* 71 (2005), S. 180501
- [BMWK99] BASELMANS, J. J. A. ; MORPURGO, A. F. ; WEES, B. J. V. ; KLAPWIJK, T. M.: Reversing the Direction of the Supercurrent in a Controllable Josephson Junction. In: *Nature* 397 (1999), S. 43–45
- [BP82] BARONE, A. ; PATERNO, G.: Physics and applications of the Josephson effect. In: *Wiley* (1982)
- [BSH<sup>+</sup>06] BORN, F. ; SIEGEL, M. ; HOLLMANN, E. K. ; BRAAK, H. ; GOLUBOV, A. A. ; GUSAKOVA, D. Y. ; KUPRIYANOV, M. Y.: Multiple  $0-\pi$  transitions in superconductor/insulator/ferromagnet/superconductor Josephson tunnel junctions. In: *Phys. Rev. B* 74 (2006), S. 140501
- [BTK82] BLONDER, G. E. ; TINKHAM, M. ; KLAPWIJK, T. M.: Transition from Metallic to Tunneling Regimes in Superconducting Microconstrictions: Excess Current, Charge Imbalance, and Supercurrent Conversion. In: *Phys. Rev. B* 25 (1982), S. 4515–4532
- [CEM<sup>+</sup>03] CHESCA, B. ; EHRHARDT, K. ; MÖSSLE, M. ; STRAUB, R. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R. ; TSUKADA, A.: Magnetic Field Dependence of the Maximum Supercurrent of  $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  Interferometers: Evidence for a Predominant  $d_{x^2-y^2}$  Superconducting Order Parameter. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), S. 057004
- [CFD94] CAPUTO, J. G. ; FLYTZANIS, N. ; DEVORET, M.: Dressed fluxon in a Josephson window junction. In: *Phys. Rev. B* 50 (1994), Sep, S. 6471–6474
- [CH80] CLEM, J. R. ; HUEBENER, R. P.: Application of Low-Temperature Scanning Electron Microscopy to Superconductors. In: *J. Appl. Phys.* 51 (1980), S. 2764–2773



- [CHS85] CHANG, Jhy-Jiun ; HO, C. H. ; SCALAPINO, D. J.: Nonlocal Response of Josephson Tunnel Junctions to a Focused Laser Beam. In: *Phys. Rev. B* 31 (1985), S. 5826–5836
- [Cla04] CLAUSS, T.: *Kollektive Fluxonmoden in intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung*, Universität Tübingen, Diss., 2004
- [COM<sup>+</sup>02] CLAUSS, T. ; OEHMICHEN, V. ; MÖSSLE, M. ; MÜLLER, A. ; WEBER, A. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.: Fluxons in Long and Annular Intrinsic Josephson Junction Stacks. In: *Supercond. Sci. Technol.* 15 (2002), S. 1651
- [CPS<sup>+</sup>78] COSTABILE, G. ; PARMENTIER, R. ; SAVO, B. ; MCLAUGHLIN, D. ; SCOTT, A.: Exact Solutions of the Sine-Gordon Equation Describing Oscillations in a Long (But Finite) Josephson Junction. In: *Appl. Phys. Lett.* 32 (1978), S. 587
- [CRO<sup>+</sup>95] COPETTI, C. A. ; RÜDERS, F. ; OELZE, B. ; BUCHAL, Ch. ; KABIUS, B. ; SEO, J. W.: Electrical Properties of 45° Grain Boundaries of Epitaxial YBaCuO, Dominated by Crystal-line Microstructure and D-Wave-Symmetry. In: *Physica C* 253 (1995), S. 63–70
- [CS84] CHANG, Jhy-Jiun ; SCALAPINO, D. J.: Effects of a Focused Laser Beam on the Critical Josephson Tunneling Current. In: *Phys. Rev. B* 29 (1984), S. 2843–2845
- [CTK<sup>+</sup>10] CHEN, C.-T. ; TSUEI, C. C. ; KETCHEN, M. B. ; REN, Z.-A. ; ZHAO, Z. X.: Integer and half-integer flux-quantum transitions in a niobium-iron pnictide loop. In: *Nature Physics* Advance online publication (2010)
- [CUM<sup>+</sup>04] CLAUSS, T. ; USHIDA, T. ; MÖSSLE, M. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.: Imaging of  $\mu\text{m}$  Wavelength Collective Cavity Resonances in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  Intrinsic Josephson Junction Stacks under Microwave Irradiation. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), S. 3166–3168
- [CW08] CLARKE, John ; WILHELM, Frank K.: Superconducting Quantum Bits. In: *Nature* 453 (2008), S. 1031–1042

- [CWB<sup>+</sup>06] CLEUZIOU, J.-P. ; WERNSDORFER, W. ; BOUCHIAT, V. ; ONDARÇUHU, T. ; MONTHIOUX, M.: Carbon nanotube superconducting quantum interference device. In: *Nature Nanotechnology* 1 (2006), S. 53–59
- [DAB97] DEMLER, E. A. ; ARNOLD, G. B. ; BEASLEY, M. R.: Superconducting Proximity Effects in Magnetic Metals. In: *Phys. Rev. B* 55 (1997), S. 15174–15182
- [DBG07] DAGAN, Y. ; BECK, R. ; GREENE, R. L.: Dirty Superconductivity in the Electron-Doped Cuprate  $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$  Tunneling Study. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 147004
- [DCOM08] DRENIK, A. ; CVELBAR, U. ; OSTRIKOV, K. ; MOZETIC, M.: Catalytic probes with nanostructured surface for gas/discharge diagnostics: a study of a probe signal behaviour. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 41 (2008), S. 115201
- [deG64] DEGENNES, P. G.: Boundary Effects in Superconductors. In: *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964), S. 225–237
- [deG99] DEGENNES, Pierre-Gilles: *Superconductivity of Metals and Alloys*. 2nd. Westview Pr, 1999. – 288 pages
- [DGNG02] DUBONOS, S. V. ; GEIM, A. K. ; NOVOSELOV, K. S. ; GRIGORIEVA, I. V.: Spontaneous magnetization changes and nonlocal effects in mesoscopic ferromagnet-superconductor structures. In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), S. 220513
- [DHH<sup>+</sup>93] DODERER, T. ; HOFFMANN, D. ; HUEBENER, R. P. ; KIRCHMANN, N. ; KRUELLE, C. A. ; LACHENMANN, S. ; QUENTER, D. ; SCHMIDT, J. ; STEHLE, S. ; NIEMEYER, J. ; POEPEL, R.: In: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3 (1993), S. 2724
- [DHK<sup>+</sup>92] DODERER, T. ; HUEBENER, R. P. ; KRUELLE, C.A. ; MAYER, B. ; NIEMAYER, J. ; POEPEL, R. ; QUENTER, D.: *Superconductive Devices and their Applications*. herausgegeben von H. Koch und H. Luebbig, Springer, Berlin, 1992

- [DKK<sup>+</sup>07] DOENITZ, D. ; KLEINER, R. ; KOELLE, D. ; SCHERER, T. ; SCHUSTER, K. F.: Imaging of Thermal Domains in ultrathin NbN films for Hot Electron Bolometers. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), S. 252512
- [Dön02] DÖNITZ, D.: *Abbildung von Vortices und niederfrequentes Rauschen in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> dc SQUIDS*, Universität Tübingen, Diplomarbeit, 2002
- [Dön06] DÖNITZ, D.: *Abbildung von Stromverteilungen in supraleitenden Dünnschichtstrukturen*, Universität Tübingen, Diss., 2006
- [DNB<sup>+</sup>06] DAM, Jordan A. V. ; NAZAROV, Yuli V. ; BAKKERS, Erik P. A. M. ; FRANCESCHI, Silvano D. ; KOUWENHOVEN, Leo P.: Supercurrent Reversal in Quantum Dots. In: *Nature* 442 (2006), S. 667–670
- [Dod97] DODERER, T.: *Microscopic imaging of Josephson junction dynamics*. Habilitationsschrift, Universität Tübingen, 1997
- [DQM<sup>+</sup>91] DODERER, T. ; QUENTER, D. ; MAYER, B. ; KRUELLE, C. ; USTINOV, A. V. ; HUEBENER, R. P. ; NIEMAYER, J. ; FROMKNECHT, R. ; POEPEL, R. ; KLEIN, U. ; DAMMSCHNEIDER, P. ; HINKEN, J. H.: *Nonlinear Superconductive Electronics and Josephson Devices*. herausgegeben von N.F. Pedersen, M. Russo, A. Davidson, G. Costabile und S. Pagano, Plenum Press, New York, 1991, 1991
- [DRB<sup>+</sup>06] DOENITZ, D. ; RUOFF, M. ; BRANDT, E. H. ; CLEM, J. R. ; KLEINER, R. ; KOELLE, D.: Sheet-Current Distribution in a Dc SQUID Washer Probed by Vortices. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 064508
- [DSKD04] DOENITZ, D. ; STRAUB, R. ; KLEINER, R. ; D.KOELLE: Microscopic Analysis of Low-Frequency Flux Noise in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> Direct Current Superconducting Quantum Interference Devices. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), S. 5938–5940

- [DWM<sup>+</sup>89] DODERER, Th. ; WENER, H.-G. ; MOECK, R. ; BECKER, C. ; HUEBENER, R.P.: Liquid helium cooled smaple stage for the investigation of microwave irradiated samples by scanning electron microscopy. In: *Cryogenics* 30 (1089), S. 65
- [EHS82] EICHELE, R. ; HUEBENER, R. P. ; SEIFERT, H.: Phonon focusing in quartz and sapphire imaged by electron beam scanning. In: *Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter* 48 (1982), S. 89
- [ESH81] EICHELE, R. ; SEIFERT, H. ; HUEBENER, R. P.: Formation of Hot Spots in a Superconductor Observed by Low-Temperature Scanning Electron Microscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 38 (1981), S. 383–384
- [ESH82] EPPERLEIN, P.W. ; SEIFERT, H. ; HUEBENER, R.P.: In: *Phys. Lett. A* 92 (1982), S. 146
- [ESH83] EPPERLEIN, P.W. ; SEIFERT, H. ; HUEBENER, R.P.: In: *Phys. Lett. A* 95 (1983), S. 326
- [Fer65] FERRELL, Richard A.: Josephson Tunneling and Quantum Mechanical Phase. In: *Phys. Rev. Lett.* 15 (1965), S. 527–529
- [FF64] FULDE, P. ; FERRELL, R.A.: In: *Phys. Rev.* 550 (1964), S. 135A
- [Fis64] FISKE, Milan D.: Temperature and Magnetic Field Dependences of the Josephson Tunneling Current. In: *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964), S. 221–222
- [GCP<sup>+</sup>02] GUBBIOTTI, G. ; CARLOTTI, G. ; PINI, M. G. ; POLITI, P. ; RETTORI, A. ; VAVASSORI, P. ; CIRIA, M. ; O’HANDLEY, R. C.: Absence of stable collinear configurations in Ni(001) ultrathin films: Canted domain structure as ground state. In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), S. 214420
- [GDH<sup>+</sup>91] GROSS, R. ; DODERER, T. ; HUEBENER, R. P. ; KOBER, F. ; KOELLE, D. ; KRUELLE, C. ; MANNHART, J. ; MAYER, B.

- ; QUENTER, D. ; USTINOV, A.: In: *Physica B* 169 (1991), S. 415
- [GDS07] GUMANN, A. ; DAHM, T. ; SCHOPOHL, N.: Microscopic theory of superconductor-constriction-superconductor Josephson junctions in a magnetic field. In: *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 064529
- [Ger97] GERBER, Ralf: *Ortsaufgelöste Untersuchungen an Bauelementen aus Hochtemperatur-Supraleitern*, Universität Tübingen, Diss., 1997
- [GGS<sup>+</sup>09] GÜRLICH, Christian ; GOLDOBIN, Edward ; STRAUB, Rainer ; DOENITZ, Dietmar ; ARIANDO ; SMILDE, Henk-Jan H. ; HILGENKAMP, Hans ; KLEINER, Reinhold ; KOELLE, Dieter: Imaging of Order Parameter Induced  $\pi$  Phase Shifts in Cuprate Superconductors by Low-Temperature Scanning Electron Microscopy. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), S. 067011
- [GIS07] GUMANN, A. ; INIOTAKIS, C. ; SCHOPOHL, N.: Geometric  $\pi$  Josephson junction in  $d$ -wave superconducting thin films. In: *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007), S. 192502
- [GK85] GROSS, R. ; KOYANAGI, M.: Effect of Electron-Beam Irradiation on Superconducting Films. In: *J. Low Temp. Phys.* 60 (1985), S. 277–295
- [GK94] GROSS, R. ; KOELLE, D.: Low Temperature Scanning Electron Microscopy of Superconducting Thin Films and Josephson Junctions. In: *Rep. Prog. Phys.* 57 (1994), S. 651–741
- [GKK02] GOLDOBIN, E. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.: Semifluxons in Long Josephson  $0$ - $\pi$ -Junctions. In: *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 100508
- [GKK03] GOLDOBIN, E. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.: Ground State and Bias-Current-Induced Rearrangement of Semifluxons in  $0$ - $\pi$  Long Josephson Junctions. In: *Phys. Rev. B* 67 (2003), S. 224515

- [GKKB07] GOLDOBIN, E. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R. ; BUZDIN, A.: Josephson junctions with negative second harmonic in the current-phase relation: Properties of novel  $\varphi$ -junctions. In: *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 224523
- [GL50] GINZBURG, V.L. ; LANDAU, L.D.: On the Theory of superconductivity. In: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20 (1950)
- [Gor59] GOR'KOV, L.P.: In: *Sov. Phys. JETP* 36 (1959)
- [GPB+96] GUÉRON, S. ; POTHIER, H. ; BIRGE, Norman O. ; ESTEVE, D. ; DEVORET, M. H.: Superconducting Proximity Effect Probed on a Mesoscopic Length Scale. In: *Phys. Rev. Lett.* 117 (1996), S. 3025–3028
- [Gra08] GRANT, Paul M.: Superconductivity: Prospecting for an Iron Age. In: *Nature* 453 (2008), S. 1000–1001
- [Gro89] Temperature stabilized sample stage for the investigation of high Tc superconductors by scanning electron microscopy. In: *Cryogenics* 29 (1989), Nr. 7
- [GS09] GUMANN, A. ; SCHOPOHL, N.: Phase Diagram of Geometric  $d$ -Wave Superconductor Josephson Junctions. In: *Phys. Rev. B* 79 (2009), S. 144505
- [GSG+04] GOLDOBIN, E. ; STERCK, A. ; GABER, T. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.: Dynamics of Semifluxons in Nb Long Josephson  $0-\pi$  Junctions. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 057005
- [GSW+10] GÜRLICH, C. ; SCHARINGER, S. ; WEIDES, M. ; KOHLSTEDT, H. ; MINTS, R. G. ; GOLDOBIN, E. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.: Visualizing supercurrents in  $0-\pi$  ferromagnetic Josephson junctions. In: *Phys. Rev. B* (2010)
- [GVC+05] GOLDOBIN, E. ; VOGEL, K. ; CRASSER, O. ; WALSER, R. ; SCHLEICH, W. P. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.: Quantum Tunneling of Semifluxons in a  $0-\pi-0$  Long Josephson Junction. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 054527

- [GW03] GOLDOBIN, E. ; WALLRAFF, A.: *STKJJ - User's Reference*. E. Goldobin, 2003. – 47
- [Har95] HARLINGEN, D. J. V.: Phase-Sensitive Tests of the Symmetry of the Pairing State in the High-Temperature Superconductors – Evidence for  $d_{x^2-y^2}$  Symmetry. In: *Rev. Mod. Phys.* 67 (1995), S. 515–535
- [HAS<sup>+</sup>03] HILGENKAMP, Hans ; ARIANDO ; SMILDE, Henk-Jan H. ; BLANK, Dave H. A. ; RIJNDERS, Guus ; ROGALLA, Horst ; KIRTLEY, John R. ; TSUEI, Chang C.: Ordering and manipulation of the magnetic moments in large-scale superconducting  $\pi$ -loop arrays. In: *Nature* 422 (2003), S. 50–53
- [HDC<sup>+</sup>01] HEINSOHN, J.-K. ; DITTMANN, R. ; CONTRERAS, J. R. ; GOLDOBIN, E. ; KLUSHIN, A. M. ; SIEGEL, M. ; HAGEDORN, D. ; POPEL, R. ; DOLATA, R. ; BUCHHOLZ, F.-Im. ; NIEMEYER, J.: Effect of the magnetic-field orientation on the modulation period of the critical current of ramp-type Josephson junctions. In: *J. Appl. Phys.* 90 (2001), S. 4623–4631
- [HHK90] HUEBENER, R. P. ; HELD, E. ; KLEIN, W.: In: *Materials Science and Engineering: B* 5 (1990), S. 157
- [HKH89a] HELD, E. ; KLEIN, W. ; HUEBENER, R. P.: Characterization of single-crystalline GaAs by imaging with ballistic phonons. In: *Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter* 75 (1989), S. 17
- [HKH89b] HELD, E. ; KLEIN, W. ; HUEBENER, R. P.: Imaging of crystal defects with ballistic phonons and their three-dimensional reconstruction using digital image processing. In: *Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter* 75 (1989), S. 223
- [HM02] HILGENKAMP, H. ; MANNHART, J.: Grain Boundaries in High- $T_c$  Superconductors. In: *Rev. Mod. Phys.* 74 (2002), S. 485

- [HPH<sup>+</sup>02] HUANG, Jian ; PIERRE, F. ; HEIKKILÄ, Tero T. ; WILHELM, Frank K. ; BIRGE, Norman O.: Observation of a controllable  $\pi$  junction in a 3-terminal Josephson device. In: *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 020507
- [Hue84] HUEBENER, R. P.: Applications of Low-Temperature Scanning Electron Microscopy. In: *Rep. Prog. Phys.* 47 (1984), S. 175–220
- [IGFB99] IOFFE, Lev B. ; GESHKENBEIN, Vadim B. ; FEIGEL'MAN, Mikhail V. ; BLATTER, Alban L. Fauchere A.: Environmentally Decoupled *sds*-Wave Josephson Junctions for Quantum Computing. In: *Nature* 398 (1999), S. 679
- [JKL<sup>+</sup>07] JOSHI, Amish G. ; KRYUKOV, Sergiy A. ; LONG, Lance E. D. ; GONZALEZ, Elvira M. ; NAVARRO, Elena ; VILLEGAS, Javier E. ; VICENT, Jose L.: Magnetic instabilities along the superconducting phase boundary of Nb/Ni multilayers, AIP, 2007, 09G117
- [JNGR<sup>+</sup>07] JORGENSEN, H. I. ; NOVOTNY, T. ; GROVE-RASMUSSEN, K. ; FLENSBERG, K. ; LINDELOF, P.E.: Critical Current 0- $\pi$  Transition in Designed Josephson Quantum Dot Junctions. In: *Nano Lett.* 7 (2007), S. 2441
- [Jos62] JOSEPHSON, B. D.: Possible new effects in superconductive tunneling. In: *Phys. Lett.* 1 (1962), S. 251
- [JvH<sup>+</sup>99] JEDEMA, F. J. ; VANWEES ; HOVING ; FILIP ; KLAPWIJK, T. M.: Spin-accumulation-induced resistance in mesoscopic ferromagnet-superconductor junctions. In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), S. 16549–16552
- [KAL<sup>+</sup>02] KONTOS, T. ; APRILI, M. ; LESUEUR, J. ; GENET, F. ; STEPHANIDIS, B. ; BOURSIER, R.: Josephson Junction Through a Thin Ferromagnetic Layer: Negative Coupling. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 137007
- [KDQ<sup>+</sup>91] KRUELLE, C. A. ; DODERER, T. ; QUENTER, D. ; HUEBENER, R. P. ; PÖPEL, R. ; NIEMEYER, J.: Imaging of the microwave field distribution in Josephson tunnel junctions. In: *Applied Physics Letters* 59 (1991), S. 3042–3044



- [Kei00] KEIL, Stefan: *Flussquantenabbildung und lokale Analyse von niederfrequentem Flussrauschen in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  dc SQUIDS*, Universität Tübingen, Diss., 2000
- [Kem03] KEMMLER, M.: *Aufbau und Inbetriebnahme Eines Messsystems Zur Untersuchung Von Flussrauschen in Typ-II Supraleitern*, Universität Tübingen, Diplomarbeit, 2003
- [Kem08] KEMMLER, M.: *Manipulation und Kontrolle von Flussquanten in Supraleitern durch maßgeschneiderte Haftzentren*, Universität Tübingen, Diss., 2008
- [KGB<sup>+</sup>09] KIENZLE, U. ; GABER, T. ; BUCKENMAIER, K. ; ILIN, K. ; SIEGEL, M. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R. ; GOLDOBIN, E.: Thermal Escape of Fractional Vortices in Long Josephson Junctions. In: *Phys. Rev. B* 80 (2009), S. 014504
- [KGK<sup>+</sup>85] KETCHEN, M. B. ; GALLAGHER, W. J. ; KLEINSASSER, A. W. ; MURPHY, S. ; CLEM, J. R.: DC SQUID flux focuser. In: HAHLBOHM, H. D. (Hrsg.) ; LÜBBIG, H. (Hrsg.): *SQUID'85, Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications*. Berlin : Walter de Gruyter, 1985
- [KGK<sup>+</sup>99] KOELLE, D. ; GROSS, R. ; KEIL, S. ; STRAUB, R. ; FISCHER, M. ; PESCHKA, M. ; HUEBENER, R. P. ; BARTHEL, K.: Low-frequency noise in YBCO dc SQUIDS and vortex imaging by low-temperature scanning electron microscopy. In: *Extended Abstracts of 7<sup>th</sup> Int. Superconductive Electronics Conference (ISEC'99), Berkeley, CA, June 21.-24., 1999*, S. 557–562
- [KGS<sup>+</sup>00] KOELLE, D. ; GROSS, R. ; STRAUB, R. ; KEIL, S. ; FISCHER, M. ; PESCHKA, M. ; HUEBENER, R. P. ; BARTHEL, K.: Vortex Imaging by Low-Temperature Scanning Electron Microscopy and Correlation with Low-Frequency Noise in YBCO SQUIDS. In: *Physica C* 332 (2000), S. 148
- [KHH87] KLEIN, W. ; HELD, E. ; HUEBENER, R. P.: Imaging of spatial structures in crystals with ballistic phonons. In: *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 69 (1987), S. 69

- [KHKH89] KITTEL, H. ; HELD, E. ; KLEIN, W. ; HUEBENER, R. P.: Dispersive anisotropic ballistic phonon propagation in [100] GaAs. In: *Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter* 77 (1989), S. 79
- [KI97] KATO, T. ; IMADA, M.: Vortices and Quantum Tunneling in Current Biased  $0-\pi-0$  Josephson Junctions of  $d$ -Wave Superconductors. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* 66 (1997), S. 1445
- [Kir02] KIRTLEY, J. R.: SQUID Microscopy for Fundamental Studies. In: *Physica C* 368 (2002), S. 55–65
- [KMS97] KIRTLEY, J. R. ; MOLER, K. A. ; SCALAPINO, D. J.: Spontaneous flux and magnetic-interference patterns in  $0-\pi$  Josephson junctions. In: *Phys. Rev. B* 56 (1997), S. 886–891
- [Koe92] KOELLE, D.: *Ortsaufgelöste Untersuchung der Transporteigenschaften von dünnen Schichten aus Hochtemperatur-Supraleitern*, Universität Tübingen, Diss., 1992
- [KSKM92] KLEINER, R. ; STEINMEYER, F. ; KUNKEL, G. ; MÜLLER, P.: Intrinsic Josephson Effects in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  Single Crystals. In: *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), S. 2394–2397
- [KTA<sup>+</sup>06] KIRTLEY, J. R. ; TSUEI, C. C. ; ARIANDO ; VERWIJS, C. J. M. ; HARKEMA, S. ; HILGENKAMP, H.: Angle-Resolved Phase-Sensitive Determination of the in-Plane Gap Symmetry in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 190–194
- [KTM99] KIRTLEY, J. R. ; TSUEI, C. C. ; MOLER, K. A.: Temperature Dependence of the Half-Integer Magnetic Flux Quantum. In: *Science* 285 (1999), S. 1373–1375
- [KTR<sup>+</sup>96] KIRTLEY, J. R. ; TSUEI, C. C. ; RUPP, M. ; SUN, J. Z. ; YU-JAHNES, L. S. ; GUPTA, A. ; KETCHEN, M. B. ; MOLER, K. A. ; BHUSHAN, M.: Direct Imaging of Integer and Half-Integer Josephson Vortices in High-  $T_c$  Grain Boundaries. In: *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996), S. 1336–1339
- [KTS<sup>+</sup>95] KIRTLEY, J. R. ; TSUEI, C. C. ; SUN, J. Z. ; CHI, C. C. ; YU-JAHNES, L. S. ; GUPTA, A. ; RUPP, M. ; KETCHEN,

- M. B.: Symmetry of the Order Parameter in the High- $T_c$  Superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . In: *Nature* 373 (1995), S. 225–228
- [Kul70] KULIK, I. O.: In: *Sov. Phys. JETP* 30 (1970)
- [KWHH08] KAMIHARA, Yoichi ; WATANABE, Takumi ; HIRANO, Masahiro ; HOSONO, Hideo: Iron-Based Layered Superconductor  $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$  ( $X = 0.05\text{--}0.12$ ) with  $T_c = 26$ . In: *J. Am. Chem. Soc.* 130 (2008), S. 3296–3297
- [KWW<sup>+</sup>10] KEMMLER, M. ; WEIDES, M. ; WEILER, M. ; OPEL, M. ; GOENNENWEIN, S. T. B. ; VASENKO, A. S. ; GOLUBOV, A. A. ; KOHLSTEDT, H. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R. ; GOLDOBIN, E.: Magnetic interference patterns in  $0 - \pi$  SIFS Josephson junctions: Effects of asymmetry between  $0$  and  $\pi$  regions. In: *Phys. Rev. B* 81 (2010), S. 054522
- [LCEM] LIEBERMANN, L. ; CLINTON, J. ; EDWARDS, D. M. ; MATHON, J.: Dead Layers in Ferromagnetic Transition Metals. In: *Phys. Rev. Lett.* 25
- [LDH<sup>+</sup>93] LACHENMANN, S. G. ; DODERER, T. ; HUEBENER, R. P. ; QUENTER, D. ; NIEMEYER, J. ; PÖPEL, R.: Spatially resolved study of the dynamics of Josephson tunnel junctions. In: *Phys. Rev. B* 48 (1993), S. 3295–3303
- [LDL<sup>+</sup>95] LAUB, A. ; DODERER, T. ; LACHENMANN, S. G. ; HUEBENER, R. P. ; OBOZNOV, V. A.: Lorentz Contraction of Flux Quanta Observed in Experiments with Annular Josephson Tunnel Junctions. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1995)
- [Lik92] LIKHAREV, K.: *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*. Taylor and Francis Ltd, 1992. – 614 pages
- [LO65] LARKIN, A. ; OVCHINNIKOV, Y.N.: In: *Sov. Phys. JETP* 20 (1965), S. 762
- [LTR<sup>+</sup>02] LOMBARDI, F. ; TAFURI, F. ; RICCI, F. ; GRANOZIO, F. M. ; BARONE, A. ; TESTA, G. ; SARNELLI, E. ; KIRTLEY, J. R. ; TSUEI, C. C.: Intrinsic  $d$ -Wave Effects in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

- Grain Boundary Josephson Junctions. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 207001
- [Mal04] MALOMED, B. A.: Creation of classical and quantum fluxons by a current dipole in a long Josephson junction. In: *Phys. Rev. B* 69 (2004), S. 64502
- [MAM<sup>+</sup>08] MONACO, R. ; AAROE, M. ; MYGIND, J. ; RIVERS, R. J. ; KOSHELETS, V. P.: Spontaneous fluxon production in annular Josephson tunnel junctions in the presence of a magnetic field. In: *Phys. Rev. B* 77 (2008), S. 054509
- [MAMK09] MONACO, R. ; AAROE, M. ; MYGIND, J. ; KOSHELETS, V. P.: Static properties of small Josephson tunnel junctions in an oblique magnetic field. In: *Phys. Rev. B* 79 (2009), S. 144521
- [MB88] MOECK, R. ; BECKER, C., Universität Tübingen, Diplomarbeit, 1988
- [MBGH87a] MANNHART, J. ; BOSCH, J. ; GROSS, R. ; HUEBENER, R. P.: Two-Dimensional Imaging of Trapped Magnetic Flux Quanta in Josephson Tunnel Junctions. In: *Phys. Rev. B* 35 (1987), S. 5267–5269
- [MBGH87b] MANNHART, J. ; BOSCH, J. ; GROSS, R. ; HUEBENER, R.P.: In: *Phys. Lett. A* 122 (1987), S. 439
- [MBGH88] MANNHART, J. ; BOSCH, J. ; GROSS, R. ; HUEBENER, R.P.: Spatial distribution of the maximum Josephson current in superconducting tunnel junctions. In: *J. Low Temp. Phys.* 70 (1988), S. 459
- [McC68] MCCUMBER, D.E.: Effect of ac Impedance of dc Voltage-Current Characteristics of Josephson Junctions. In: *J. Appl. Phys.* 39 (1968), S. 3113
- [MCG08] MONTON, C. ; CRUZ, F. de l. ; GUIMPEL, J.: Magnetic state modification induced by superconducting response in ferromagnet/superconductor Nb/Co superlattices. In: *Phys. Rev. B* 77 (2008), S. 104521

- [MCM95] MONACO, R. ; COSTABILE, G. ; MARTUCCIELLO, N.: Influence of the idle region on the dynamic properties of window Josephson tunnel junctions. In: *Journal of Applied Physics* 77 (1995), S. 2073–2080
- [MDHU91] MAYER, B. ; DODERER, T. ; HUEBENER, R. P. ; USTINOV, A. V.: Imaging of one- and two-dimensional Fiske modes in Josephson tunnel junctions. In: *Phys. Rev. B* 44 (1991), S. 12463–12472
- [Mei60] MEISSNER, H.: In: *Phys. Rev.* 117 (1960), S. 672
- [MFD03] MISKO, V. R. ; FOMIN, V. M. ; DEVREESE, J. T. ; MOSHCHALOV, V. V.: Stable Vortex-Antivortex Molecules in Mesoscopic Superconducting Triangles. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), S. 147003
- [MFJ99] MORTENSEN, N. A. ; FLENSBERG, K. ; JAUHO, A.-P.: Angle dependence of Andreev scattering at semiconductor-superconductor interfaces. In: *Phys. Rev. B* 75 (1999)
- [MGB<sup>+</sup>95] MATHAI, A. ; GIM, Y. ; BLACK, R. C. ; AMAR, A. ; WELLSTOOD, F. C.: Experimental Proof of a Time-Reversal-Invariant Order Parameter with a  $\pi$  Shift in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 4523–4526
- [MH88] METZGER, W. ; HUEBENER, R.P.: Phonon focusing in [001] germanium. In: *Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter* 73 (1988), S. 33
- [MH85] METZGER, W. ; HUEBENER, R. P. ; HAUG, R. J. ; HABERMEIER, H.-U.: Imaging of oxide precipitates in silicon with ballistic phonons. In: *Applied Physics Letters* 47 (1985), S. 1051–1053
- [MHM<sup>+</sup>96] MANNHART, J. ; HILGENKAMP, H. ; MAYER, B. ; GERBER, Ch. ; KIRTLEY, J. R. ; MOLER, K. A. ; SIGRIST, M.: Generation of Magnetic Flux by Single Grain Boundaries of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), S. 2782

- [Min98] MINTS, R. G.: Self-Generated Flux in Josephson Junctions with Alternating Critical Current Density. In: *Phys. Rev. B* 57 (1998), S. R3221–R3224
- [MKM09] MOSHE, M. ; KOGAN, V. G. ; MINTS, R. G.: Edge-type Josephson junctions in narrow thin-film strips. In: *Phys. Rev. B* 79 (2009), S. 024505
- [MO33] MEISSNER, W. ; OCHSENFELD, R.: Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. In: *Naturwissenschaften* 21 (1933)
- [MP01] MINTS, R. G. ; PAPIASHVILI, Ilya: Josephson Vortices with Fractional Flux Quanta at  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  Grain Boundaries. In: *Phys. Rev. B* 64 (2001), S. 134501
- [MP02] MINTS, R. G. ; PAPIASHVILI, Ilya: Nonlocal Electrodynamics of Josephson Junctions in Thin Films and Fractional Vortices. In: *Supercond. Sci. Technol.* 15 (2002), S. 307–314
- [MP03] MILOSEVIC, M. V. ; PEETERS, F. M.: Superconducting Wigner Vortex Molecule Near a Magnetic Disk. In: *Phys. Rev. B* 68 (2003), S. 024509
- [MSBM07] MOSHE, M. ; SCHNEIDER, C. W. ; BENSKEY, G. ; MINTS, R. G.: Maximum supercurrent in Josephson junctions with alternating critical current density. In: *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 174518
- [MSJD08] MAZIN, I. I. ; SINGH, D. J. ; JOHANNES, M. D. ; DU, M. H.: Unconventional Superconductivity with a Sign Reversal in the Order Parameter of  $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ . In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), S. 057003
- [Nag08] NAGEL, J.: *Absolut Negativer Widerstand (ANW) in Josephson Kontakten*, Universität Tübingen, Diplomarbeit, 2008
- [OBF<sup>+</sup>06] OBOZNOV, V. A. ; BOL'GINOV, V. V. ; FEOFANOV, A. K. ; RYAZANOV, V. V. ; BUZDIN, A. I.: Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-

- Ferromagnet-Superconductor Junctions. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), Nr. 19, S. 197003
- [OD91] ORLANDO, T. P. ; DELIN, K. A.: Voltage quantization by ballistic vortices in two-dimensional superconductors. In: *Phys. Ref. B* 43 (1991)
- [OLL<sup>+</sup>02] ORLANDO, T. P. ; LLOYD, S. ; LEVITOV, L. S. ; BERGGREN, K. K. ; FELDMAN, M. J. ; BOCKO, M. F. ; MOOIJ, J. E. ; HARMANSD, C. J. P. ; WAL, C. H. V.: Flux-Based Superconducting Qubits for Quantum Computation. In: *Physica C* 372-376 (2002), S. 194–200
- [OMV<sup>+</sup>06] ORTLEPP, T. ; MIELKE, Ariando Amd O. ; VERWIJS, C. J. M. ; FOO, K. F. K. ; ROGALLA, H. ; UHLMANN, F. H. ; HILGENKAMP, H.: Flip-Flopping Fractional Flux Quanta. In: *Science* 312 (2006), S. 1495–1497
- [Onn11] ONNES, H. K.: The Superconductivity of Mercury. In: *Leiden Comm.* 120b, 122b, 124c (1911)
- [Pfe10] PFEIFFER, J.: *Fractional vortices in Josephson tunnel junctions with a ferromagnetic interlayer*, Universität Tübingen, Diss., 2010
- [PW08] PERALAGU, Uthayasankaran ; WEIDES, Martin: Fabrication and characterization of short Josephson junctions with stepped ferromagnetic barrier. In: *European Superconductivity News Forum* 3 (2008)
- [QSD<sup>+</sup>93] QUENTER, D. ; STEHLE, S. ; DODERER, T. ; KRÜLLE, C. A. ; HUEBENER, R. P. ; MÜLLER, F. ; NIEMEYER, J. ; PÖPEL, R. ; WEIMANN, T. ; RUBY, R. ; BARFKNECHT, A. T.: Spatially resolved studies of the microwave properties of superconducting devices. In: *Applied Physics Letters* 63 (1993), S. 2135–2137
- [Rei98] REIMER, L.: *Scanning Electron Microscopy*. 2nd. Springer, 1998. – 527 pages
- [ROR<sup>+</sup>01] RYAZANOV, V. V. ; OBOZNOV, V. A. ; RUSANOV, A. Y. ; VERETENNIKOV, A. V. ; GOLUBOV, A. A. ; AARTS, J.:

Coupling of Two Superconductors Through a Ferromagnet: Evidence for a  $\pi$  Junction. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 2427–2430

- [RBP<sup>+</sup>07] ROBINSON, J. W. A. ; PIANO, S. ; BURNELL, G. ; BELL, C. ; BLAMIRE, M. G.: Zero to  $\pi$  transition in superconductor-ferromagnet-superconductor junctions. In: *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 094522
- [SAB<sup>+</sup>02] SMILDE, H. J. H. ; ARIANDO ; BLANK, D. H. A. ; GERRITSMAN, G. J. ; HILGENKAMP, H. ; ROGALLA, H.: d-Wave-Induced Josephson Current Counterflow in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>/Nb Zigzag Junctions. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 057004
- [SBLC03] SELLIER, H. ; BARADUC, C. ; LEFLOCH, F. ; CALEMCZUK, R.: Temperature-Induced Crossover Between 0 and  $\pi$  States in S/F/S Junctions. In: *Phys. Rev. B* 68 (2003), S. 054531
- [SCG<sup>+</sup>00] SCHULZ, R. R. ; CHESCA, B. ; GOETZ, B. ; SCHNEIDER, C. W. ; SCHMEHL, A. ; BIELEFELDT, H. ; HILGENKAMP, H. ; MANNHART, J. ; TSUEI, C. C.: Design and realization of an all *d*-wave dc  $\pi$ -superconducting quantum interference device. In: *Appl. Phys. Lett.* 76 (2000), S. 912
- [Sco64] SCOTT, A. C.: Distributed device applications of the superconducting tunnel junction. In: *Solid-State Electronics* 7 (1964), S. 137–146
- [SGW<sup>+</sup>10] SCHARINGER, S. ; GÜRLICH, C. ; WEIDES, M. ; MINTS, R. G. ; KOHLSTEDT, H. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R. ; GOLDOBIN, E.: Magnetic field dependence of multifacet 0- $\pi$  SIFS Josephson junctions. In: *unpublished* (2010)
- [SHR<sup>+</sup>02] SMILDE, Henk-Jan H. ; HILGENKAMP, Hans ; RIJNDERS, Guus ; ROGALLA, Horst ; BLANK, Dave H. A.: Enhanced Transparency Ramp-Type Josephson Contacts Through Interlayer Deposition. In: *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002), S. 4579–4581



- [SKKK01] STRAUB, R. ; KEIL, S. ; KLEINER, R. ; KOELLE, D.: Low-Frequency Flux Noise and Visualization of Vortices in a  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  Dc SQUID Washer with an Integrated Input Coil. In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 3645
- [SMT<sup>+</sup>02] SUGIMOTO, A. ; MIYAKE, T. ; TAKEDA, T. ; IGUCHI, I. ; KASHIWAYA, S.: Fractional Quantized Vortices as Direct Evidence of  $d_{x^2-y^2}$ -Wave Pairing Symmetry Up to Critical Temperature in High- $T_c$  Cuprate Superconductors. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 41 (2002), S. L739
- [Ste36] STEUERWALD, R.: Über Enneper'sche Flächen und Bäcklund'sche Transformation. In: *Abhandlungen der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München* (1936)
- [Ste68] STEWART, W. C.: Current-voltage characteristics of Josephson junctions. In: *Appl. Phys. Lett.* 12 (1968), S. 277
- [Str03] STRAUB, R.: *Abbildung von Flussquanten in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  SQUIDS und Josephsonströmen in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Nb Kontakten*, Universität Tübingen, Diss., 2003
- [Swi61] SWIHART, J. C.: Field Solution for a Thin-Film Superconducting Strip Transmission Line. In: *J. Appl. Phys.* 32 (1961), S. 461–469
- [TB98] TERZIOGLU, E. ; BEASLEY, M. R.: Complementary Josephson Junction Devices and Circuits: A Possible New Approach to Superconducting Electronics. In: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 8 (1998), S. 48
- [TGB97] TERZIOGLU, E. ; GUPTA, D. ; BEASLEY, M. R.: Complementary Josephson Junction circuits. In: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (1997), Nr. 2, S. 3642
- [THHF89] TAKIGAWA, M. ; HAMMEL, P. C. ; HEFFNER, R. H. ; FISK, Z.: Spin Susceptibility in Superconducting  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  from  $^{63}\text{Cu}$  Knight Shift. In: *Phys. Rev. B* 39 (1989), S. 7371–7374

- [Tin96] TINKHAM, M.: *Introduction to Superconductivity*. 2nd. McGraw-Hill, Inc., 1996. – 473 pages
- [TK00a] TSUEI, C. C. ; KIRTLEY, J. R.: Pairing Symmetry in Cuprate Superconductors. In: *Reviews of Modern Physics* 72 (2000), S. 969
- [TK00b] TSUEI, C. C. ; KIRTLEY, J. R.: Phase-Sensitive Evidence for *d*-Wave Pairing Symmetry in Electron-Doped Cuprate Superconductors. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 182–185
- [TKC<sup>+</sup>94] TSUEI, C. C. ; KIRTLEY, J. R. ; CHI, C. C. ; YU-JAHNES, Lock S. ; GUPTA, A. ; SHAW, T. ; SUN, J. Z. ; KETCHEN, M. B.: Pairing Symmetry and Flux Quantization in a Tricrystal Superconducting Ring of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub> . In: *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994), Jul, S. 593–596
- [UCM93] USTINOV, A. V. ; CIRILLO, M. ; MALOMED, B. A.: Fluxon dynamics in one-dimensional Josephson-junction arrays. In: *Phys. Rev. B* 47 (1993), S. 8357
- [UDH<sup>+</sup>92] USTINOV, A. V. ; DODERER, T. ; HUEBENER, R. P. ; PEDERSEN, N. F. ; MAYER, B. ; OBOZNOV, V. A.: Dynamics of Sine-Gordon Solitons in the Annular Josephson Junction. In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), S. 1815–1818
- [UK03] USTINOV, A. V. ; KAPLUNENKO, V. K.: Rapid single-flux quantum logic using pi-shifters. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), S. 5405–5407
- [Ust98] USTINOV, A. V.: Solitons in Josephson Junctions. In: *Physica D* 123 (1998), S. 315–329
- [Ust02] USTINOV, A. V.: Fluxon Insertion Into Annular Josephson Junctions. In: *App. Phys. Lett.* 80 (2002), S. 3153–3155
- [Web03] WEBER, Andreas: *Fluxodynamik in annularen intrinsischen Josephson-Kontakten*, Universität Tübingen, Diss., 2003
- [Wei69] WEIHNACHT, M.: Influence of Film Thickness on D.C. Josephson Current. In: *Phys. Stat. Sol.* 32 (1969), S. K169–K172

- [Wei06] WEIDES, Martin. P.: *Josephson Tunnel Junctions with Ferromagnetic Interlayer*, Universität Köln, Deutschland, Diss., 2006
- [Wei08] WEIDES, M.: Magnetic Anisotropy in Ferromagnetic Josephson Junctions. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), S. 052502
- [WHL+93] WOLLMAN, D. A. ; HARLINGEN, D. J. V. ; LEE, W. C. ; GINSBERG, D. M. ; LEGGETT, A. J.: Experimental Determination of the Superconducting Pairing State in YBCO from the Phase Coherence of YBCO-Pb dc SQUIDS. In: *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993), S. 2134–2137
- [WKG+06a] WEIDES, M. ; KEMMLER, M. ; GOLDOBIN, E. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R. ; KOHLSTEDT, H. ; BUZDIN, A.: High Quality Ferromagnetic 0 and Pi Josephson Tunnel Junctions. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 122511
- [WKG+06b] WEIDES, M. ; KEMMLER, M. ; GOLDOBIN, E. ; KOHLSTEDT, H. ; WASER, R. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.:  $0-\pi$  Josephson tunnel junctions with ferromagnetic barrier. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), S. 247001
- [WNC+07] WU, Hong-ye ; NI, Jing ; CAI, Jian-wang ; CHENG, Zhao-hua ; SUN, Young: Experimental evidence of magnetization modification by superconductivity in a *Nb/Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>* multilayer. In: *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 024416
- [WSK07] WEIDES, M. ; SCHINDLER, C. ; KOHLSTEDT, H.: Low- $T_c$  Josephson junctions with tailored barrier. In: *J. Appl. Phys.* 101 (2007), S. 063902
- [WTK06] WEIDES, M. ; TILLMANN, K. ; KOHLSTEDT, H.: Fabrication of high quality ferromagnetic Josephson junctions. In: *Physica C* 437–438 (2006), S. 349–352
- [WZG+09] WANG, H. B. ; ZHU, B. Y. ; GÜRLICH, C. ; RUOFF, M. ; KIM, S. ; HATANO, T. ; ZHAO, B. R. ; ZHAO, Z. X. ; GOLDOBIN, E. ; KOELLE, D. ; KLEINER, R.: Fast Josephson Vortex Ratchet Made of Intrinsic Josephson Junctions in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . In: *Phys. Rev. B* 80 (2009), S. 224507

- [XJHMT95] XU, J. H. ; J. H. MILLER, Jr. ; TING, C. S.: Pi -Vortex State in a Long 0- Pi Josephson Junction. In: *Phys. Rev. B* 51 (1995), S. 11958
- [YTM06] YAMASHITA, T. ; TAKAHASHI, S. ; MAEKAWA, S.: Superconducting pi qubit with three Josephson junctions. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 132501
- [YTTM05] YAMASHITA, T. ; TANIKAWA, K. ; TAKAHASHI, S. ; MAEKAWA, S.: Superconducting  $\pi$  Qubit with a Ferromagnetic Josephson Junction. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 097001
- [ZG04] ZENCHUK, A. ; GOLDOBIN, E.: Analysis of Ground States of  $0 - \pi$  Long Josephson Junctions. In: *Phys. Rev. B* 69 (2004), S. 024515
- [ZOL<sup>+</sup>09] ZHANG, Xiaohang ; OH, Yoon S. ; LIU, Yong ; YAN, Liqin ; KIM, Kee H. ; GREENE, Richard L. ; TAKEUCHI, Ichiro: Observation of the Josephson Effect in Pb/Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> Single Crystal Junctions. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), S. 147002
- [ZSB<sup>+</sup>09] ZHANG, Xiaohang ; SAHA, Shanta R. ; BUTCH, Nicholas P. ; KIRSHENBAUM, Kevin ; PAGLIONE, Johnpierre ; GREENE, Richard L. ; LIU, Yong ; YAN, Liqin ; OH, Yoon S. ; KIM, Kee H. ; TAKEUCHI, Ichiro: Josephson effect between electron-doped and hole-doped iron pnictide single crystals. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009), S. 062510

# Danksagung

Nachdem ich mich nun 4 Jahre mit grundlegenden Themen der Physik beschäftigt habe, möchte ich mich an dieser Stelle bei den Personen bedanken, welche ganz wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst danke ich Prof. Dr. Reinhold Kleiner und Prof. Dr. Dieter Kölle, dass sie mir die Möglichkeit boten in ihrer Arbeitsgruppe zu promovieren. Für die Unterstützung bei der Arbeit mit SIFS-Kontakten möchte ich besonders Reinhold Kleiner danken. Seine umfangreichen Simulationen haben ganz entscheidend zum besseren Verständnis meiner Abbildungen beigetragen. Je ungewöhnlicher meine experimentellen Ergebnisse waren, desto mehr spornte es Reinhold Kleiner an, durch Simulationen die Physik dahinter zu verstehen. In gleichem Maße danke ich Dieter Kölle für die stetige Unterstützung bei den Messungen an den ZickZack-Kontakten. Durch sein stets offenes Ohr bei technische Fragen konnte fast jedes Problem am TTREM gelöst werden. Ich möchte Dieter Kölle auch ganz besonders für sein Vertrauen in meine Arbeit als Systemadministrator in der Arbeitsgruppe danken. Dadurch war es mir möglich dieser Aufgabe sehr unbürokratisch nachzugehen.

Bei Dr. Edward Goldobin möchte ich mich für seine kompetente Unterstützung von theoretischer Seite bedanken. Seine reichhaltige Erfahrung mit Josephsonkontakten führte stets zu neuen Impulsen für meine Messungen.

Ein ganze besonderer Dank gilt Dr. Tobias Gaber für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Daneben konnte ich mich während meiner Arbeit stets mit Fragen an ihn wenden. Als Betatester seiner neu entwickelten Stromquellen konnte ich immer wieder von deren überragender Technik profitieren.

Dr. Matthias Kemmler und Dr. Judith Pfeiffer danke ich für ihre sehr freundschaftliche Art und die vielen Diskussionen, nicht nur physikalischer Natur.

Ein herzliches Dankeschön gilt auch meinen ehemaligen Diplomanden Matthias Ruoff, Inga Schittenhelm und Matthias Bailer. Besonders Matthias Ruoff war mir in den Anfangstagen meiner Arbeit eine sehr große Hilfe am TTREM.

Kai Buckenmaier und Martin Knufinke danke ich für ihre Hilfe bei so mancher Simulation. Sebastian Scharinger danke ich für die gute Zusammenarbeit gegen Ende meiner Arbeit. Dr. Christoph Back und Hans Wener danke ich für ihre unschätzbare Hilfe bei allen technischen Problemen. Marie-Luise Fenske und Marie-Annick Pacquier gilt mein Dank für ihre Hilfe und ihre Geduld bei allen organisatorischen Dingen. Des Weiteren danke ich Karl-Heinz Freudenmann und Manfred Kleinmann von der feinmechanischen Werkstatt für die allzeit schnelle Bearbeitung meiner Aufträge. Elmar Baur und Manuel Brandt danke ich für die stetige Versorgung mit Helium sowie für die stets fachkundige Wartung meiner Vakuumpumpen.

Natürlich gab es in den letzten vier Jahren auch ein Leben neben der Phy-

sik. Wie es der Zufall so will, habe ich diese Zeit sehr häufig mit Physikern verbracht. Für die vielen lustigen Abende und die moralische Unterstützung danke ich meinen Kollegen und Mitstreitern Uta Kienzle, Hanna Sickinger, Joachim Nagel, Daniel Bothner, Jochen Tomaschko, Robert Werner, Boris Groß, Daniel Pröpper und Markus Turad.

Allen nicht namentlich genannten Diplomanden, Hiwis und Mitarbeitern des Lehrstuhls II gilt natürlich ebenfalls ein herzliches Dankeschön.

Was wäre meine Arbeit ohne die Proben von Prof. Dr. Ariando (Universität Enschede) und Dr. Martin Weides (Forschungszentrum Jülich) gewesen. Sowohl die ZickZack-Rampenkontakte, als auch die SIFS-Kontakte sind eine Meisterleistung der Probenherstellung. Dafür ein ganz großes Dankeschön.

Zu guter Letzt bleibt noch der Dank an meine Familie. Ohne die unerschöpfliche Unterstützung durch meine Eltern und meine beiden Schwestern wäre es sicherlich nie zu dieser Arbeit gekommen. Vielen Dank dafür.

Abschließend möchte ich meiner Freundin Katrina danken. Auch wenn ich in den letzten Jahren viele Abende und Wochenenden im Labor oder vor dem Computer verbracht habe, so warst und bleibst Du doch der Mittelpunkt meines Lebens. Danke!

## Publikationsliste

1. M. Kemmler, **C. Gürlich**, A. Sterck, H. Pöhler, M. Neuhaus, M. Siegel, R. Kleiner, D. Koelle  
*Commensurability effects in superconducting Nb films with quasiperiodic pinning arrays*  
*Phys. Rev. Lett.* **97**, 147003 (2006)
2. **C. Gürlich**, E. Goldobin, R. Straub, D. Doenitz, Ariando, H.-J. H. Smilde, H. Hilgenkamp, R. Kleiner, D. Koelle  
*Imaging order parameter induced  $\pi$  phase shifts in cuprate superconductors by low-temperature scanning electron microscopy*  
*Phys. Rev. Lett.* **103**, 067011 (2009)
3. H. B. Wang, B. Y. Zhu, **C. Gürlich**, M. Ruoff, S. Kim, T. Hatano, B. R. Zhao, Z. X. Zhao, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner  
*Fast Josephson vortex ratchet made of intrinsic Josephson junctions in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$*   
*Phys. Rev. B* **80**, 224507 (2009)
4. **C. Gürlich**, S. Scharinger, M. Weides, H. Kohlstedt, R. G. Mints, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner  
*Visualizing supercurrents in ferromagnetic Josephson junctions with various arrangements of  $0$  and  $\pi$  segments*  
*Phys. Rev. B* **81**, 094502 (2010)
5. S. Scharinger, **C. Gürlich**, R. G. Mints, M. Weides, H. Kohlstedt, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner  
*Interference patterns of multifacet  $0$ - $\pi$  Josephson junctions with ferromagnetic barrier*  
*Phys. Rev. B* akzeptiert (2010)

6. M. Weides, U. Peralagu, J. Pfeiffer, M. Kemmler, **C. Gürlich**, E. Golobin, D. Koelle, R. Kleiner, H. Kohlstedt  
*Critical current diffraction pattern of SIFS Josephson junctions with step-like F-layer*  
*Appl. Phys. Lett.* eingereicht (2010)



# Lebenslauf

## Persönliches:

Christian Gürlich  
geboren am 11. August 1978 in Memmingen  
Eltern: Gerhard und Anneliese Gürlich, geb. Hepp  
ledig, deutsche Staatsangehörigkeit

## Ausbildung:

Sept. 1985 – Juli 1989 Grundschule Oberer Graben, Leutkirch,  
Sept. 1989 – Juni 1998 Hans-Multscher-Gymnasium, Leutkirch,  
Zeugnis der Allg. Hochschulreife im Juni 1998  
Okt. 1999 – Apr. 2006 Physikstudium, Eberhard-Karls-Universität, Tübingen  
(Vordiplom Physik am 30. April 2002)  
Diplomarbeit bei Prof. Dr. D. Kölle  
mit dem Thema: „Supraleitende Nb-Filme mit  
nanostrukturierten Antidotgittern“  
(Diplom am 24. März 2006)  
April 2006 – Mai 2010 Anfertigung der Dissertation am Physikalischen Institut  
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen unter der  
Anleitung von Prof. Dr. D. Kölle und Prof. Dr. R. Kleiner  
mit dem Thema: “Visualisierung der Stromverteilung  
in Josephsonkontakten mit 0- und  $\pi$ -Facetten“

## Auslandsaufenthalt:

Aug. 2002 – Juni 2003 University of Massachusetts, Amherst, USA

## Praktische Tätigkeiten:

1996 – 1997 Werkstudent bei der Magnet Schultz GmbH  
Juli 1998 – Aug. 1999 Zivildienst bei der Sozialstation Leutkirch  
1999 – 2001 Werkstudent in der Abteilung Organisation, Planung  
und EDV der Waldburg Zeil Kliniken GmbH & Co. KG  
März 2004 – Apr. 2004 Studentische Hilfskraft in der Arbeitsgruppe  
Prof. Dr. D. Kern der Eberhard-Karls-Universität Tübingen  
seit Apr. 2006 Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Insitut  
der Eberhard-Karls-Universität Tübingen (Dissertation)  
seit Jan. 2010 Angestellter am Institut für Pharmakologie  
und Toxikologie der Eberhard-Karls-Universität Tübingen  
(Systemadministrator)

**Akademische Lehrer:**

H. Clement, A. Dinsmore, R. Dufresne, O. Eibl, H. Fischer, J. Fortagh,  
C. Fuchs, E. Goldobin, P. Grabmayr, H. Kaul, D. Kern, H. Klären, R. Kleiner,  
D. Kölle, K. Kumar, H. Mütter, F. Nüsslin, H. Pfister, E. Plies, N. Prokof'ev,  
N. Schopohl, M. Sperber, M. Tuominen, G.J. Wagner, M. Weitz, S. Willocq,  
D. Wharam, M. Wolff, C. Zimmermann