

Manipulation und Kontrolle von Flussquanten in Supraleitern durch maßgeschneiderte Haftzentren

DISSERTATION

Zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

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

vorgelegt von

MATTHIAS KEMMLER

aus Reutlingen

2008

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Februar 2008
Dekan: Prof. Dr. N. Schopohl
1. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Kölle
2. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Kleiner
3. Berichterstatter: Prof. Dr. M. Siegel

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden quantisierte Flusswirbel (Vortices) in Supraleitern untersucht, wobei diese Flusswirbel mit Hilfe von Nanostrukturen gezielt in ihren statischen und dynamischen Eigenschaften manipuliert und kontrolliert werden sollten.

Durch das Einbringen von künstlichen Haftzentren (Pinningzentren) in Form von (sub-)Mikrolöchern (Antidots) ist es möglich die Bewegung von Abrikosov-Flusswirbeln zu verhindern bzw. zu kontrollieren und somit insbesondere den maximalen (kritischen) Suprastrom zu erhöhen. Hierbei hat die Anordnung der Antidots beträchtliche Auswirkungen auf den Magnetfeldbereich, in welchem der kritische Strom des Supraleiters eine Erhöhung zeigt. Ein aktuelles Forschungsgebiet im Bereich der Supraleitung beschäftigt sich mit der (anwendungsorientierten) Fragestellung der optimalen Anordnung von Pinningzentren.

Im Rahmen der Arbeit wurde eine Methode zur Herstellung von Nb-Filmen mit Antidots entwickelt. Die Kombination von Elektronenstrahl-lithographie und Lift-Off Prozess erlaubte die Variation der Geometrie und der Anordnung der Antidots im Submikrometerbereich. Es wurden Nb-Filme ohne Antidots, Filme mit zufällig verteilten Antidots und Filme mit periodischen, bzw. zufällig verdünnten periodischen und quasiperiodischen Antidots (Antidot-Arrays) untersucht. Wesentliche Verbesserungen an dem (selbst aufgebauten) Messsystem ermöglichten die Durchführung der in dieser Arbeit vorgestellten elektrischen Transportmessungen.

Messungen des kritischen Stroms in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes an Nb-Filmen mit Arrays aus kreisrunden Antidots zeigten ausgeprägte Kommensurabilitätseffekte (Matchingeffekte) des Vortextgitters mit den Antidot-Arrays nahe der kritischen Temperatur. In Messungen an quasiperiodischen 5-faltigen Penrose-Antidot-Arrays konnten erstmals Matchingeffekte und damit die Ausbildung eines quasiperiodischen Vortextgitters nachgewiesen werden. Zudem konnte gezeigt werden, dass - unterhalb des ersten Matchingfeldes (dort ist die Vortex-Dichte gleich der Antidot-Dichte) - in quasiperiodischen Arrays höhere kritische Ströme erzielt werden können als in vergleichbaren periodischen Arrays oder in Proben mit zufällig verteilten Antidots, was auf die Selbstähnlichkeit quasiperiodischer Strukturen zurückzuführen ist.

Für Magnetfelder oberhalb des ersten Matchingfeldes empfehlen sich dagegen zufällig ausgedünnte periodische Pinninggitter. Bei gleicher Dichte

von Pinningzentren erlaubt diese Anordnung im Vergleich zu zufällig verteilten oder periodischen Pinninggittern eine besonders effektive Reduktion der Dissipation bewegter Flusslinien. Dies geschieht durch gezielte Unterdrückung von „Channeling“ interstitieller Vortices.

Das Einbringen von dreieckigen Antidots in einem periodischen Gitter ermöglichte die experimentelle Realisierung einer Abrikosov-Vortex-Ratsche.

Die Visualisierung der Vortexverteilung in Supraleitern mit Antidots durch magnetooptische Abbildung und Bitterdekoration ermöglichte ein detaillierteres Verständnis der experimentellen Befunde von Transportmessungen. In Bitterdekorationen wurde der Einfluss der Antidotdichte und -größe auf das Auftreten und die Form von Flusslawinen untersucht. Durch gezieltes Einbringen von Antidots erscheint es möglich die Form von Flusslawinen zu kontrollieren.

Die Methode zur Strukturierung von Nb-Filmen wurde auf die Herstellung von so genannten Atom-Chips übertragen. Diese Mikrochips enthalten normal- oder supraleitende Strukturen zur Erzeugung magnetischer Potenziale für Bose-Einstein Kondensate von Atomen. Mit mäanderförmigen Stromleitern wurde es erstmals ermöglicht ein Beugungsexperiment mit einem Bose-Einstein-Kondensat von Atomen an einem magnetischen Gitter, erzeugt durch einen Mikrochip, durchzuführen.

Des weiteren erfolgte die Untersuchung von SIFS-Josephsonkontakten, welche je nach ferromagnetischer Schichtdicke d_F und Temperatur in 0- oder π -Kopplung vorliegen können. Bei einem Kontakt geeigneter Dicke war es möglich einen temperaturgesteuerten $0-\pi$ Übergang nachzuweisen. Neben der Charakterisierung dieser neuartigen Kontakte erfolgte die Suche nach einer möglichen $\sin(2\phi)$ -Komponente in der Strom-Phasenbeziehung.

Durch eine Stufe in der ferromagnetischen Schicht entsteht ein $0-\pi$ -Kontakt, in welchem sich ein an der Stufe ein gepinnter, fraktionaler Vortex befindet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der erste per Design gewollte, gestufte $0-\pi$ -Kontakt mit zwei unterschiedlichen ferromagnetischen Dicken untersucht. Die statischen und dynamischen Eigenschaften des gestuften Kontakts zeigten wesentliche Unterschiede im Vergleich zu zwei Referenzkontakten ohne $0-\pi$ -Diskontinuität. Beispielsweise konnten erstmals halbzahlige Zero-Field Steps in gestuften SIFS-Kontakten nachgewiesen werden.

Inhaltsverzeichnis

I	Theoretische Grundlagen	5
1	Flusswirbel in Typ-II Supraleitern	6
1.1	Grundzüge der Ginzburg-Landau-Theorie	6
1.1.1	Charakteristische Längenskalen	7
1.1.2	Typ-I und Typ-II Supraleiter	8
1.2	Flusslinien	9
1.2.1	Die isolierte Flusslinie	9
1.2.2	Das Flussliniengitter	11
1.2.3	Das Dünnfilm-Limit	11
1.3	Kritische Ströme und Pinning	12
1.3.1	Kritischer Strom	12
1.3.2	Pinningmechanismen	13
1.3.3	Künstliche Pinningzentren	14
1.3.4	Kommensurabilitätseffekte	16
1.3.5	Abrikosov-Vortex Ratsche	31
2	Der Josephsonkontakt	35
2.1	Der konventionelle Josephsonkontakt	35
2.1.1	Temperaturabhängigkeit des maximalen Supra- stroms	37
2.1.2	RCSJ-Modell	38
2.1.3	Ausgedehnter Josephsonkontakt im externen Ma- gnetfeld	40
2.1.4	Der lange Josephsonkontakt	43
2.2	Der π -gekoppelte Josephsonkontakt	46
2.2.1	Der Josephsonkontakt mit ferromagnetischer Bar- riere	47

2.2.2	Der $0-\pi$ -Kontakt	51
II Messaufbau und Probenpräparation		53
3	Messaufbau	54
3.1	Temperaturregelung	56
3.1.1	Temperaturen oberhalb von 4.2 Kelvin	56
3.1.2	Temperaturen unterhalb von 4.2 Kelvin	58
3.2	Der SQUID-Verstärker	59
4	Probenpräparation	61
4.1	Nb-Filme mit nanostrukturierten Lochgittern	63
4.1.1	Probe Nb10 (PMMA+Ar-Ionen)	64
4.1.2	Probe Nb14 (Optisch+Ar-Ionen)	66
4.1.3	Probe Box-Nr3 (Ratsche)	67
4.1.4	Probe Box-Nr1	70
4.1.5	Penrose-Chips#1-5	72
4.1.6	Zufällig verdünnte periodische Gitter (Chips#1-4)	73
4.2	Weitere Proben	75
4.2.1	SIFS-Josephsonkontakte	75
4.2.2	Magnetische Mikrofallen für ultrakalte Gase von Atomen	75
III Ergebnisse		83
5	Kommensurabilitätseffekte	84
5.1	Matchingeffekte an periodischen Antidotgittern	84
5.1.1	Zusammenfassung und Diskussion	90
5.2	Matchingeffekte in einem quasiperiodischen Antidotgitter	91
5.2.1	Probencharakterisierung	91
5.2.2	Messungen	93
5.2.3	Zusammenfassung und Diskussion	105
5.3	Vortexabbildung in Antidotgittern	110
5.3.1	Magneto-optische Abbildung	110
5.3.2	Bitterdekoratation der statischen Vortexanordnung in Antidotgittern	114
5.3.3	Bitterdekoratation von Flusslawinen in Antidotproben	119

5.4	Zufällig verdünnte Dreiecksgitter	128
5.4.1	Probencharakterisierung	128
5.4.2	Messungen	128
5.4.3	Diskussion und Zusammenfassung	138
6	Abrikosov-Vortex Ratsche	140
6.1	Simulationen	141
6.2	Probencharakterisierung	143
6.3	Messungen	145
6.3.1	Strom–Spannungs-Kennlinien	149
6.3.2	$V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen	153
6.3.3	Frequenzabhängigkeit des Ratscheneffekts	157
6.4	Diskussion	163
6.4.1	$V(I)$ -Kurven	163
6.4.2	$V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen	167
6.4.3	Frequenzabhängigkeit des Ratscheneffekts	169
6.5	Zusammenfassung	171
7	SFS Josephsonkontakte	173
7.1	Messungen an SIFS 0- oder π -Kontakten	173
7.1.1	Temperaturabhängigkeit von 0- oder π -SIFS-Kontakten	175
7.1.2	Temperaturgesteuerter 0- π Übergang	180
7.2	0- π -Josephsonkontakte	185
7.2.1	Die Proben	185
7.2.2	$I_c(B)$ -Messungen	187
7.2.3	Vergleich $I_c(B)$ -Messungen mit Theorie	189
7.2.4	Resonanzen in 0- π -Josephsonkontakten	191
7.3	Zusammenfassung	195
7.3.1	Messungen an SIFS 0- oder π -Kontakten	195
7.3.2	0- π -Josephsonkontakte	196
	Zusammenfassung und Ausblick	197
	Literaturverzeichnis	201

Einleitung

Ein aktuelles Forschungsgebiet der Physik besteht in der Untersuchung von makroskopischen Quantenobjekten. Hierfür können Supraleiter oder auch Bose-Einstein-Kondensate von Atomen als Modellsysteme dienen. Diese Systeme lassen sich durch eine (einzige) makroskopische Wellenfunktion mit wohldefinierter Phase beschreiben. Dadurch ist es beispielsweise möglich, Interferenzexperimente mit solchen Systemen durchzuführen. In der Supraleitung existieren bereits einige Interferometer in der Anwendung (z.B. SQUID, SQIF, etc.), während in dem noch jungen Bereich der Bose-Einstein-Kondensate noch grundlegende Experimente durchgeführt werden. Eine Konsequenz der Phasenkohärenz ist das Auftreten quantisierter Wirbel/Vortices in beiden Systemen.

Im Bereich der Supraleitung unterscheidet man zwischen zwei Typen von quantisierten Wirbeln– Abrikosov- und Josephson-Vortices. Beide Wirbel tragen jeweils ein magnetisches Flussquant Φ_0 .

Jede Bewegung von Abrikosov-Vortices führt zu Dissipation in Supraleitern und supraleitenden Bauelementen. Eine gezielte Unterdrückung der Vortexbewegung durch Einbringen von Pinningzentren in den Supraleiter erlaubt es, den supraleitenden Phasenraum, welcher durch das kritische Magnetfeld H_c , die kritische Stromdichte j_c und die kritische Temperatur T_c begrenzt ist, zu erweitern (MOSHCHALOV *et al.* [2000]).

Hierbei wurden in der Vergangenheit im wesentlichen zwei Arten der Anordnung von Pinningzentren untersucht. Zum einen galt das Interesse zufällig verteilten intrinsischen Pinningzentren, welche in jedem realen Supraleiter existieren. Zum anderen ermöglichte der Fortschritt in der Nanolithographie die Herstellung künstlicher Pinningzentren. Diese können kontrolliert in den Supraleiter eingebracht werden und erlauben

die Herstellung maßgeschneiderter Pinningpotentiale für Vortices. Meist erfolgte die Anordnung in einem periodischen Gitter oder nach dem Zufallsprinzip. Nun kann man sich fragen, ob eine andere Anordnung – zwischen den Extremen von rein zufälliger Verteilung und perfekt periodischer Anordnung – existiert, welche eventuell eine höhere Pinningwirkung des Vortexgitters erzielen bzw. Vortexbewegungen besser unterdrücken kann. In jüngster Vergangenheit wurde einerseits die Anordnung von Pinningzentren in Quasikristallen (MISKO *et al.* [2005, 2006a]) und andererseits in zufällig verdünnten Pinninggittern (REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007]) vorgeschlagen, um eine optimale Pinningwirkung in einem möglichst großen Magnetfeldbereich zu erzielen. Diese beiden theoretischen Vorschläge wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell untersucht, mit dem Ziel, eine Antwort auf die bislang ungeklärte Fragestellung der optimalen Anordnung von Pinningzentren zu finden.

Neben der Kontrolle über die Entstehung und der Unterdrückung von Vortexbewegung wurden auch Modelle zur Beseitigung von störenden Vortices vorgeschlagen (LEE *et al.* [1999], WAMBAUGH *et al.* [1999]). Durch asymmetrische Pinningpotentiale künstlicher Pinningzentren ist es möglich, eine so genannte Abrikosov-Vortex-Ratsche zu realisieren (VILLEGAS *et al.* [2003b], VANDEVONDEL *et al.* [2005]). Diese erlaubt eine gerichtete Vortexbewegung unter Anlegen einer im zeitlichen Mittel verschwindenden Kraft. Neben der (noch nicht erfolgten) Anwendung im Bereich der Supraleitung sind kontrollierbare, physikalische Ratschensysteme eventuell hilfreich für das Verständnis ähnlicher Transportphänomene im Bereich der Biologie (MADDOX [1993, 1994], LEIBLER [1994]). Eine Abrikosov-Vortex-Ratsche wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit realisiert.

Durch künstliche Pinningzentren lassen sich also maßgeschneiderte Potentiallandschaften für Abrikosov-Vortices in Supraleitern erzeugen. Ist dies auch möglich für Josephson-Vortices? Diese ebenfalls quantisierten Flusswirbel entstehen in langen Josephsonkontakten, bei welchen ein äußeres Magnetfeld senkrecht zur Barriere angelegt wird. Josephson-Vortices (Fluxonen) besitzen im Gegensatz zu Abrikosov-Vortices keinen normalleitenden Kern. Dadurch wird eine sehr viel schnellere Bewegung (einige Prozent der Lichtgeschwindigkeit) derselben ermöglicht. Diese Eigenschaft macht Josephson-Vortices zu potentiellen

Kandidaten für schnelle elektronische Schaltkreise (darauf beruht z.B. die „rapid single flux quantum (RSFQ)“-Logik). Die Untersuchung der statischen und dynamischen Eigenschaften von konventionellen Josephsonkontakten (0-Kontakte) wurde daher in der Vergangenheit intensiv durchgeführt (USTINOV [1998]). Seit einigen Jahren ist es möglich, so genannte π -Josephsonkontakte herzustellen. Die Untersuchung der Eigenschaften dieser neuartigen π -Kontakten ist interessant und wurde in jüngster Vergangenheit intensiv verfolgt. Durch das Zusammenbringen eines 0-Kontakts mit einem π -Kontakt entsteht ein so genannter 0- π -Kontakt. Ein solcher Kontakt weist völlig neuartige Phänomene auf. An der Schnittstelle zwischen einem 0- und π -Teil bildet sich spontan ein Vortex, welcher nur ein halbzahliges Flussquant Φ_0 trägt – ein Semifluxon (BULAEVSKIĬ *et al.* [1978], GOLDOBIN *et al.* [2002]). Im Gegensatz zu den herkömmlichen Josephson-Vortices ist das Semifluxon nicht mehr frei beweglich entlang der Barriere – es ist gepinnt an der Verbindungsstelle vom 0- zum π -Teil. Diese Art von „Phasenpinning“ ist die Ursache für andere statische und dynamische Eigenschaften der 0- π -Kontakte, welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden.

Das Ziel dieser Arbeit war es, durch gezieltes Einbringen von maßgeschneiderten, künstlichen Haftzentren in einen Supraleiter, die statischen und dynamischen Eigenschaften von Abrikosov- und Josephson-Vortices zu manipulieren und kontrollieren. Die vorliegende Arbeit gliedert sich in drei Teile:

Im ersten Teil werden die für die Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen vorgestellt. Das erste Kapitel widmet sich hierbei den Eigenschaften von Abrikosov-Vortices sowie deren Wechselwirkung mit (künstlichen) Pinningzentren. Im Kapitel 2 werden die statischen und dynamischen Eigenschaften von 0- und von π -Josephsonkontakten, sowie von 0- π -Josephsonkontakten erörtert.

Im zweiten Teil wird der experimentelle Aufbau und die Art und Weise der Probenherstellung vorgestellt. In Kapitel 3 wird in kurzer Form der prinzipielle Messaufbau erklärt. Etwas detaillierter erfolgt die Beschreibung der wichtigsten Komponenten der Messapparatur. Im Abschnitt 4.1 des vierten Kapitels findet man eine genaue Beschreibung

der einzelnen Herstellungsschritte verschiedener für diese Arbeit relevanten Proben mit künstlichen Pinningzentren. Unter dem Abschnitt 4.2 werden weitere Proben vorgestellt. In Abschnitt 4.2.2 wird ein anderes Teilprojekt dieser Arbeit vorgestellt. Dieses widmete sich der Herstellung von Mikrochips zur Erzeugung magnetischer Potentiale für Bose-Einstein-Kondensate von Atomen. Nach einer kurzen Motivation werden die Herstellungsschritte von normal- und supraleitenden Mikrochips vorgestellt und die jeweiligen Vor- und Nachteile erörtert.

Im dritten Teil der Arbeit werden die experimentellen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit vorgestellt und diskutiert. Experimente an verschiedenen Anordnungen von künstlichen Pinningzentren werden in Kapitel 5 präsentiert. Hierbei werden neben Transportmessungen (Abschnitt 5.1, 5.2 und 5.4) auch Abbildungen von Vortices präsentiert (Abschnitt 5.3). In Kapitel 6 findet man die Resultate der Experimente an einer Abrikosov-Vortex-Ratsche. Nach der Vorstellung von Simulationen in Abschnitt 6.1 werden die statischen und dynamischen Eigenschaften der Ratsche vorgestellt und diskutiert. In Kapitel 7 werden die Experimente an Josephsonkontakten vorgestellt. In Abschnitt 7.1 wurden reine 0- oder π -Kontakte untersucht, während in Abschnitt 7.2 die statischen und dynamischen Eigenschaften eines 0- π -Kontakts vorgestellt und diskutiert werden.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 8 zusammengefasst. Des weiteren wird ein Ausblick über mögliche zukünftige Experimente gegeben.

Teil I

Theoretische Grundlagen

Kapitel 1

Flusswirbel in Typ-II Supraleitern

1.1 Grundzüge der Ginzburg-Landau-Theorie

Unter der Annahme, dass der Übergang von Normal- zu Supraleitung ohne äußeres Magnetfeld einem Phasenübergang zweiter Ordnung entspricht, wurde von Ginzburg und Landau die so genannte Ginzburg-Landau-Theorie (GL-Theorie) entwickelt. Hierzu führten sie als Ordnungsparameter des supraleitenden Zustands die makroskopische Wellenfunktion $\Psi(\vec{r}) = \sqrt{n_s(\vec{r})} \exp[i\phi(\vec{r})]$ ein. Hierbei ist $n_s(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})|^2$ die Dichte der supraleitenden Ladungsträger. Der Ordnungsparameter steigt stetig von null bei der Übergangstemperatur T_c bis zum Maximalwert bei $T = 0$ K an.

Nahe T_c lässt sich die Gibbsche freie Energiedichte g_s der supraleitenden Phase nach $|\Psi|^2$ in eine Taylor-Reihe entwickeln und man erhält (siehe z.B. BUCKEL und KLEINER [2004]):

$$g_s = g_n + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{2m} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - q\vec{A} \right) \Psi \right|^2 + \frac{1}{2\mu_0} |\vec{B}_a - \vec{B}_i|^2 \quad (1.1)$$

hierin ist g_n die Gibbsche freie Energiedichte der normalleitenden Phase, q und m die Ladung und die Masse der supraleitenden Ladungsträger (d.h. $m = 2m_e$ und $q = 2e$ für Cooper-Paare), \vec{A} das Vektorpotenzial,

\vec{B}_a das Magnetfeld außerhalb des Supraleiters und \vec{B}_i das Feld innerhalb des Supraleiters.

Durch Integration über das Volumen des Supraleiters erhält man die Gibbsche freie Energie $G_s = \int g_s dV$. Minimieren derselben durch Variation von Ψ und \vec{A} liefert die Ginzburg-Landau-Gleichungen:

$$\alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla} - q\vec{A} \right)^2 \Psi = 0, \quad (1.2)$$

$$\vec{j}_s = \frac{q\hbar}{2im} \left(\Psi^* \vec{\nabla} \Psi + \Psi \vec{\nabla} \Psi^* \right) - \frac{q^2}{m} |\Psi|^2 \vec{A}. \quad (1.3)$$

Die Lösung der beiden gekoppelten Differentialgleichungen liefert die räumliche Verteilung des Ordnungsparameters und der Stromdichte \vec{j}_s im Supraleiter.

1.1.1 Charakteristische Längenskalen

Die GL-Theorie liefert zwei wichtige Längenskalen auf welchen sich Veränderungen innerhalb der supraleitenden Phase abspielen. Die Kohärenzlänge $\xi(T)$ ist die Längenskala auf welcher sich der Ordnungsparameter räumlich verändert, $\lambda(T)$ dagegen ist die Skala auf welcher lokale Magnetfelder durch Supraströme abgeschirmt werden können. Beide Größen sind abhängig von der mittleren freien Weglänge l der Elektronen und von der Temperatur. $\xi(T)$ und $\lambda(T)$ sind minimal für $T = 0$ K, wachsen mit steigender Temperatur an und divergieren bei $T = T_c$.

Im Falle $l \gg \xi_0$ spricht man vom so genannten „clean limit“. Hier gelten folgende Temperaturabhängigkeiten (TINKHAM [1996]):

$$\xi(T) = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} = 0.74 \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (1.4)$$

und

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{2 \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)}}, \quad (1.5)$$

wobei ξ_0 die BCS¹-Kohärenzlänge und $\lambda_L(0)$ die Londonsche Eindringtiefe bei $T = 0$ K ist.

¹BCS=Bardeen-Cooper-Schrieffer

Im Falle $l \ll \xi_0$ spricht man vom so genannten „dirty limit“. Hier gilt (TINKHAM [1996]):

$$\xi(T) = 0.855 \frac{\sqrt{l\xi_0}}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}}, \quad (1.6)$$

und

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{\xi_0}{1.33l}} \lambda(T). \quad (1.7)$$

Das Verhältnis von λ zu ξ ist definiert als der Ginzburg-Landau-Parameter:

$$\kappa = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)}. \quad (1.8)$$

Alle obigen Temperaturabhängigkeiten der charakteristischen Größen gelten strenggenommen nur nahe der kritischen Temperatur T_c .

1.1.2 Typ-I und Typ-II Supraleiter

Mit dem Ginzburg-Landau-Parameter ist eine Unterscheidung in Typ-I Supraleiter ($\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$) und Typ-II Supraleiter ($\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$) möglich. Die beiden Typen von Supraleitern unterscheiden sich wesentlich durch ihr Verhalten in einem externen Magnetfeld. In einem Typ-I Supraleiter

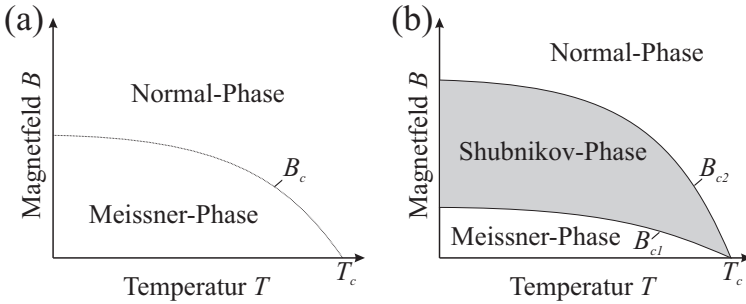


Abbildung 1.1: Phasendiagramm eines (a) Typ-I und (b) eines Typ-II Supraleiters.

wird unterhalb des kritischen Felds $B_c(T)$ magnetischer Fluss komplett verdrängt - man spricht dann von der Meissner-Phase. Für Magnetfelder größer als $B_c(T)$ wird die supraleitende Phase zerstört [vgl. Abb. 1.1 (a)]. In einem Typ-II Supraleiter existiert die Meissner-Phase bis zum ersten kritischen Magnetfeld $B_{c1}(T)$. Zwischen dem ersten und dem

zweiten kritischen Feld $B_{c1}(T) < B < B_{c2}(T)$ befindet sich die so genannte Shubnikov-Phase [vgl. Abb. 1.1 (b)]. Hier dringt der magnetische Fluss in Form von quantisierten Flusslinien (Abrikosov-Vortices) in den Supraleiter ein. Hierbei enthält jede Flusslinie stets ein Flussquant $\Phi_0 \approx \frac{h}{2e} = 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ T} \cdot \text{m}^2$.

Im Rahmen der GL-Theorie lassen sich die kritischen Magnetfelder von Typ-I und Typ-II Supraleitern berechnen (BRANDT [1995a]):

$$B_c(T) = \frac{\Phi_0}{2\sqrt{2}\pi\lambda(T)\xi(T)}, \quad (1.9)$$

$$B_{c1}(T) = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2(T)} \ln(\kappa), \quad (1.10)$$

$$B_{c2}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(T)}. \quad (1.11)$$

1.2 Flusslinien

1.2.1 Die isolierte Flusslinie

Ein isoliertes magnetisches Flussquant besitzt zylinderförmige Symmetrie. Die Cooper-Paardichte n_s verschwindet im Kern der Flusslinie und steigt auf der Längenskala von ξ auf den Maximalwert $n_s(T)$ an. Das lokale Magnetfeld $B(r)$ ist im Kern maximal und nimmt auf der Längenskala der Eindringtiefe λ nach außen ab. Um den Kern fließen zirkulierende Abschirmströme $j(r)$, welche das Feld $B(r)$ generieren. Für $\kappa \gg 1$ lässt sich im Rahmen der Londontheorie der exakte Feldverlauf einer Flusslinie berechnen (BRANDT [1995a]):

$$B(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{\tilde{r}}{\lambda}\right), \quad (1.12)$$

wobei K_0 eine modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung und $\tilde{r} = \sqrt{r^2 + 2\xi^2}$ ist. Für große Abstände $r \gg \lambda$ ergibt sich $B(r) \propto \exp(-\frac{r}{\lambda})$. Im Falle $r = 0$ ist das Magnetfeld maximal mit $B(0) = 2B_{c1}$. Das Maximum der Abschirmströme $j(r)$ liegt im Abstand $r = \sqrt{2}\xi$ und entspricht nahezu der Paarbrechungsstromdichte²(BRANDT [1995a]):

$$j_d = \frac{\Phi_0}{3\sqrt{3}\mu_0\pi\lambda^2\xi} = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{B_c}{\mu_0\lambda}. \quad (1.13)$$

²Paarbrechungsstromdichte j_d = theoretische obere Grenze der kritischen Stromdichte. Oberhalb j_d werden Cooper-Paare aufgebrochen.

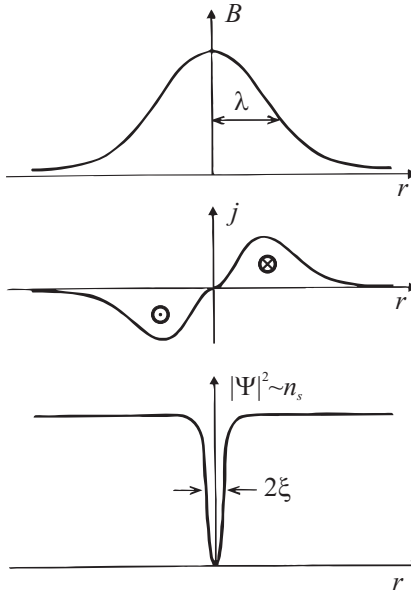


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der radialen Abhängigkeit von Magnetfeld B , Suprastromdichte j und der Cooper-Paardichte n_s für einen ebenen Schnitt durch eine isolierte Flusslinie (modifiziert aus VAN BAEL [1998]).

Für $r \gg \lambda$ gilt $j(r) \propto \exp(-\frac{r}{\lambda})$ (PEARL [1966]).

Abb. 1.2 zeigt schematisch den Verlauf des Magnetfeldes, der Abschirmströme und der Cooper-Paardichte in Abhängigkeit des radialen Abstands vom Kern.

Die Energie E_l (magnetisch und kinetisch) pro Länge einer Flusslinie ist gegeben durch (DE GENNES [1966]):

$$E_l = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\Phi_0}{\lambda} \right)^2 \ln \kappa . \quad (1.14)$$

Die Energie E_l steigt also quadratisch mit dem magnetischen Fluss. Dies erklärt, warum es energetisch ungünstig für eine Flusslinie ist, einen Fluss von mehr als einem Flussquant Φ_0 zu tragen.

1.2.2 Das Flussliniengitter

Alle obigen Betrachtungen galten nur für eine isolierte Flusslinie. Betrachtet man mehrere Flusslinien, so entsteht durch den Überlapp der Magnetfelder ein zusätzlicher Energiebeitrag. Die Wechselwirkungsenergie U_{12} zweier Flusslinien im Abstand r_{12} ist gegeben durch:

$$U_{12} = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{\Phi_0}{\lambda} \right)^2 K_0 \left(\frac{r_{12}}{\lambda} \right). \quad (1.15)$$

Im Falle zweier Flusslinien gleicher Polarität wirkt U_{12} repulsiv.

Um die repulsive Energie zu minimieren, streben Flusslinien an, stets den Abstand a zu benachbarten Flusslinien zu maximieren. Bei gegebener Flussliniendichte $n_L = \frac{B}{\Phi_0}$ besteht der größte Abstand bei einer Dreiecksanordnung [Abb. 1.3(a)]. Hier gilt:

$$B_{\Delta} = \Phi_0 n_L = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\Phi_0}{a_{\Delta}^2}. \quad (1.16)$$

Die energetisch nächst günstigere Anordnung bildet ein quadratisches Gitter [Abb. 1.3(b)]. Hier gilt der Zusammenhang:

$$B_{\square} = \Phi_0 n_L = \frac{\Phi_0}{a_{\square}^2}. \quad (1.17)$$

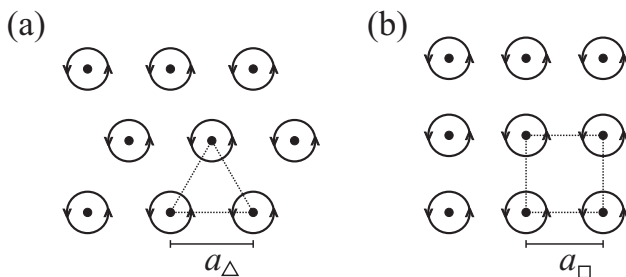


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines (a) dreieckigen und (b) quadratischen Abrikosov-Vortexgitters ABRIKOSOV [1957].

1.2.3 Das Dünnfilm-Limit

Für dünne supraleitende Filme, bei welchen die Dicke d deutlich kleiner als die Eindringtiefe $\lambda(T)$ ist, ändern sich die Eigenschaften der Fluss-

linien. So wird ein senkrecht angelegtes Magnetfeld über eine längere effektive Eindringtiefe Λ (PEARL [1964]) abgeschirmt. Es gilt:

$$\Lambda = \frac{2\lambda^2}{d} . \quad (1.18)$$

Im Dünnschicht-Limit ändert sich auch die räumliche Verteilung der Supraströmungsdichte $j(r)$. Für große Abstände $r \gg \Lambda$ gilt dann $j(r) \propto \frac{1}{r^2}$. Dies ergibt eine Magnetfeldabhängigkeit $B(r) \propto 1/r^3$ für $r \gg \Lambda$ (FETTER und HOHENBERG [1967]).

Das Magnetfeld ($r \gg \Lambda$) von Flusslinien in dünnen Filmen fällt also weniger stark ab als in Bulk-Supraleitern. Die repulsive Wechselwirkungsenergie $U_{12} \propto \frac{1}{r_{12}}$ zweier Flusslinien ist langreichweitiger als in Bulk-Supraleitern.

1.3 Kritische Ströme und Pinning

1.3.1 Kritischer Strom

Appliziert man einen Strom J durch einen Typ-II Supraleiter in der Shubnikov-Phase, so erfahren die Flusslinien eine Lorentzkraft pro Längeneinheit \vec{f}_L . Ohne Verankerung (Pinning) der Flusslinien führt dies zu einer Bewegung derselben senkrecht zum Transportstrom und zum Magnetfeld B :

$$\vec{f}_L = \vec{j} \times \vec{\Phi}_0 . \quad (1.19)$$

Die Bewegung der Flusslinien mit der Geschwindigkeit \vec{v}_L induziert ein elektrisches Feld parallel zur Stromrichtung:

$$\vec{E} = \vec{v}_L \times \vec{B} . \quad (1.20)$$

Durch die Bewegung der Flusslinien ist kein widerstandsloser Stromtransport möglich – im Supraleiter wird Energie dissipiert³.

Durch Pinningzentren⁴ ist es möglich, eine Bewegung der Flusslinien bis zu einem gewissen Grade zu verhindern. Die mit dem Pinningzentrum verbundene Pinningkraft f_P wirkt der Lorentzkraft f_L entgegen. Ab einer kritischen Stromdichte j_c übersteigt die Lorentzkraft die maximale

³Das induzierte Feld wirkt auf die aufgebrochenen Cooper-Paare (=Quasiteilchen) im Kern einer Flusslinie. Die Bewegung der Quasiteilchen führt zu Dissipation durch Streuung an Defekten im Supraleiter.

⁴Pinningzentren=Lokale Defekte im Supraleiter, in welchen n_s unterdrückt wird.

Pinningkraft und die Flusslinien beginnen sich zu bewegen. Die kritische Stromdichte j_c ist dabei meist kleiner als die (maximal mögliche) Paarbrechungsstromdichte j_d .

1.3.2 Pinningmechanismen

Die Anordnung von Flusslinien eines Flussliniengitters in einem Supraleiter mit Pinningzentren geschieht stets nach energetischen Gesichtspunkten. Eine gute Beschreibung hierzu findet man z.B. in HUEBENER [1979]. Einerseits ist der Wechselwirkungsprozess der Flusslinien mit den Pinningzentren relevant. Andererseits ist mit der elastischen Deformation des idealen Flussliniengitters ein Energieaufwand verbunden.

Pinning einer einzelnen Flusslinie

- (i) Mit der Formation des normalleitenden Kerns einer Flusslinie ist ein gewisser Energieaufwand verbunden. Zum Aufbrechen von Cooper-Paaren benötigt man die so genannte Kondensationsenergie. Teile dieser Energie können wieder freigesetzt werden, wenn sich der Flusslinienkern in einem Pinningzentrum befindet. Dort ist die Supraleitung bereits lokal unterdrückt. Diese Art von Pinning wird auch als „core pinning“ bezeichnet und ist besonders effektiv für Defekte auf der Größenskala von ξ und/oder λ .
- (ii) Um einen Vortex fließen Kreisströme mit welchen die (magnetische und kinetische) Energie E_l (Gleichung 1.14) verbunden ist. Inhomogenitäten im Supraleiter in einem Abstand der Größenordnung von λ von der Flusslinie führen zu Abweichungen des idealerweise rotationssymmetrischen Kreisstroms. Dadurch kann eine attraktive Wechselwirkung zwischen der Flusslinie und einem Pinningzentrum entstehen. Diese Art von Pinning bezeichnet man als „magnetic pinning“.

Elastische Deformation des Flussliniengitters

Die elastische Deformation eines Flussliniengitters lässt sich durch drei Elastizitätsmodule C_{11} (uniaxiales Kompressionsmodul), C_{44} (Verkipplungsmodul) und C_{66} (Schermodul) beschreiben (siehe z.B.

BRANDT [1986, 1995a]). Mit diesen Modulen lässt sich die elastische (Deformations-)Energie eines gestörten Vortextgitters berechnen.

1.3.3 Künstliche Pinningzentren

In jedem realen Supraleiter existieren natürliche Pinningzentren wie kristalline Defekte (z.B. Versetzungen, Korngrenzen), Filmdickevariationen, Verunreinigungen, etc.. Diese sind aufgrund ihrer unterschiedlichen Art und Größe schwierig physikalisch zu modellieren. Des weiteren ist die Herstellung einer kontrollierten Defektstruktur schwierig. Der Einsatz moderner Lithographietechniken zur Fabrikation von Nanostrukturen ermöglicht das gezielte Einbringen von künstlichen Defekten in dünne supraleitende Filme. Dadurch ist es möglich, die Größe, die Geometrie und die räumliche Anordnung der Pinningzentren zu kontrollieren. Als künstliche Haftzentren können beispielsweise Antidots (Löcher), magnetische Dots, blind holes (Sacklöcher), etc. dienen.

Wechselwirkung von Flusslinien mit Antidots

Die Wechselwirkung von n Flusslinien mit einer zylindrischen Kavität (Antidot) mit Radius $R \ll \lambda$ wurde von Mkrtchyan und Schmidt im Rahmen der London-Theorie berechnet (MKRTCHYAN und SCHMIDT [1972]). Sie zeigten, dass die maximal mögliche Anzahl von gepinnten Flusslinien in einem einzelnen Antidot vom Radius R des Antidots und der Kohärenzlänge ξ abhängt. Diese Anzahl wird als Sättigungszahl n_0^{MS} bezeichnet. Es gilt (MKRTCHYAN und SCHMIDT [1972]):

$$n_0^{MS} \approx \frac{R}{2\xi(T)}. \quad (1.21)$$

Sind keine Flusslinien gepinnt ($n=0$), so ist die Kraft des Pinningzentrums attraktiv über alle Distanzen. Sobald eine Flusslinie ($n=1$) gepinnt ist, bildet sich eine Potenzialbarriere nahe der Kante des Defektes. Für $n = n_0^{MS}$ ist das Potenzial gänzlich repulsiv. Das Modell von Mkrtchyan und Schmidt wurde für beliebig große Kavitäten $R \gg \lambda$ erweitert (NORDBORG und VINOKUR [2000]).

Das obige Modell gilt nur für ein isoliertes Antidot. Betrachtet man ein Ensemble von Antidots, so wird sich die Sättigungszahl n_0 aufgrund der Wechselwirkung benachbarter Flusslinien erhöhen (DORIA *et al.* [2000];

STOLL *et al.* [2002]). Des weiteren ist die Pinningwirkung abhängig von der Flussliniendichte bzw. vom Magnetfeld (MOSHCHALOV *et al.* [1998]). Eine Modellierung im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie ergibt, dass für hohe Magnetfelder Vortices in die Antidots gepresst werden. Dies führt zu einem anderen Ausdruck für die Sättigungszahl (DORIA *et al.* [2000]; DORIA und ZEBENDE [2002]:

$$n_0^D \propto \left(\frac{R}{\xi}\right)^2. \quad (1.22)$$

Ist der supraleitende Bereich zwischen den Antidots kleiner als die Kohärenzlänge $W - 2R < \xi$ (vgl. Figur 1.4), so werden alle Flusslinien von Antidots gefangen (BEZRYADIN und PANNETIER [1995]). Man spricht dann vom Grenzfall des supraleitenden Netzwerks.

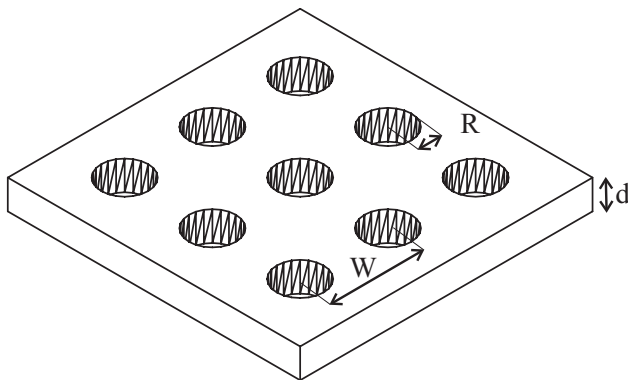


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung eines quadratischen Gitters (Gitterkonstante W) von Antidots (Radius R) in einem supraleitenden Film (Dicke d).

Eine umfassende Ginzburg-Landau-Modellierung für supraleitende Dünnefilme mit Antidotgittern wurde im vergangenen Jahr von Berdiyrov, Milosevic und Peeters durchgeführt (BERDIYOROV *et al.* [2006b,a,c]). Hier wurde für verschiedene Werte von κ die Abhängigkeit der Sättigungszahl von geometrischen Parametern (Radius R , Gitterkonstante W) untersucht. Zusätzlich wurde die Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit berücksichtigt. Abbildung 1.5 zeigt die Abhängigkeit der Sättigungszahl n_0 vom Radius R und von der Gitterkonstante W bei verschiedenen Magnetfeldern.

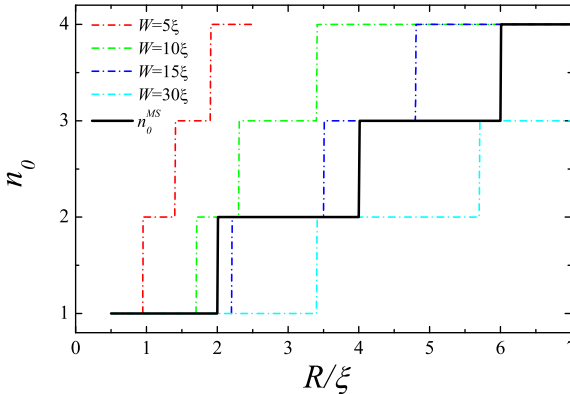


Abbildung 1.5: Antidot-Besetzungszahl n_0 in Abhängigkeit vom Radius R für verschiedene Werte der Gitterkonstante W (quadratische Gitter) im vierten Matchingfeld ($\kappa = 10$). Die durchgezogene schwarze Linie wurde gemäß Gleichung (1.21) berechnet. (modifiziert aus BERDIYOROV et al. [2006c])

1.3.4 Kommensurabilitätseffekte

Bei Übereinstimmung (Matching) des Vortextgitters mit der Anordnung der Pinningzentren kann eine besonders effektive Pinningwirkung des Flussliniengitters erzielt werden. Die maximale Pinningwirkung ist bei gegebener Anzahl von Pinningzentren daher abhängig vom Magnetfeld. Im Falle einer periodischen Anordnung der Pinningzentren erhält man besonders ausgeprägte Maxima der Pinningwirkung, wenn die Anzahl der Flusslinien mit der Anzahl der Pinningzentren übereinstimmt. Bei Abweichungen von der perfekten Periodizität eines Pinninggitters können zusätzliche Flusslinien-Konfigurationen Maxima in der Pinningwirkung erzielen. Die Abhängigkeit der Pinningwirkung von der Anordnung der Pinningzentren und vom angelegten Magnetfeld bezeichnet man als Kommensurabilitätseffekt oder auch Matchingeffekt.

Matchingeffekte wurden bereits Ende der 70er Jahre untersucht (DALDINI *et al.* [1974], RAFFY *et al.* [1972], HEBARD *et al.* [1977]). In den vergangenen Jahren ermöglichte der Fortschritt der Lithographie-technologie die Strukturierung von künstlichen Pinningzentren auf der Größenskala der charakteristischen Längenskalen (bei $T = 0$ K). Dadurch war es möglich, die Pinningzentren in ihrer geometrischen Form, ihrer Anordnung und ihrem Material (Art des Pinningzentrums) zu variieren.

Periodische Gitter

In den letzten Jahren wurden in zahlreichen Experimenten periodische Anordnungen von künstlichen Pinningzentren untersucht. Hierzu dienten Antidots (LYKOV [1993]; BEZRYADIN und PANNETIER [1995]; BAERT *et al.* [1995]; MOSHCHALOV *et al.* [1996b]; HARADA *et al.* [1996]; CASTELLANOS *et al.* [1997]; MOSHCHALOV *et al.* [1998]; MONTERO *et al.* [2003]; WELP *et al.* [2002]; KEMMLER *et al.* [2006]; EISENMENGER *et al.* [2007]), magnetische Dots (MARTIN *et al.* [1997]; MORGAN und KETTERSON [1998]; BAEL *et al.* [1999]; VILLEGAS *et al.* [2003a]) und Sacklöcher bzw. blind holes (BEZRYADIN *et al.* [1996]; BEZRYADIN und PANNETIER [1996]; LOOK *et al.* [2002]; RAEDTS *et al.* [2004]) als Pinningzentren. In den Matchingfeldern ist das Flussliniengitter besonders effektiv gepinnt. Dies äußert sich beispielsweise in erhöhten kritischen Strömen $I_c(H)$ oder auch in Maxima in der Magnetisierung $M(H)$. Das erste Matchingfeld B_1 bezeichnet die Magnetfeldstärke, bei welcher die Anzahl der Pinningzentren mit der Anzahl der Flusslinien übereinstimmt. Matchingeffekte treten bei rationalen Vielfachen des ersten Matchingfeldes auf

$$B_{p/q} = \frac{p}{q} B_1, \quad (1.23)$$

wobei p und q ganze Zahlen sind. Besonders stark gepinnt ist das Flussliniengitter für ganzzahlige Vielfache des ersten Matchingfeldes.

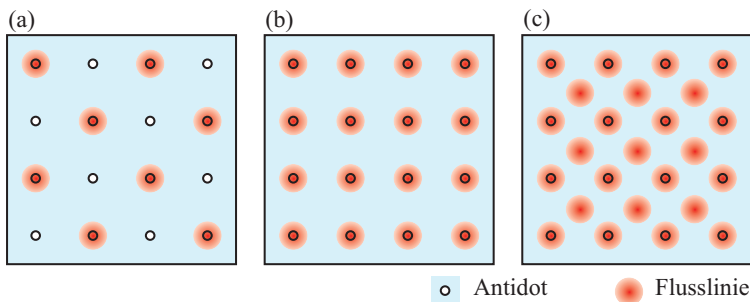


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung der Flusslinienkonfiguration bei den Matchingfeldern (a) $0.5 B_1$, (b) B_1 und (c) B_2 für ein quadratisches Antidotgitter. In diesem Fall beträgt die Sättigungszahl $n_0 = 1$.

Abbildung 1.6 zeigt schematisch die Flusslinienkonfiguration in einem quadratischen Gitter von Antidots für die Matchingfelder $B_{1/2}$, B_1 und

B_2 . Abbildung 1.7 zeigt exemplarisch den experimentell bestimmten kritischen Strom $I_c(B)$ eines Nb-Films mit einem quadratischen Gitter von Antidots in Abhängigkeit eines angelegten Magnetfeldes. Die $I_c(B)$ -Messung weist deutliche Maxima für die ersten Matchingfelder auf. Des weiteren sind fraktionale Matchingfelder bei $B_{1/2}$ und in schwächerer Ausprägung auch bei $B_{1/4}$, $B_{3/4}$ zu erkennen. Die entsprechenden Vortexkonfigurationen der jeweiligen Matchingfelder findet man z.B. in (REICHHARDT und GRONBECH-JENSEN [2001]) oder auch abgebildet mittels Lorentzmikroskopie (HARADA *et al.* [1996]).

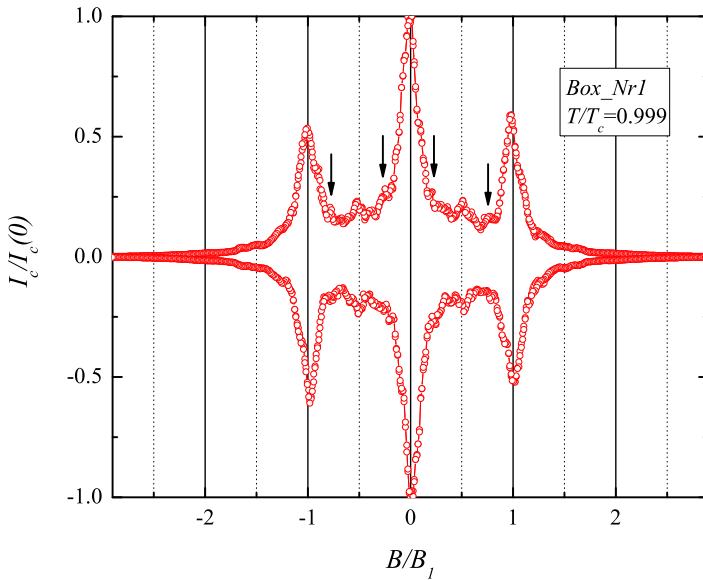


Abbildung 1.7: Kritischer Strom in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes für ein quadratisches Antidotgitter nahe der kritischen Temperatur T_c . Im ersten Matchingfeld B_1 zeigt der kritische Strom ein Maximum. Deutlich sind auch fraktionale Matchingfelder bei $\pm B_{1/2}$ sehen. Die fraktionierten Magnetfelder bei $\pm B_{1/4}$ und $\pm B_{3/4}$ sind nur schwach ausgeprägt (durch Pfeile angedeutet). Die Sättigungszahl betrug $n_0 = 1$. Eine Beschreibung der Probe findet man in Abschnitt 4.1.4.

Für ein Dreiecksgitter und ein quadratisches Gitter von Pinningzentren mit der Gitterkonstante a berechnet sich das erste Matchingfeld B_1 wie

folgt:

$$B_1^\Delta = \Phi_0 n_v = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\Phi_0}{a^2} \quad (1.24)$$

$$B_1^\square = \Phi_0 n_v = \frac{\Phi_0}{a^2} \quad (1.25)$$

Wie oben diskutiert wurde, besteht für genügend hohe Felder die Möglichkeit für ein Multiquanten-Pinning. Wird die Sättigungszahl n_0 erreicht, so entsteht für zusätzliche Vortices durch die repulsive Wechselwirkung der gepinnten Flusslinien eine Potenziellandschaft mit kleinen Minima zwischen den Pinningzentren (MOSHCHALCOV *et al.* [1996a]). Bei genügend hohen Feldern existieren also zwei in einander greifende, unterschiedlich stark gepinnte Flussliniengitter. Die Flusslinien in den Pinningzentren sind stark gepinnt, während interstitielle Vortices erheblich schwächer gepinnt sind. Durch geschickte Wahl der geometrischen Parameter kann ein so genannter „caging effect“ verursachen, dass interstitielle Vortices besonders stark gepinnt sind (z.B. BERDIYOROV *et al.* [2006a]).

Temperaturabhängigkeit von Kommensurabilitätseffekten

Die meisten Experimente zeigten Kommensurabilitätseffekte nur nahe der kritischen Temperatur T_c . Es gibt verschiedene Effekte, die hierbei eine Rolle spielen:

- Die Temperaturabhängigkeit von $\lambda(T)$ und $\xi(T)$ führt zu einer größeren Reichweite der Wechselwirkung der Vortices untereinander nahe T_c DALDINI *et al.* [1974]. Erst wenn die Gitterkonstante der Pinningzentren in der Größenordnung von $\lambda(T)$ ist, kann sich ein passendes Vortextgitter ausbilden. Durch spezielle Substrate (anodisiertes Aluminiumoxid z.B. WELP *et al.* [2002]) oder selbstorganisierte Gitter von Goldpartikel (EISENMENGER *et al.* [2007]) ist es möglich Pinninggitter mit Gitterkonstanten von etwa 100 nm zu realisieren. Solche Proben zeigten Matchingeffekte auch bei $t = T/T_c \approx 0.5$.
- Mit sinkender Temperatur ändert sich die Pinningkraft der künstliche Pinningzentren. Des weiteren nimmt der Einfluss von intrinsischem Pinning zu.

- Durch die geringere thermische Energie bei tieferer Temperatur nimmt der Einfluss von Barrieren, wie z.B. die Bean-Livingston-Barriere an Oberflächen und am Rand, zu (VAN BAEL [1998]).

Zufällige Anordnung von Pinningzentren

Natürliche Pinningzentren im Supraleiter sind zufällig verteilt in ihrer räumlichen Anordnung und ihrer Größe. In der „collective pinning“-Theorie (LARKIN und OVCHINNIKOV [1979]) werden leichte Deformationen des idealen Abrikosov-Vortextgitters erlaubt, um die Positionierung der Flusslinien in den Pinningzentren zu ermöglichen. Die Minimierung der Summe aus Pinningenergie und Elastizitätsenergie führt schließlich zum Gleichgewichtszustand des Flussliniengitters. Die „collective pinning“-Theorie ist in der Lage, den so genannten „Peak Effekt“ im kritischen Strom zu erklären. Dieser äußert sich durch ein Maximum des kritischen Stroms bei Magnetfeldern nahe B_{c2} (z.B. WÖRDENWEBER und KES [1986]; WÖRDENWEBER *et al.* [1988]). Die Ursache hierfür ist ein Übergang von elastischem (starres Vortextgitter) zu plastischem Pinning (deformiertes Vortextgitter).

Im Falle korrelierter, zufällig verteilter Defekte (z.B. kolumnare Defekte durch Ionenbeschuss CIVALE *et al.* [1991]) wird eine so genannte „Bose-Glas“-Phase vorhergesagt (NELSON und VINOKUR [1992]).

Mit künstlichen Haftzentren ist es möglich, einen Übergang von total zufälliger Verteilung hin zu einer periodischen Anordnung zu untersuchen. Beispielsweise wurden neuartige Kommensurabilitätseffekte in quasiperiodischen Anordnungen (MISKO *et al.* [2006c,a]) und in zufällig verdünnten, periodischen Anordnungen vorhergesagt (REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007]).

Quasiperiodische Pinninggitter

Seit der Entdeckung von Quasikristallen (SHECHTMAN *et al.* [1984]; LEVINE und STEINHARDT [1984]) wurden bis zum heutigen Tage intensive Untersuchungen an quasiperiodischen Systemen durchgeführt. Hierzu dienten eine Reihe von verschiedenen, künstlich erzeugten Quasikristallen, wie z.B. Halbleiter-Heterostrukturen (MERLIN *et al.* [1985]), optische Übergitter (ZHU *et al.* [1997]), photonische Quasikristalle (CHAN *et al.* [1998]; ZOOROB *et al.* [2000]; NOTOMI *et al.* [2004]), Atome in optischen

Potenzialen (GUIDONI *et al.* [1997]; SANCHEZ-PALENCIA und SANTOS [2005]), magnetische Strukturen (VEDMEDENKO *et al.* [2003]), Netzwerke von supraleitenden Drähten (BEHROOZ *et al.* [1986]) sowie Gitter von Josephsonkontakten (SPRINGER und HARLINGEN [1987]).

Die Untersuchung der statischen und dynamischen Eigenschaften von *Vortex-Quasikristallen* ist von hohem Interesse. Die Kontrollierbarkeit und die damit verbundene optimale Anpassung der Pinningeigenschaften eines Vortextgitters haben durchaus praktische Anwendungen. Das Verständnis der Physik von Quasikristallen, wie z.B. deren Entstehung, Reichweite der Wechselwirkung, etc. ist darüber hinaus von hohem grundlegendem Interesse.

Nach einem theoretischen Vorschlag von Misko *et al.* (MISKO *et al.* [2005, 2006a,b]) wurde im Falle der vorliegenden Arbeit wurde ein Vortex-Quasikristall mit der Geometrie eines 5-faltigen Penrose-Gitters (SUCK *et al.* [2002]) gewählt. Die numerischen Simulationen eines solchen Vortextgitters in einem Penrose-Gitter von künstlichen Antidots sagten eine „enorme“ Erhöhung des kritischen Stromes im Vergleich zu einer periodischen bzw. rein zufälligen Anordnung von Pinningzentren voraus (MISKO *et al.* [2005, 2006a,b]).

Eigenschaften eines Penrose-Musters

Das Penrose-Muster besteht aus einer lückenlosen Anordnung von dünnen und dicken Rhomben, wobei die Anordnung keinerlei Translations-Symmetrie aufweist. Die Erzeugung eines Penrose-Musters erfolgt ausgehend von einem Startmuster durch iterative Ersetzungen unter Berücksichtigung gewisser Anpassungsregeln. Abbildung 1.8 zeigt ein Penrose-Muster, bei welchem 3 Iterationen durchgeführt wurden. Als Startmuster dienten 5 große Rhomben, welche sternförmig angeordnet waren. Unten in Abb. 1.8 sind die beiden Rhomben mit der jeweiligen Ersetzungsregel abgebildet.

Das Penrose-Muster besitzt einige Eigenschaften, welche für diese Arbeit relevant sind. Beide Typen von Rhomben besitzen die gleiche Seitenlänge a_P und haben Öffnungswinkel, welche Vielfache von $\Theta = 36^\circ$ sind. Die Winkel betragen für den dünnen Rhombus ($\Theta, 4\Theta$) und für den dicken Rhombus ($2\Theta, 3\Theta$).

Des weiteren spielt der *Goldene Schnitt* τ eine große Rolle. Er wird

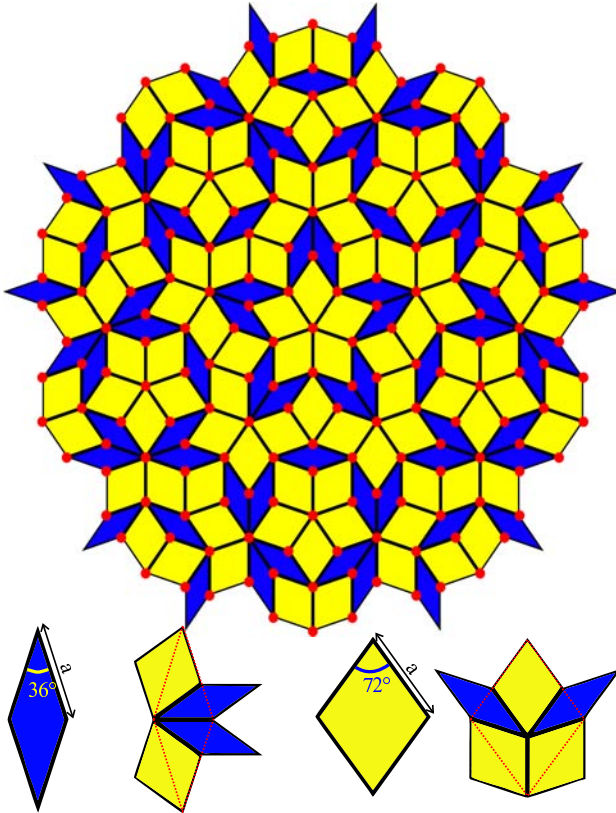


Abbildung 1.8: Penrose-Muster bestehend aus dicken (gelb) und dünnen (blau) Rhomben. Das Muster entstand nach iterativen Ersetzungen aus einem Startmuster von 5 sternförmig angeordneten großen Rauten. In diesem Fall wurden 3 Iterationen durchgeführt. Unten sind die Ersetzungsregeln für die dünnen (blau) und dicken (gelb) Rhomben angedeutet.

wie folgt definiert:

$$\tau = (1 + \sqrt{5})/2 = 1 + 1/\tau \approx 1.618 . \quad (1.26)$$

Den Goldenen Schnitt findet man beispielsweise in den Längenverhältnissen der Rhomben selbst wieder. So sind die beiden Diagonalen des dünnen Rhombus $a_P/\tau \approx 0.618 a_P$ und $a_P/\tau\sqrt{4\tau^2 - 1} \approx 1.902 a_P$. Die Diagonalen des dicken Rhombuses betragen $a_P\sqrt{4 - \tau^2} \approx 1.176 a_P$ und $\tau a_P \approx 1.618 a_P$. Das Flächenverhältnis eines dicken zu einem dünnen

Rhombus ist ebenfalls τ .

Auch im Penrose-Muster findet man die Zahl τ wieder. Für unendlich große Muster ist das Verhältnis der Anzahl dicker Rhomben N_l zur Anzahl dünner Rhomben N_s gerade τ .

Die Anzahl der Eckpunkte (Vertices) N_P entspricht in unserem Falle der Anzahl von Antidots. Durch Abzählen bei hohen Iterationen kommt man zum Ergebnis:

$$N_P = \tau N_l = \tau^2 N_s = (1 + \tau) N_s = N_l + N_s = N_r, \quad (1.27)$$

wobei N_r die Gesamtzahl aller Rhomben ist. Dies bedeutet, dass für $N_P \rightarrow \infty$ die Anzahl der Vertices in einem Penrose-Muster gerade der Anzahl der Rhomben entspricht, obwohl jeder Rhombus 4 Vertices besitzt. Dies ist möglich, da jeder Vertex an 3 bis 7 Rhomben angrenzt.

Simulationen von Misko *et. al.*

In ihrer theoretischen Arbeit berechneten Misko *et. al.* in numerischen Simulationen $I_c(B)$ -Kurven für Vortices in einem Gitter von Pinningzentren, welche an den Vertices eines Penrose-Musters platziert wurden (Misko *et al.* [2005, 2006a,b]). Als Definition von I_c wurde das statische Kriterium:

$$I_c \propto N_V^p / N_V \quad (1.28)$$

benutzt, wobei N_V^p für die Anzahl der gepinnten Vortices und N_V für die Gesamtzahl der Vortices steht. Des weiteren wird erwähnt, dass ein dynamisches Kriterium zum gleichen Ergebnis führt.

Abbildung 1.9 zeigt die theoretisch berechnete $I_c(B)$ -Kurve bei einer Anordnung von Pinningzentren in einem Penrose-Gitter für verschiedene Pinningkräfte f_P . Für schwaches Pinning $f_P/f_0 = 0.5$ ($f_0 = \frac{\Phi_0^2}{2\mu_0\lambda^3}$ ist ein Maß für die repulsive Kraft zwischen Vortices) ist keinerlei Kommensurabilitätseffekt zwischen Vortex- und Pinninggitter zu beobachten. Mit wachsender Pinningkraft ($f_P/f_0 = 1.4$) ist ein breiter Peak bei $B/B_1 = 2/\tau^2$ zu erkennen. Für eine noch stärkere Pinningkraft ($f_P/f_0 = 2$) existieren zwei Peaks in $I_c(B)$ bei $B/B_1 = 2/\tau^2$ und bei $B/B_1 = 1$. Diese „Zwei-Peak-Struktur“ in der $I_c(B)$ -Kurve scheint charakteristisch für die Kommensurabilität des Vortextgitters mit dem quasiperiodischen Pinninggitter zu sein. Mit noch höherer Pinningkraft ($f_P/f_0 = 6$) steigt I_c für alle Magnetfelder an, jedoch in unterschiedlicher Stärke. Zwischen den Peaks wächst I_c deutlich schneller als in den Peaks.

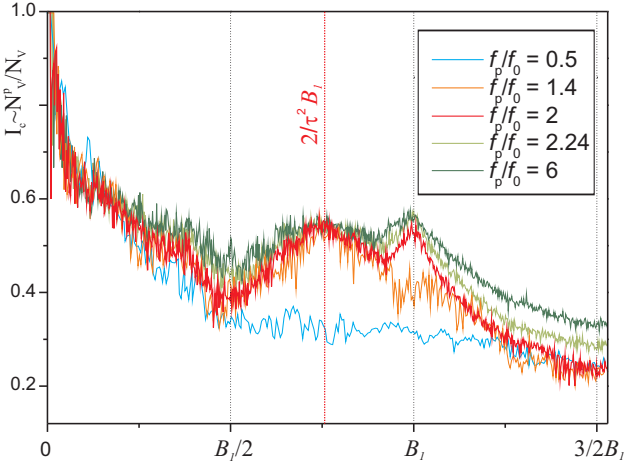


Abbildung 1.9: Berechnete $I_c(B)$ -Kurven (statisches Kriterium) für verschiedene Pinningkräfte. Für $f_P/f_0 = 2$ und 6 existieren zwei Peaks in $I_c(B)$. Mit sinkender Pinningkraft $f_P/f_0 = 1.4$ verschwindet der Peak bei B_1 . Für noch geringerer Pinningkraft $f_P/f_0 = 0.5$ ist kein Peak in $I_c(B)$ mehr zu erkennen. ($f_P/f_0 = 0.5, 1.4$ und 2.0 modifiziert aus Misko et al. [2005], $f_P/f_0 = 6$ aus Misko [2007]).

Dies lässt vermuten, dass für sehr hohe Pinningkräfte (z.B. $f_P/f_0 > 20$) die Peak-Strukturen unterhalb von B_1 verschwinden werden, da für alle Magnetfelder unterhalb von B_1 keine interstitiellen Vortices mehr existieren.

In Abb. 1.10 sind die Vortexkonfigurationen für die Magnetfeldwerte gezeigt, bei welchen Peaks in den $I_c(B)$ -Kurven gefunden wurden. Der für das Penrose-Gitter charakteristische breite Peak unterhalb von B_1 [vgl. Abb. 1.10 (b)] entspricht demnach also der Vortexkonfiguration, bei welcher drei von vier Antidots der dünnen Rhomben besetzt sind, mit Ausnahme der dünnen Rhomben, welche eine gemeinsame Seite besitzen. Diese dünnen Rhomben teilen sich ein unbesetztes Antidot. Misko et al. (Misko et al. [2005]) berechneten den Wert dieses Magnetfeldes zu $B_{v/t}/B_1 = 0.757$. In einem sehr großen Penrose-Gitter erhält man dagegen $B/B_1 = 2/\tau^2 \approx 0.764$. Im ersten Matchingfeld befindet sich in jedem Antidot ein Vortex [vgl. Abb. 1.10 (c)]. Eine weitere Kommenurabilität könnte man erwarten, wenn sich je ein interstitieller Vortex in den dicken Rhomben befindet [vgl. Abb. 1.10 (d)]. Die statischen Si-

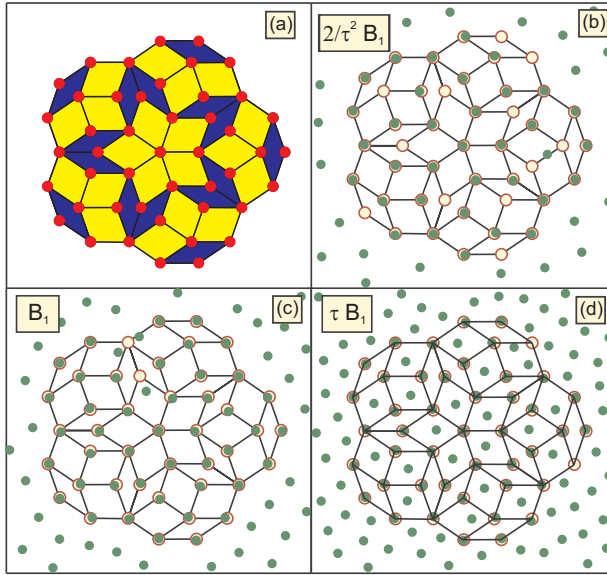


Abbildung 1.10: (a) Beispiel eines Penrose-Musters bestehend aus dicken (gelb) und dünnen (blau) Rhomben. (b) Position der Vortices (grüne Punkte) und der Antidots (rote Kreise) beim Magnetfeld $2/\tau^2 B_1$. (c) Alle Vortices besetzen ein Antidot $B = B_1$. (d) $B = \tau B_1$ Alle Antidots sind besetzt. Zusätzlich befindet sich je ein interstitieller Vortex innerhalb der dicken Rhomben. (modifiziert aus MISKO et al. [2005]).

mulationen MISKO *et al.* [2005] zeigten jedoch keinen Peak in $I_c(B)$ für diese Konfiguration bei $B/B_1 = 1.482$. Für $N_P \rightarrow \infty$ ergibt sich diese Konfiguration übrigens bei $B/B_1 = \tau$.

Neben der Simulation von Kommensurabilitätseffekten an einem Penrose-Gitter untersuchten Misko *et al.* auch den direkten Vergleich der Penrose-Anordnung mit einer periodischen (Dreiecksgitter) und einer zufälligen Anordnung von Pinningzentren. Abbildung 1.11 zeigt die $I_c(B)$ -Kurven eines Penrose-Gitters im Vergleich zu denen eines Dreiecksgitters und einer zufälligen Anordnung von Pinningzentren. Insbesondere unterhalb von B_1 zeigt das Penrose-Gitter ein höheres I_c als das Dreiecksgitter und die zufällige Anordnung von Pinningzentren.

Der breite Peak in der Penrose-Anordnung und die Erhöhung von I_c unterhalb von B_1 lässt sich durch die Vielzahl von integrierten Peri-

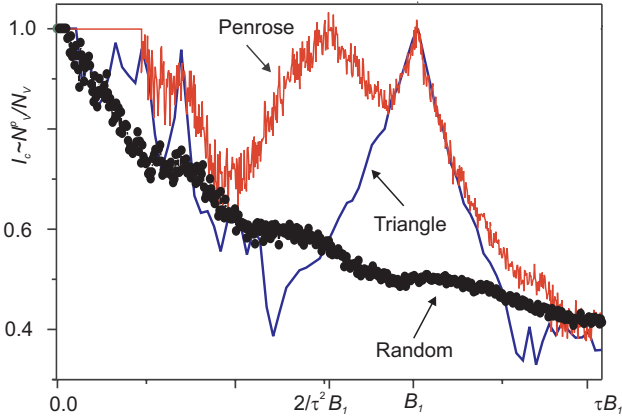


Abbildung 1.11: Vergleich der (berechneten) $I_c(B)$ -Kurven eines Penrose-Gitters (rote Kurve), eines Dreiecksgitters (blaue Kurve) und einer zufälligen Anordnung von Pinningzentren (schwarze Kreise). (modifiziert aus Misko et al. [2005]).

oden (unendlich viele für $N_p \rightarrow \infty$) erklären. Prinzipiell kann für jede dieser Perioden ein Matchingeffekt existieren. Aber ähnlich zu den Beugungsbildern eines Quasikristalls ergeben sich nur für wenige (starke) Perioden Peaks im Beugungsbild bzw. in der $I_c(B)$ -Kurve (Suck et al. [2002], Misko et al. [2005]).

Zufällig verdünnte periodische Pinninggitter

Die systematische Untersuchung des Übergangs von einer periodischen Anordnung zu einer zufälligen Anordnung von Pinningzentren ist von grundlegendem Interesse. In der Vergangenheit wurden intensiv die Eigenschaften periodischer Gitter von (oft künstlichen) Pinningzentren und deren Kommensurabilität mit dem Vortextgitter untersucht. Des Weiteren gab es eine Vielzahl von Untersuchungen an intrinsische Pinningzentren eines Supraleiters, welche zufällig im Supraleiter verteilt sind.

Mit künstlichen Pinningzentren ist es möglich, künstlich Übergänge zwischen einer periodischen und einer zufälligen Anordnung von Pinningzentren zu erzeugen und systematisch zu untersuchen. In einer vor kurzem erschienenen Arbeit von Reichhardt et al. REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007] wird ein solcher (künstlicher) Übergang theoretisch

untersucht. Hier werden Kommensurabilitätseffekte an periodischen Gittern untersucht, welche durch zufälliges Entnehmen eines Anteils P_d von Pinningzentren verdünnt wurden. Auf diese Weise kann das Vortextgitter auf zwei Arten mit dem Pinninggitter kommensurabel sein. Stimmt die

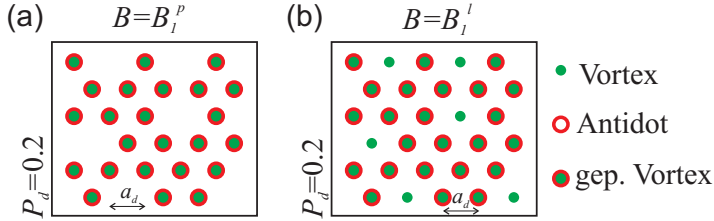


Abbildung 1.12: Schematische Darstellung der Vortexkonfiguration bei (a) $B = B_1^p$ und (b) $B = B_1^l$ in einem zufällig verdünnten periodischen Antidotgitter mit $P_d = 0.2$.

Anzahl der Vortices mit der Anzahl der Pinningzentren überein, so spricht man vom so genannten „Density Matching“. Das zugehörige „Density Matching“-Feld B_1^p ist wie folgt definiert:

$$B_1^p = n_P \Phi_0, \quad (1.29)$$

wobei n_P die Dichte der Pinningzentren ist.

Stimmt die Gitterkonstante des Vortextgitters mit dem (kleinsten) Abstand a_d der Pinningzentren überein, so spricht man vom „Lattice Matching“-Feld B_1^l . Dieses ist im Falle eines Dreiecksgitters wie folgt definiert:

$$B_1^l = \frac{2\Phi_0}{\sqrt{3}a_d^2}. \quad (1.30)$$

Das „Lattice Matching“-Feld B_1^l liegt für $P_d > 0$ stets oberhalb des „Density Matching“-Feldes B_1^p . Zwischen den Feldern besteht folgende Beziehung:

$$B_1^l = \frac{B_1^p}{1 - P_d}. \quad (1.31)$$

Die Vortexkonfiguration in den beiden Matchingfeldern ist schematisch in Abb. 1.12 für $P_d = 0.2$ gezeigt.

Reichhardt *et al.* untersuchten die Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld für zufällig verdünnte Dreiecksgitter. Für die Definition von I_c benutzten sie ein dynamisches Kriterium. Der kritische Strom

wird hierbei über eine minimale (mittlere) Vortexgeschwindigkeit definiert. Dies entspricht prinzipiell der experimentellen Methode zur Bestimmung von I_c über ein Spannungskriterium V_c .

In dieser theoretischen Arbeit wurde einerseits das Verhalten zufällig verdünnter Pinninggitter untersucht, bei welchen die Dichte n_P der Pinningzentren konstant gehalten wurde. Diese verdünnten Pinninggitter erhält man durch zufälliges Entnehmen von Pinningzentren eines periodischen Gitters, welche nach der Verdünnung entsprechend umskaliert werden. Bei diesen (skalierten) Pinninggittern erwartet man ein festes „Density Matching“-Feld B_1^P für alle Werte von P_d .

Des Weiteren wurden die Eigenschaften von zufällig verdünnten Gittern mit variabler Dichte $n_P(P_d)$ von Pinningzentren untersucht. Hier wurden die Abstände benachbarter Pinningzentren nicht skaliert. Deshalb spricht man hier vom so genannten „fixed lattice“. Demnach erwartet man ein „Lattice Matching“-Feld B_1^l unabhängig von P_d .

Im Grenzfall $P_d \rightarrow 1$ sind die Pinningzentren des skalierten verdünnten Pinninggitter zufällig verteilt, d.h. die Pinningzentren besitzen beliebige Abstände zueinander. Dieser Grenzfall wird in Zukunft als „Random“ bezeichnet.

Die verdünnten Gitter mit festen Abständen besitzen dagegen keine Pinningzentren mehr für $P_d \rightarrow 1$. Dieser Grenzfall wird in Zukunft als „Plain“ bezeichnet.

Gleiche Dichte von Pinningzentren (skaliert)

In Abb. 1.13 sind theoretisch berechnete $I_c(B)$ -Kurven für unterschiedlich stark zufällig verdünnte Pinninggitter gleicher Dichte n_P gezeigt. Das Magnetfeld wurde auf das „Density Matching“-Feld $B_1^P = 0.52/\lambda^2$ normiert, welches für die skalierten Gitter keine Abhängigkeit von P_d zeigen sollte. Das unverdünnte Gitter (schwarze Kurve) zeigt Matchingeffekte bei Vielfachen des ersten Matchingfeldes. In diesem Fall ist das „Lattice Matching“-Feld B_1^l identisch mit dem „Density Matching“-Feld B_1^P . Für $P_d \neq 0$ hebt sich diese Entartung auf und man kann (in unterschiedlicher Ausprägung) beide Arten von Matchingeffekt erkennen. Am deutlichsten sind die Peaks in $I_c(B)$ beim „Lattice Matching“-Feld $B_1^l = \frac{B_1^P}{1-P_d}$ zu erkennen. Bei B_1^P erkennt man dagegen nur schwach ausgeprägte Peaks für $P_d = 0.2$ (rote Kurve) und 0.4 (grüne Kurve).

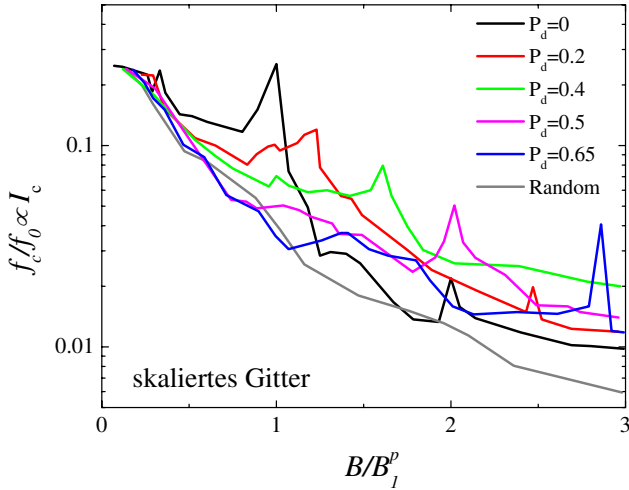


Abbildung 1.13: $f_c/f_0 \propto I_c$ versus Magnetfeld B für verschiedene Werte von P_d des (scaled) Pinninggitters mit fester Dichte von Pinningzentren. Das Magnetfeld wurde auf das „Density Matching“-Feld $B_1^p = 0.52/\lambda^2$ normiert. (modifiziert aus REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007]).

Vergleicht man die verdünnten Gitter mit der der unverdünnten Kurve so zeigt sich für alle $P_d \neq 0$ eine Erhöhung von I_c oberhalb des „Density Matching“-Feldes B_1^p . Diese Erhöhung ist maximal im „Lattice Matching“-Feld B_1^l , sie ist aber auch präsent für andere Magnetfelder. Dieser Effekt lässt sich wie folgt verstehen. Mit steigender Verdünnung werden durch die Skalierung immer mehr Engstellen zwischen benachbarten Pinningzentren erzeugt. Dadurch werden für Magnetfelder $B > B_1^p$ interstitielle Vortices in den verdünnten Gittern effektiver daran gehindert, sich schnell in Kanälen zwischen den Pinningzentren zu bewegen. Der höhere kritische Strom entsteht also durch Unterdrückung des so genannten „Channeling-Effekts“ (REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007]). Zusätzlich zeigt Abb. 1.13 auch noch eine Kurve mit zufällig angeordneten Pinningzentren (entspricht dem Grenzfall $P_d \rightarrow 1$). Diese zeigt mit Ausnahme $B = 0$ ein geringeres I_c als die anderen Pinninggitter.

Gleiche Gitterabstände von Pinningzentren (fixed)

Abb. 1.14 zeigt die $I_c(B)$ -Kurven für zufällig verdünnte Pinninggitter mit Dichte $n_P(P_d)$ abhängig von der Verdünnung P_d . In diesem Fall wurde das Magnetfeld auf das (von P_d unabhängige) „Lattice Matching“-Feld $B_1^l = 0.83/\lambda^2$ normiert. Diese Kurven zeigen, dass mit sinkender Dichte von Pinningzentren der kritische Strom für alle nicht verschwindenden Magnetfelder abnimmt. Bei $B = B_1^l$ ist selbst für $P_d = 0.9$ ein Peak in $I_c(B)$ zu erkennen. Der kritische Strom im „Lattice Matching“-Feld B_1^l ist nicht, wie man für ein starres Vortextgitter erwarten würde, proportional zur Dichte $n_P \propto (1 - P_d)$. Stattdessen zeigt $I_c(B_1^l)$ eine nahezu quadratische Abhängigkeit von $(1 - P_d)$. Dies lässt vermuten, dass der kritische Strom nicht durch die Bewegung des gesamten Vortextgitters verursacht wird, sondern eben nur durch die Bewegung der schwächer gepinnten Vortices.

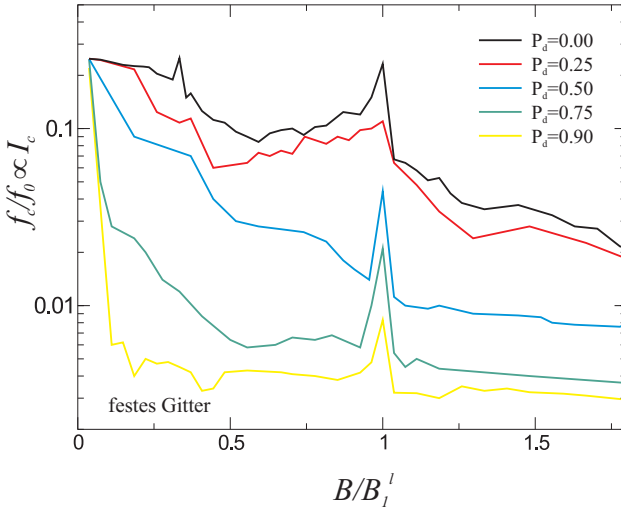


Abbildung 1.14: $f_c/f_0 \propto I_c$ versus Magnetfeld B für verschiedene Werte von P_d des (festen) Pinninggitters. Das Magnetfeld wurde auf das „Lattice Matching“-Feld $B_1^l = 0.83/\lambda^2$ normiert. (modifiziert aus REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007])

1.3.5 Abrikosov-Vortex Ratsche

Allgemeines

Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik verbietet die Gewinnung von Arbeit aus zufälligen Fluktuationen, daher ist es beispielsweise unmöglich ein *perpetuum mobile* zweiter Art zu bauen. (siehe Gedankenexperiment von Feynman (FEYNMAN *et al.* [1966]) und Smoluchowski (SMOLUCHOWSKI [1912]). In der Natur existieren jedoch Systeme, welche in der Lage sind, aus (Nichtgleichgewichts-)Fluktuationen eine gerichtete Bewegung zu erzielen. Dies wird ermöglicht durch Brechung der Reflexionssymmetrie eines periodischen Potentials. Solche Systeme werden als Ratschen bezeichnet (REIMANN [2002]; LINKE [2002]).

In der Biologie existieren Transportphänomene, bei welchen ohne eine gerichtete Kraft oder einen Temperaturgradienten eine gerichtete Bewegung von Molekülen verursacht wird (MADDOX [1993, 1994]; LEIBLER [1994]). Dieses Transportphänomen lässt sich durch einen Ratscheneffekt erklären (MAGNASCO [1993]; ASTUMIAN und BIER [1994]). Experimente an biologischen Ratschensystemen sind äusserst diffizil (z.B. SVOBODA *et al.* [1993]), deshalb wurden in den vergangenen Jahren verschiedene physikalische Ratschenmodelle theoretisch und experimentell untersucht (BARTUSSEK und HÄNGGI [1995]; HÄNGGI und BARTUSSEK [1996], LINKE [2002]). Im folgenden soll das für diese Arbeit relevante Ratschenmo-

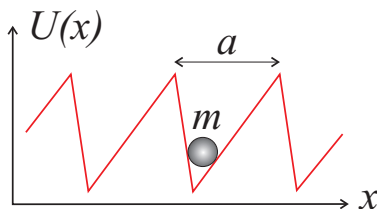


Abbildung 1.15: Teilchen der Masse m im periodisches Ratschenpotential $U(x)$ mit gebrochener Reflexionssymmetrie. In Anlehnung an STERCK [2005].

dell vorgestellt werden. Ein Teilchen der Masse m mit Reibungskoeffizient ξ befindet sich in einem periodischen Potential $U(x)$ mit gebrochener Reflexionssymmetrie bezüglich jedes Punktes (vgl. Abb. 1.15). Das Teilchen wird von einer Kraft $F(t)$ angetrieben, welche im zeitlichen Mittel

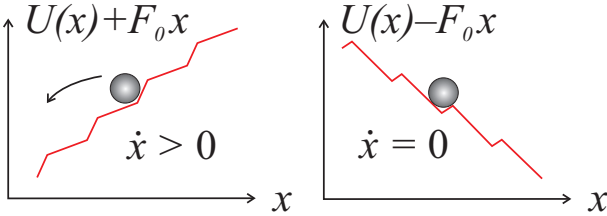


Abbildung 1.16: Teilchen der Masse m im maximal verkippten Ratschenpotenzial $U(x) \pm F_0 x$ für periodisch antreibende Kraft $F(t) = F_0 \sin(\omega t)$. Die Anregung führt im zeitlichen Mittel zu einer Bewegung des Teilchens nach links. In Anlehnung an STERCK [2005].

verschwindet, d.h. $\langle F(t) \rangle = 0$.

Unter Vernachlässigung thermischer Fluktuationen lässt sich die Bewegungsgleichung in folgender Form schreiben:

$$F(t) = m\ddot{x} + \xi\dot{x} + \partial_x U(x). \quad (1.32)$$

Im Falle einer periodischen Anregung $F(t) = F_0 \sin(\omega t)$ spricht man von einer Rüttelratsche (rocking ratchet). Die antreibende Kraft führt zu einer Verkipfung des Potenzialverlaufs (siehe Abb. 1.16). Für eine ausreichend hohe Anregungsamplitude F_0 führt die Verkipfung des Potenzials zu einer Bewegung des Teilchens in die eine x -Richtung, während die Bewegung in die andere x -Richtung unterdrückt wird. Dadurch entsteht im zeitlichen Mittel ein gerichteter Transport des Teilchens $\langle \dot{x} \rangle \neq 0$, obwohl die antreibende Kraft im zeitlichen Mittel verschwindet.

Es gibt eine Reihe von Realisierungen einer Ratsche im Bereich der Physik. So wurde mit asymmetrischen Poren einer Membran aus Silizium eine Trennung von Molekülen unterschiedlicher Größe aufgrund des Ratscheneffekts erzielt (MATTHIAS und MÜLLER [2003]. Des weitern konnte ein Ratscheneffekt an Atomen in asymmetrischen optischen Potenzialen realisiert werden (MENNERAT-ROBILLIARD *et al.* [1999]).

Im Bereich der Supraleitung wurden drei Ratschenmodelle vorgeschlagen und experimentell realisiert:

- 3-Kontakt SQUID-Ratsche: Hier erfährt die Josephson-Phasendifferenz ein Ratschenpotenzial. (z.B. STERCK [2005]).
- Josephson-Flusswirbel-Ratsche: Ratscheneffekt von Josephson-Flusswirbeln in einem langen Kontakt (BECK *et al.* [2005]).

- Abrikosov-Vortex-Ratsche: Erzeugung eines Ratschenpotenzials für Abrikosov-Vortices durch (künstliche) Pinningzentren.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollte eine Abrikosov-Vortex-Ratsche experimentell realisiert werden.

Abrikosov-Vortex-Ratsche

In supraleitenden Bauelementen (z.B. SQUIDS) wirkt sich die Präsenz von Flusslinien oft negativ auf die Empfindlichkeit aus. Die Idee, eine Vortex-Ratsche in einem Typ-II Supraleiter zur Beseitigung von störenden Flusslinien einzusetzen, wurde von Lee *et al.* vorgeschlagen (LEE *et al.* [1999]). Hierbei sollte eine Variation der Dicke des supraleitenden Filmes einen sägezahnförmigen Potenzialverlauf für Flusslinien erzeugen. Kurze Zeit später wurde von Wambaugh *et al.* eine Ratsche vorgeschlagen (WAMBAUGH *et al.* [1999]), bei welcher ein supraleitender Kanal mit sägezahnförmigem Rand ein asymmetrisches Pinningpotenzial erzeugt.

In den folgenden Jahren wurden weitere Ideen präsentiert, wie eine solche Abrikosov-Vortex-Ratsche realisiert werden könnte. Hierzu ist wie oben erläutert ein Potenzial mit gebrochener Reflexionssymmetrie notwendig. Künstliche Pinningzentren wie Antidots oder magnetische Dots eignen sich hervorragend, um maßgeschneiderte Pinningpotenziale zu erzeugen.

Im wesentlichen wurden drei Varianten einer möglichen Abrikosov-Vortex-Ratsche diskutiert:

- Asymmetrische Pinningzentren in periodischem Gitter: Durch Variation der Form von künstlichen Pinningzentren sowie durch Kombination von Pinningzentren mit unterschiedlicher Pinningkraft ist es möglich, eine anisotrope Pinningwirkung zu erzielen. Die Anordnung von asymmetrischen Pinningzentren in einem periodischen Gitter wurde theoretisch modelliert (ZHU *et al.* [2003a], ZHU *et al.* [2004]) und experimentell realisiert mit magnetischen Dreiecken (VILLEGAS *et al.* [2003b], HILGENKAMP *et al.* [2003], VILLEGAS *et al.* [2005b]) und einer Kombination von zwei unterschiedlich großen quadratischen Antidots (VANDEVONDEL *et al.* [2005], DE SOUZA SILVA *et al.* [2006a], DE SOUZA SILVA *et al.* [2006b]). Abbildung 1.17 zeigt Bilder dieser Ratschen.
- Asymmetrische Anordnung symmetrischer Pinningzentren: Un-

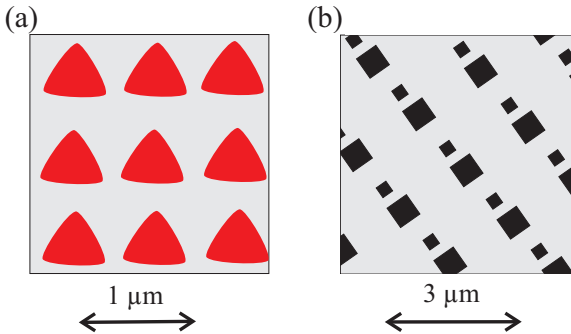


Abbildung 1.17: Schematische Darstellung verschiedener Realisierungen einer Abrikosov-Vortex-Ratsche mit asymmetrischen Pinningzentren: (a) Dreieckige magnetische Punkte (VILLEGAS et al. [2003b]) und (b) Zwei unterschiedlich große quadratische Antidots (DE SOUZA SILVA et al. [2006a]).

ter Ausnutzung so genannter „guided vortex motion“ ist es möglich, durch eine sägezahnförmige Anordnung von Antidots einen Ratscheneffekt nachzuweisen (WÖRDENWEBER *et al.* [2004]; WÖRDENWEBER und DYMASHEVSKI [2004]). Auch eine Anordnung mit einem sägezahnförmigen Dichtegradienten von Antidots erzeugt ein Ratschenpotenzial (OLSON *et al.* [2001]). Dieser Vorschlag wurde vor kurzem experimentell realisiert (HORNG *et al.* [2007]).

- Variation der antreibenden Kraft bei symmetrischem Pinningpotenzial: Eine Ratsche ist auch möglich ohne ein räumlich asymmetrisches Ratschenpotenzial. D. Cole et. al. zeigten, dass ein Ratscheneffekt durch Brechung der zeitlichen Symmetrie der antreibenden Kraft möglich ist (COLE *et al.* [2006]).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden dreieckige Antidots in einem quadratischen Gitter angeordnet, um eine Abrikosov-Vortex Ratsche zu realisieren. Während des Verfassens dieser Arbeit erschien die Doktorarbeit von Joris van de Vondel (VAN DE VONDEL [2007]), in welcher ebenfalls ein Ratscheneffekt an dreieckigen Antidots nachgewiesen wurde.

Kapitel 2

Der Josephsonkontakt

2.1 Der konventionelle Josephsonkontakt

Ein Josephsonkontakt besteht aus zwei, durch eine Barriere getrennten, Supraleitern. Die Barriere kann z.B. aus einer dünnen isolierenden Schicht (SIS-Kontakt¹) oder einer metallischen Zwischenschicht (SNS-Kontakt²) bestehen. Bei einer hinreichend dünnen Barriere können Cooper-Paare von einer supraleitenden Elektrode zur anderen tunneln. Dieser Effekt wurde von B. D. Josephson im Jahr 1962 theoretisch vorhergesagt (JOSEPHSON [1962]) und bereits 1963 experimentell von Anderson und Rowell nachgewiesen (ANDERSON und ROWELL [1963]). Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Aufbau eines Josephsonkontakts. Durch den Überlapp der makroskopischen Wellenfunktionen der beiden Supraleiter entsteht ein schwach gekoppeltes System, in welchem sich Interferenzeffekte beobachten lassen.

Für einen SIS-Kontakt gelten die so genannten Josephson-Gleichungen:

$$I_s = I_0 \cdot \sin(\delta) , \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta = \dot{\delta} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \cdot U . \quad (2.2)$$

¹Supraleiter-Isolator-Supraleiter = SIS

²Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter = SNS

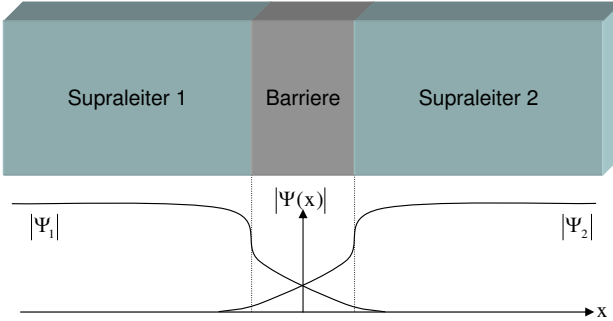


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Josephsonkontakts

Hierbei ist I_s der Suprastrom über den Kontakt, I_0 der maximale kritische Strom des Kontakts³, Φ_0 das magnetische Flussquant, U die am Kontakt angelegte Spannung und δ die eichinvariante Phasendifferenz zwischen den beiden Supraleitern. Es gilt

$$\delta = \phi_2 - \phi_1 + \frac{2\pi}{\Phi_0} \int \vec{A} d\vec{l}, \quad (2.3)$$

wobei \vec{A} das elektromagnetische Vektorpotenzial ist und das Linienintegral über die Barriere verlaufen muss.

Über $V = \langle U \rangle = \frac{\Phi_0}{2\pi} \langle \dot{\delta} \rangle$ lässt sich die zeitlich gemittelte Spannung berechnen. Abbildung 2.2 zeigt eine typische Strom-Spannungskennlinie (IV -Kurve) eines SIS-Kontakts. Hier unterscheidet man zwischen verschiedenen Tunnel-Regimen⁴. Der Strom durch die Barriere ohne Spannungsabfall wird von tunnelnden Cooper-Paaren getragen. Für Spannungen $0 < V < V_g = 2\Delta/e$ und Temperaturen $T > 0$ tunneln thermisch aufgebrochene Cooperpaare – also ungepaarte Elektronen (Quasiteilchen) – durch die Barriere. Nahe der Spannung V_g , welche der Energielücke des Supraleiters entspricht, werden Cooper-Paare aufgebrochen und Quasiteilchen entstehen. Für Spannungen $V > V_g$ sind alle Cooper-Paare aufgebrochen und die Steigung der IV -Kurve ist umgekehrt proportional zum normalleitenden Widerstand R_n des Kontakts.

³Allgemein ist Gleichung (2.1) eine Sinusreihe $I_s = \sum_n I_n \cdot \sin((n+1)\delta)$. Normalerweise genügt I_0 zur vollständigen Beschreibung des Josephsonkontakts.

⁴Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Tunnel-Regimen findet man in einschlägigen Lehrbüchern, wie z.B. BUCKEL und KLEINER [2004]

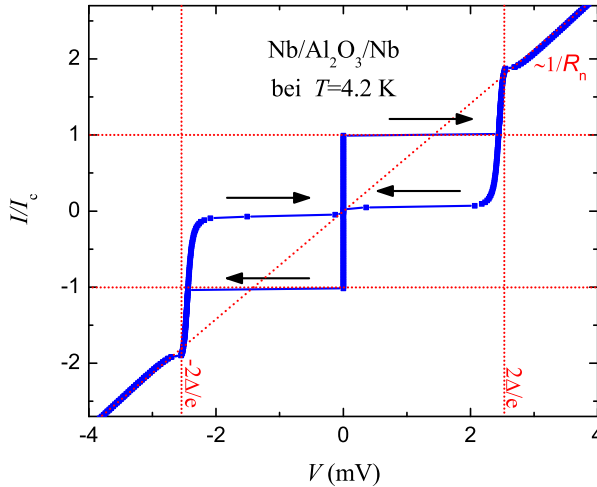


Abbildung 2.2: Typische unterdämpfte IV-Kurve eines Nb/Al₂O₃/Nb Josephsonkontakts (Experimentelle Daten aus WEIDES et al. [2006a])

2.1.1 Temperaturabhängigkeit des maximalen Suprastroms

Wie bereits im vorigen Kapitel beschrieben, sind die Eigenschaften von Supraleitern stark temperaturabhängig. Im Falle von Josephsonkontakten spielt die Temperaturabhängigkeit der Energielücke $\Delta(T)$ eine entscheidende Rolle für den kritischen Strom I_0 der Barriere. Im Falle von identischen Supraleitern als Elektroden, getrennt durch eine isolierende Barriere (SIS), sowie unter der Annahme, dass Quasiteilchen und Cooper-Paare auf die gleiche Weise tunneln, lässt sich die Ambegaokar-Baratoff-Relation (AMBEGAOKAR und BARATOFF [1963b], AMBEGAOKAR und BARATOFF [1963a]) in folgender Form schreiben:

$$I_0(T) = \frac{\pi}{2e \cdot R_n} \cdot \Delta(T) \cdot \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right). \quad (2.4)$$

Für Temperaturen weit unterhalb der kritischen Temperatur T_c ist der maximale kritische Strom I_0 somit konstant und fällt nahe T_c linear auf Null ab. Abbildung 2.3 zeigt die Abhängigkeit des kritischen Stromes I_0 von der Temperatur [Messdaten (Punkte) und die theoretische Rechnung (durchgezogene Linie)].

Im Falle einer normalleitenden Barriere (SNS) gilt nahe der kritischen

Temperatur folgende Temperaturabhängigkeit (BUCKEL und KLEINER [2004]):

$$I_0(T) = \frac{3\pi\Delta(T)^2}{2eR_n k_B T_c} \frac{d/\xi_n}{\sinh(d/\xi_n)}. \quad (2.5)$$

Hierbei ist ξ_n die Kohärenzlänge im Normalleiter und d seine Dicke. Sowohl für SIS als auch SNS Kontakte steigt somit der kritische Strom mit sinkender Temperatur.

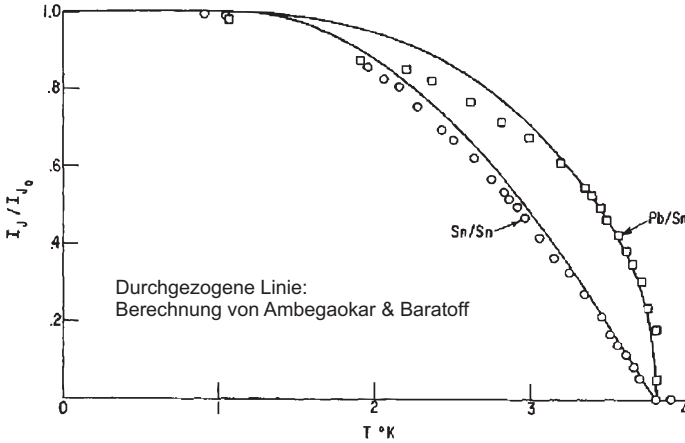


Abbildung 2.3: Temperatur-Abhängigkeit des normierten krit. Stroms von Josephsonkontakten für Sn/Sn und Sn/Pb (modifiziert aus FISKE [1964]).

2.1.2 RCSJ-Modell

Das so genannte RCSJ⁵-Modell (STEWART [1968], MCCUMBER [1968]) eignet sich sehr gut zur Beschreibung von Josephsonkontakten. Hier wird der Gesamtstrom über den Josephsonkontakt aufgefasst als Summe aus dem Josephsonstrom I_s , dem Quasiteilchenstrom I_q über den Widerstand R und dem Verschiebestrom I_v über den Kondensator C . Abbildung 2.4 zeigt das zugehörige Ersatzschaltbild.

Unter der Annahme, dass I_q proportional zum Leitwert des Kontakts ist, lässt sich der Gesamtstrom I wie folgt aufschreiben:

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

⁵Resistively and Capacitively Shunted Junction

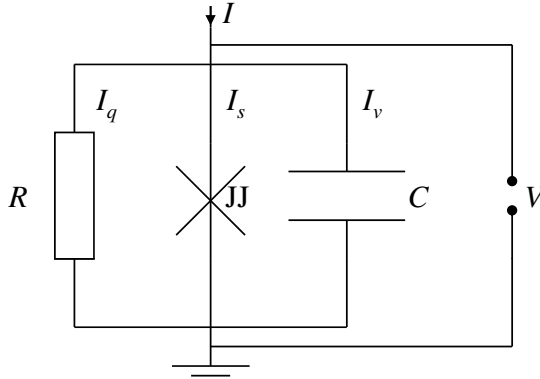


Abbildung 2.4: Ersatzschaltbild eines Josephsonkontakts mit Gesamtstrom I und angelegter Spannung V .

Mit Hilfe der beiden Josephson-Relationen (2.1), (2.2) lässt sich Gleichung (2.6) in eine nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung für δ umschreiben:

$$I = I_0 \sin(\delta) + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\delta} + \frac{C\Phi_0}{2\pi} \ddot{\delta}. \quad (2.7)$$

Diese Gleichung ist formal äquivalent zur Bewegungsgleichung des physikalischen Pendels, welches in Standard-Lehrbüchern der Physik diskutiert wird. Zur Veranschaulichung der Dynamik eines Josephsonkontakts wird deshalb oft auf die Pendelanalogie zurückgegriffen (Details siehe z.B. BUCKEL und KLEINER [2004]).

Durch Einführung des normierten Stroms $i \equiv I/I_0$, der Plasmafrequenz $\omega_p \equiv \sqrt{2\pi I_0/\Phi_0 C}$ und der charakteristischen Frequenz $\omega_c \equiv 2\pi I_0 R/\Phi_0$ lässt sich die Gleichung (2.7) umformen zu:

$$i = \sin(\delta) + \frac{1}{\omega_c} \dot{\delta} + \frac{1}{\omega_p^2} \ddot{\delta}. \quad (2.8)$$

Nach Einführung der natürlichen Zeit $\tau = \omega_c t$ erhält man eine dimensionslose Bewegungsgleichung, die nur einen materialabhängigen Parameter enthält – den so genannten Stewart-McCumber-Parameter β_c :

$$i = \sin(\delta) + \frac{\partial}{\partial \tau} \delta + \beta_c \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \delta, \quad (2.9)$$

$$\beta_c \equiv \left(\frac{\omega_c}{\omega_p} \right)^2 = \frac{2\pi I_0 R^2 C}{\Phi_0}. \quad (2.10)$$

Der Stewart-McCumber-Parameter bestimmt die Dämpfung des Systems und lässt sich als das Verhältnis von Trägheit zu Reibung verstehen. Für $\beta_c > 1$ spricht man von einem unterdämpften, für $\beta_c < 1$ von einem überdämpften Kontakt. Abbildung (2.2) zeigt die IV -Kurve eines unterdämpften Kontakts mit der für diese Art typisch auftretenden Hysterese. Nach Überschreiten des kritischen Stroms I_0 und anschließendem Erniedrigen des Stroms unterhalb I_0 bleibt der Kontakt im resistiven Zustand bis der so genannte Rücksprungstrom I_r unterschritten wird. Bei einem überdämpften Kontakt dagegen besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Strom und Spannung. Hier ist der Rücksprungstrom gleich dem kritischen Strom ($I_0 = I_r$).

Im Limit stark unterdämpfter Josephsonkontakte lässt sich β_c mit folgender Näherungsformel bestimmen:

$$\beta_c \approx \left[\frac{4 I_0}{\pi I_r} \right]^2, \quad (\beta_c \gg 1). \quad (2.11)$$

2.1.3 Ausgedehnter Josephsonkontakt im externen Magnetfeld

Alle obigen Betrachtungen gelten strenggenommen nur für einen punktförmigen Josephsonkontakt, in welchem die Phasendifferenz δ nicht entlang der Kontaktfläche variiert. In einem räumlich ausgedehnten Josephsonkontakt ist die eichinvariante Phasendifferenz ortsabhängig. Die Längenskala, auf welcher sich die Phasendifferenz $\delta(\vec{r}, t)$ ändern kann, bezeichnet man als die Josephson-Eindringtiefe λ_J . Sie ist definiert als:

$$\lambda_J \equiv \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 d_{\text{eff}} j_0}}. \quad (2.12)$$

Hierbei bezeichnet j_0 die kritische Flächenstromdichte, $d_{\text{eff}} = d_i + 2\lambda_L$ die effektive magnetische Barrierendicke⁶ und d_i die Dicke der Isolatorschicht des Kontakts. Zur Berechnung der eichinvarianten Phasendifferenz δ in einem externen Feld B betrachten wir die in Abb. 2.5 eingezeichneten Punkte $A_{1,2}$ und $B_{1,2}$. Die Punkte A und B seien infinitesimal entlang der x -Achse um dx voneinander entfernt. Unter Anwendung von Gleichung 2.3 erhält man:

⁶Im Grenzfall großer Dicken der supraleitenden Elektroden im Vergleich zu λ_L

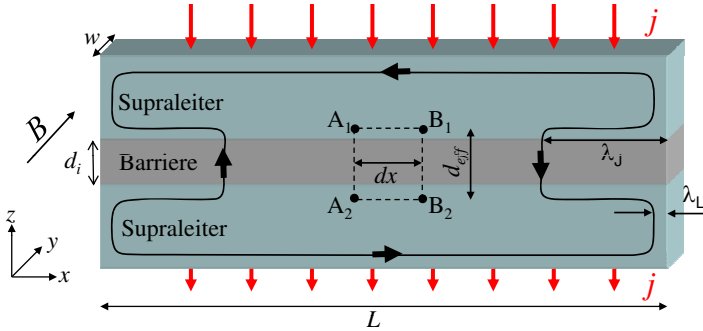


Abbildung 2.5: Ausgedehnter Josephsonkontakt im externen Magnetfeld.

$$\delta(x + dx) - \delta(x) = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\int_{A_2}^{A_1} \vec{A} d\vec{l} - \int_{B_2}^{B_1} \vec{A} d\vec{l} \right). \quad (2.13)$$

Berechnet man den eingeschlossenen Fluss Φ_I im gestrichelt angedeuteten Integrationsweg, so erhält man:

$$\Phi_I = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = B d_{\text{eff}} dx = \int_{A_2}^{A_1} \vec{A} d\vec{l} + \int_{A_1}^{B_1} \vec{A} d\vec{l} + \int_{B_1}^{B_2} \vec{A} d\vec{l} + \int_{B_2}^{A_2} \vec{A} d\vec{l}. \quad (2.14)$$

Der zweite und vierte Term verschwinden für Integrationswege, welche tief genug im Supraleiter liegen. Damit erhält man durch Vergleich und Integration der beiden Gleichungen (2.13), (2.14) folgende Beziehung für die Phasendifferenz δ :

$$\delta(x) = \frac{2\pi}{\Phi_0} d_{\text{eff}} Bx + \delta_0. \quad (2.15)$$

Die Phasendifferenz wächst somit linear über die Kontaktlänge an. Dies gilt nur für einen kurzen Kontakt mit Länge $L \leq \lambda_J$ und unter der Annahme, dass Eigenfeldeffekte des Suprastroms vernachlässigbar sind. Zusammen mit der ersten Josephson-Relation erhält man eine über den Kontakt sinusförmig oszillierende Stromdichte $j(x)$:

$$j(x) = j_c \sin(\delta(x)) = j_c \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0} d_{\text{eff}} Bx + \delta_0\right). \quad (2.16)$$

Integration über die Kontaktfläche liefert für eine homogene kritische Stromdichte j_c den gesamten Suprastrom $I_s(B, \delta_0)$:

$$I_s(B, \delta_0) = \int_S j_c \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0} d_{\text{eff}} Bx + \delta_0\right) dS. \quad (2.17)$$

Maximieren von $I_s(B, \delta_0)$ bezüglich δ_0 liefert schließlich für den Suprastrom eines kurzen Kontakts die so genannte Fraunhofer-Funktion. Deren Quadrat beschreibt beispielsweise auch die Beugung von Licht an einem Einzelspalt. Im Allgemeinen ergibt sie sich aus der Fouriertransformation einer Rechteckfunktion:

$$I_s(B) = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right|. \quad (2.18)$$

Hierbei beschreibt $\Phi = Bd_{\text{eff}}L$ den magnetischen Fluss in einem Josephsonkontakt der Länge L und $I_c = Lwj_c$ den über die Kontaktfläche (Länge L , Breite w) integrierten kritischen Strom. Abbildung (2.6) zeigt

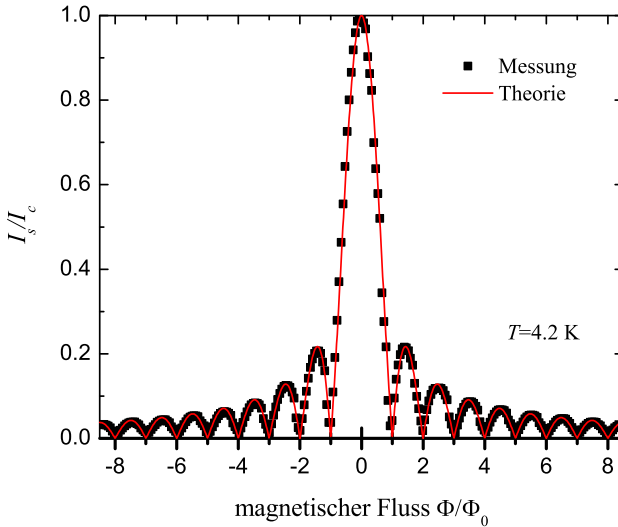


Abbildung 2.6: Typische $I_s(\Phi)$ -Abhängigkeit eines kurzen SIFS-Josephsonkontakts. Vergleich von Messung und Theorie.

ein typisches $I_s(\Phi)$ -Muster eines kurzen Josephsonkontakts. Abweichungen von der Fraunhofer-Funktion geben Aufschluss über die Homogenität der Stromdichte und somit über die Qualität eines Kontakts.

2.1.4 Der lange Josephsonkontakt

Das oben vorgestellte RCSJ-Modell eignet sich nur zur Beschreibung eines kurzen Josephsonkontakts. Für lange Josephsonkontakte mit einer Kontaktlänge $L > \lambda_J$ spielen vermehrt Eigenfeldeffekte eine Rolle. Die dynamischen Gleichungen müssen deshalb dementsprechend angepasst werden. Die Gleichung, welche die Dynamik des langen Josephsonkontakts beschreibt, lässt sich durch eine Parallelschaltung mehrerer kurzer (RCSJ-)Kontakte herleiten, welche zusätzlich durch induktive und resistive Komponenten verbunden sind⁷.

Nach einigen Umformungen und Normierungen erhält man schließlich die so genannte gestörte Sinus-Gordon Gleichung⁸:

$$\lambda_J^2 \frac{d^2\delta}{dx^2} - \omega_{pl}^{-2} \frac{d^2\delta}{dt^2} = \sin\delta + \tau_c \frac{d\delta}{dt} - \frac{j}{j_c}. \quad (2.19)$$

Hierbei sind die charakteristische Zeit $\tau_c = \Phi_0/(2\pi j_c \rho)$ mit dem spezifischen Widerstand der Barriere ρ und die Josephson-Plasmafrequenz $\omega_{pl}^{-2} = \epsilon\epsilon_0\Phi_0/(2\pi j_c d_i)$ eingeführt worden. Es ist möglich, Gleichung (2.19) zu normieren (ähnlich zu RCSJ-Modell), indem man die Ortskoordinate in Einheiten von λ_J und die Zeit in Einheiten von ω_{pl}^{-1} angibt. Man erhält dann:

$$\delta_{xx} - \delta_{tt} - \sin\delta = \alpha\delta_t - \gamma. \quad (2.20)$$

Hierbei steht das Subskript für eine partielle Ableitung ($\delta_x = \frac{\partial}{\partial x}\delta$), $\alpha = \sqrt{\frac{1}{\beta_c}}$ ist der dimensionslose Dämpfungsparameter und γ ist der auf j_c normierte Bias-Strom⁹.

Es gibt eine Vielzahl von linearen und nicht-linearen Anregungen eines langen Josephsonkontakts (BARONE und PATERNÒ [1982], COSTABILE *et al.* [1978], USTINOV [1998]) welche sich durch Lösungen der Sinus-Gordon Gleichungen beschreiben lassen. Für das bessere Verständnis der Anregungen ist es von Vorteil, wieder auf die Pendel-Analogie zurückzugreifen. Ein langer Kontakt lässt sich als eine Kette von Pendeln betrachten, die durch ein Gummiband miteinander gekoppelt sind. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten linearen Kontakte sind zwei Lösungen relevant:

⁷Detaillierte Abhandlungen zu diesem Modell findet man z.B. in SCOTT [1964]

⁸Terme mit Ableitungen von höherer als zweiter Ordnung werden vernachlässigt

⁹Bias-Strom = applizierter Strom am Kontakt

- (i) Für kleine Auslenkungen der Phase lässt sich die Sinus-Gordon Gleichung linearisieren ($\sin(\delta) \approx \delta$). Man erhält als Lösung so genannte Plasma-Oszillationen. Diese sind elektromagnetische Wellen, welche sich entlang der x -Achse durch den Kontakt bewegen und aufgrund der Reibung allmählich abklingen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen in der Barriere ist die so genannte Swihart-Geschwindigkeit (SWIHART [1961]) $\bar{c} = \omega_{pl} \lambda_J$. Sie beträgt typischer Weise einige Prozent der Lichtgeschwindigkeit. In der Pendel-Analogie entsprechen Plasma-Oszillationen wellenartigen Auslenkungen, die durch die Pendelkette wandern.
- (ii) Bei Vernachlässigung aller Störungsterme der Sinus-Gordon Gleichung findet man die analytische Lösung:

$$\delta(x, t) = 4 \arctan \left[\exp \left(\pm \frac{x - vt - x_0}{\sqrt{1 - v^2}} \right) \right]. \quad (2.21)$$

Diese Lösung wird als Fluxon oder Soliton bezeichnet und beschreibt einen quantisierten magnetischen Fluss in der Barriere. Das magnetische Feld des Fluxons ergibt sich aus dem Gradient der Phase und der Suprastrom wiederum ist proportional zum Sinus der Phase. Abbildung 2.7 zeigt schematisch die Phasendifferenz $\delta(x)$ mit resultierendem Feldprofil und Suprastrom für einen langen, linearen Kontakt. Für Geschwindigkeiten v des Fluxons nahe der (maximal möglichen) Swihart-Geschwindigkeit spielen relativistische Effekte eine Rolle (vgl. Gleichung 2.21).

Im Bild der Pendelkette entspricht ein Fluxon einer Verdrillung der Pendelkette um 360° .

Zero-Field Steps

Appliziert man ohne angelegtes Magnetfeld einen unterkritischen Strom $0 < \gamma < 1$ an einen linearen, langen Josephsonkontakt, so gilt für den Phasenverlauf $\delta = \sin^{-1} \gamma$. Befindet sich ein Fluxon in dem Kontakt¹⁰, so wird der Bias-Strom γ eine Lorentzkraft auf das Fluxon ausüben und

¹⁰Durch Anlegen eines überkritischen Bias-Stroms und anschließendem Absenken desselben unter den kritischen Strom können sich Fluxonen in dem Kontakt ausbilden. BARONE und PATERNÒ [1982]

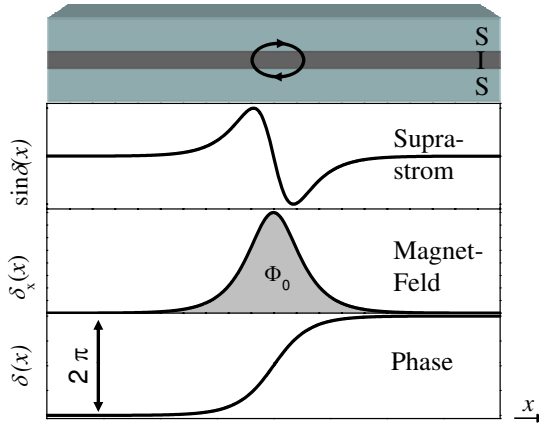


Abbildung 2.7: Fluxon in einem langen Kontakt mit dazugehörigem Phasenzunahme um 2π sowie magnetischer Feldverlauf und Stromprofil

es zum einen Ende des Kontakts beschleunigen. Bei genügend hoher Geschwindigkeit wird das Fluxon als Antifluxon am einen Ende des Kontakts reflektiert und wiederum durch den Bias-Strom zum anderen Ende des Kontakts hinbeschleunigt. Dadurch erhält man eine fortwährende Bewegung von Fluxonen bzw. Antifluxonen durch den Kontakt. Unter Berücksichtigung der maximal möglichen Geschwindigkeit \bar{c} (Swihart-Geschwindigkeit) und mit Hilfe des Induktionsgesetzes lässt sich eine mittlere Spannung V_n^{ZFS} berechnen, welche aufgrund der Fluxonen-Bewegung am Kontakt induziert wird:

$$V_n^{ZFS} = n \cdot \Phi_0 \bar{c} / L. \quad (2.22)$$

Hierbei bedeutet n die Anzahl von Fluxonen im Kontakt und L die Länge des Kontakts. In einer Strom–Spannungs-Kennlinie erhält man eine ganze Serie von Ästen, wobei jeder Ast einer bestimmten Anzahl von Fluxonen in dem Kontakt zuzuordnen ist. Diese Äste oder Stufen bezeichnet man als Nullfeldstufen bzw. als Zero-Field Steps (ZFS). ZFS wurden erstmals 1973 von Fulton und Dynes (FULTON und DYNES [1973]) experimentell nachgewiesen und z.B. von Pedersen (PEDERSEN und WELNER [1984]) theoretisch diskutiert.

In einem gedämpften Kontakt wird die Bewegung der Fluxonen behindert, deshalb sind ZFS besonders ausgeprägt in unterdämpften Kontakten.

Fiske-Resonanzen

Betrachtet man nun einen Kontakt mit angelegtem Magnetfeld (vgl. Abb. 2.5), so wird die Reflektion des Fluxons aus energetischen Gründen (USTINOV [1998]) an der einen Seite des Kontakts gehindert. Erhöht man das Magnetfeld weiter, so wird der Fluxonen-Transport durch die eine Seite des Kontakts komplett unterdrückt und die Fluxonen laufen nur noch in eine Richtung. Die Vernichtung des Fluxons anstelle einer Reflektion führt zu Plasmaoszillationen, welche resonant mit der Kavität des Kontakts sind. Somit entsteht ein Wechselspiel von Plasma-Oszillationen und Fluxonenbewegung. Im zeitlichen Mittel gibt es dadurch nur die Hälfte an Fluxonenbewegung im Vergleich zu den ZFS. Somit sind die damit verbundenen Spannungsstufen V_n^{FS} der Fiske-Resonanzen auch nur halb so groß wie korrespondierenden ZFS:

$$V_n^{FS} = n \cdot \frac{\Phi_0 \bar{c}}{2L} = \frac{V_n^{ZFS}}{2}. \quad (2.23)$$

Fiskestufen sind besonders ausgeprägt, wenn die räumliche Oszillationsperiode des Suprastroms mit den Abmessungen des Kontakts übereinstimmt. Hierbei bedeutet n die Anzahl von Halbwellen im Kontakt. Der maximale kritische Strom $I_m^n(B)$ der n -ten Fiskestufe ist daher maximal bei einem Magnetfeld $\pm n \cdot \Phi_0/2$. Details hierzu findet man z.B. in KULIK [1965] und CIRILLO *et al.* [1998].

Im Gegensatz zu ZFS treten Fiskestufen auch in kurzen Josephsonkontakten auf.

2.2 Der π -gekoppelte Josephsonkontakt

Magnetismus und Supraleitung galten über lange Zeit als antagonistisch und es war unvorstellbar, beide Phänomene nutzbringend zu vereinen (GINZBURG [1957]). Magnetische Verunreinigungen in einem Supraleiter galt es zu vermeiden, um die supraleitenden Eigenschaften wie kritische Stromdichte oder die kritische Temperatur zu optimieren. Beispielsweise lassen sich magnetische Dots als Pinningzentren für Abrikosov-Vortices benutzen (z.B. MARTIN *et al.* [1997]). Im Jahr 1977 erschien eine theoretische Arbeit, welche vorschlug, den Josephsonkontakt magnetisch zu verunreinigen, um eine Phasendifferenz $\delta = \pi$ im Grundzustand zu

präparieren (BULAEVSKII *et al.* [1977])¹¹. Mit der ersten Josephson-Gleichung (2.1) erhält man die Phasenbeziehung des kritischen Strom $I_s = I_0 \cdot \sin(\delta + \pi) = -I_0 \cdot \sin(\delta)$, welche einem negativen kritischen Strom im Grundzustand entspricht. Man spricht dann von einem π -Kontakt.

Ähnlich zu Bulaevskii's Vorschlag wurde von Buzdin ein Josephsonkontakt mit ferromagnetischer Barriere¹² vorgeschlagen, welcher sich bei geeigneter Dicke und Austauschenergie wie ein π -Kontakt verhalten soll (BUZDIN *et al.* [1982]). Solche SFS-Kontakte wurden im Rahmen dieser Arbeit intensiv untersucht.

2.2.1 Der Josephsonkontakt mit ferromagnetischer Barriere

Der Proximity-Effekt

Bringt man einen Supraleiter in Kontakt zu einem normalleitenden Metall, so wird in dem Normalleiter eine Cooper-Paardichte ungleich Null induziert, welche im Normalleiter auf der charakteristischen Skala von ξ_N von der Grenzfläche weg abfällt (DE GENNES [1966]). Man bezeichnet ξ_N als Kohärenzlänge. Gleichzeitig wird die Cooper-Paardichte im Supraleiter auf der Längenskala der Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge abgesenkt. Diese Phänomene bezeichnet man als Proximity-Effekt. Bei Josephsonkontakten mit normalleitender Barriere spielt der Proximity-Effekt eine entscheidende Rolle.

Im Falle eines Ferromagneten anstatt des Normalleiters ändert sich der Proximity-Effekt erheblich. Die in die ferromagnetische Schicht eindringenden Cooper-Paare spüren das Austauschfeld H_{ex} des Ferromagneten. Abhängig von ihrem Spin (\uparrow und \downarrow) erfahren die Elektronen des Cooper-Paares eine Änderung ihrer potentiellen Energie um die Austauschenergie $E_{ex} = \pm \mu_B \mu_0 H_{ex}$. Dies führt zu einer Änderung des Schwerpunktim-pulses des Cooper-Paares um $Q = 2E_{ex}/v_F$. Hierbei ist v_F die Fermi-Geschwindigkeit im Ferromagnet. Unter Berücksichtigung fermionischer Antisymmetrie (DEMLER *et al.* [1997]) des Spin-Singulett Cooper-Paares erhält man einen Ordnungsparameter mit einer räumlich oszillierenden

¹¹Dieser Vorschlag wurde vor kurzem experimentell realisiert (VAVRA *et al.* [2006]).

¹²Supraleiter-Ferromagnet-Supraleiter = SFS-Kontakt

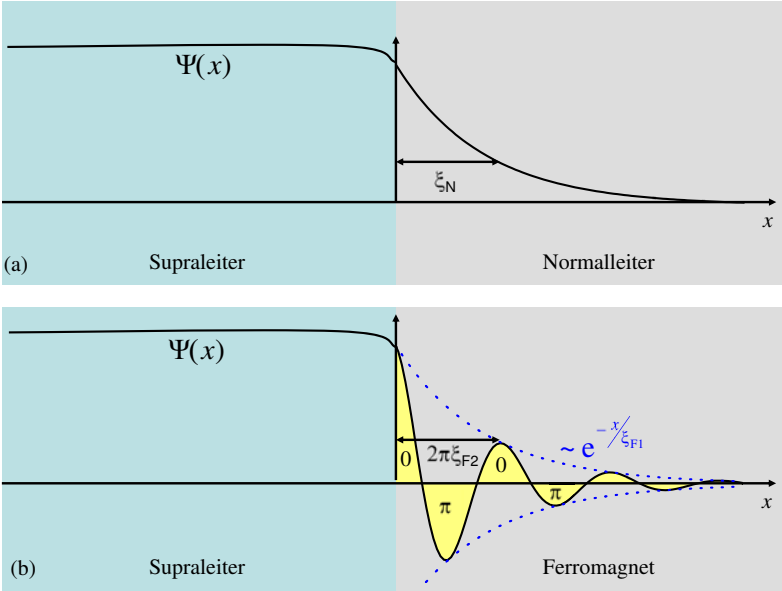


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Proximity-Effekts für eine (a) normalleitende Grenzfläche und (b) eine ferromagnetische Grenzfläche

Komponente¹³:

$$\Psi(x) \propto e^{-\frac{iQ}{\hbar}x} + e^{\frac{iQ}{\hbar}x} \propto \cos\left(\frac{Q}{\hbar}x\right). \quad (2.24)$$

Berücksichtigt man Streueffekte der Cooper-Paare im Ferromagnet, so wird die räumliche Oszillation gedämpft. Die Längenskala der Dämpfung bezeichnet man als Kohärenzlänge ξ_{F1} . Man unterscheidet zwischen dem so genannten „clean limit“ ($l \gg \xi_{F1}$) und dem „diffusiven limit“ ($l \ll \xi_{F1}$) eines Ferromagneten, wobei l die mittlere freie Weglänge der Elektronen bezeichnet. Für saubere (clean limit) Ferromagnete ist die räumliche Oszillation sehr ausgeprägt und nur schwach gedämpft. Im diffusiven Limit dagegen ist die Oszillation stark gedämpft. Unter Anwendung der Usadel-Gleichungen (USADEL [1970]) lässt sich eine Lösung für den Ordnungsparameter finden:

¹³Die räumliche Oszillation des Ordnungsparameters in homogenen Supraleitern wurde schon vor mehr als 40 Jahren von Fulde und Ferrel FULDE und FERREL [1964] und von Larkin und Ovchinnikov LARKIN und OVCHINNIKOV [1965] vorhergesagt.

$$\Psi(x) \propto e^{-x/\xi_F} \propto e^{-x/\xi_{F1}} \cdot e^{-ix/\xi_{F2}} . \quad (2.25)$$

Hierbei wurde die komplexe Kohärenzlänge $\xi_F = \xi_{F1} + i\xi_{F2}$ eingeführt. ξ_{F1} ist die charakteristische Längenskala des Abklingens des Ordnungsparameters im Ferromagneten und ξ_{F2} beschreibt die räumliche Oszillation des Ordnungsparameters. Abbildung 2.8 zeigt schematisch den Proximity-Effekt von Supraleitern an normalleitenden und ferromagnetischen Grenzflächen. In Falle von schwachen Ferromagneten lässt sich ein Ausdruck für die beiden Kohärenzlängen $\xi_{F1,2}$ angeben (RYAZANOV *et al.* [2001]):

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{[E_{ex}^2 + (\pi k_B T)^2]^{1/2} \pm k_B T}} . \quad (2.26)$$

Hierbei ist D die Diffusionskonstante für Elektronen im Ferromagnet. Für Austauschenergien E_{ex} in der Größenordnung der thermischen Energie $k_B T$ lässt sich durch Temperaturvariation das Verhältnis ξ_{F1}/ξ_{F2} verändern. Dadurch ist es möglich, in verdünnten Ferromagneten bei konstanter Dicke einen temperaturgesteuerten Übergang der Phase des Ordnungsparameters von 0 nach π zu beobachten.

SFS- und SIFS- Josephsonkontakte

Wie in obiger Theorie beschrieben, ist es bei Josephsonkontakten mit ferromagnetischer Barriere möglich, einen Kontakt mit einer Phasendifferenz δ von 0 oder π im Grundzustand herzustellen. Hierbei kann durch Variation der ferromagnetischen Schichtdicke d_F ein Josephsonkontakt entweder mit 0- oder mit π -Phasendifferenz entstehen. Zusätzlich ist es möglich, bei geeigneter Dicke d_F und passender Austauschenergie E_{ex} einen 0- π -Übergang des Kontakts durch Variation der Temperatur zu erzielen. Dies konnte in einer Reihe von Experimenten an SFS-Kontakten experimentell gezeigt werden (z.B. RYAZANOV *et al.* [2001], OBOZNOV *et al.* [2006], SELLIER *et al.* [2003]).

SFS-Kontakte besitzen einen kleinen (Quasiteilchen-)Widerstand und zeigen daher stark überdämpftes Verhalten (vgl. Gleichung 2.10). Für manche Anwendungen¹⁴ sind stark unterdämpfte Kontakte notwendig.

¹⁴Mögliche Anwendungen von π -Kontakten findet man sowohl in der klassischen als auch in der „Quanten-Elektronik“, wie z.B. in einem π -Qubit (IOFFE *et al.* [1999], YAMASHITA *et al.* [2005])

Durch Einführung einer zusätzlichen Isolationsschicht in die Barriere konnten unterdämpfte SIFS¹⁵-Kontakte experimentell realisiert werden (z.B. KONTOS *et al.* [2002], BORN *et al.* [2006], WEIDES *et al.* [2006c]).

Eine theoretische Modellierung des kritischen Stroms eines Kontakts ist unter anderem abhängig von der Transparenz der Übergangsstelle zu den verschiedenen Zwischenschichten (SFS-/SIFS-Kontakte) sowie von der mittleren freien Weglänge l (clean / diffusive limit). Im Rahmen dieser Arbeit wurden SIFS-Kontakte untersucht. Bei einem solchen Kontakt überwiegt der Transparenzfaktor γ_{B2} des SIF-Teils gegenüber der Transparenz des SF-Übergangs γ_{B1} . Unter dieser Annahme konnte A. Buzdin einen Ausdruck für den kritischen Strom in Abhängigkeit der ferromagnetischen Dicke herleiten (WEIDES *et al.* [2006a]):

$$I_c(d_F) \propto \frac{1}{\gamma_{B2}} \exp\left(\frac{-d_F}{\xi_{F1}}\right) \cos\left(\frac{d_F - d_F^{\text{dead}}}{\xi_{F2}}\right), \quad (2.27)$$

wobei d_F^{dead} den unmagnetischen Teil der magnetischen Zwischenschicht bezeichnet, welcher einer normalleitenden Zwischenschicht entspricht. Diese Gleichung ist gültig für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten SIFS-Kontakte. Durch Variation der Temperatur ist es auch hier möglich, das Verhältnis ξ_{F1}/ξ_{F2} zu variieren. So konnte im Rahmen dieser Arbeit ein temperaturgesteuerter Übergang der Phasendifferenz von 0 nach π nachgewiesen werden (WEIDES *et al.* [2006a]).

¹⁵SIFS=Supraleiter-Isolator-Ferromagnet-Supraleiter

2.2.2 Der 0- π -Kontakt

Durch das Zusammenbringen eines 0-Kontakts mit einem π -Kontakt entsteht ein so genannter 0- π -Kontakt. An der Schnittstelle zwischen einem (symmetrischen) 0- und π -Teil entstehen spontan Supraströme, welche ein halbzahliges Flussquant erzeugen – ein Semifluxon (BULAEVSKIĪ *et al.* [1978], GOLDOBIN *et al.* [2002]).

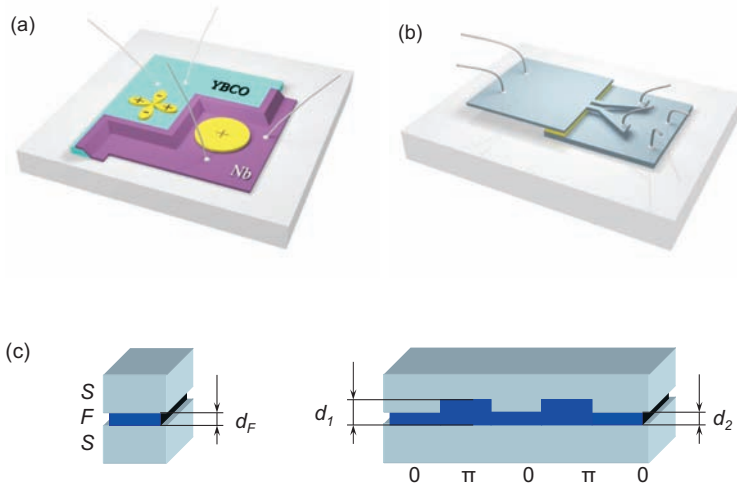


Abbildung 2.9: Mögliche Realisierungen (schematisch) von 0- π -Kontakten: (a) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Nb Zickzack Josephsonkontakt (b) Künstlicher π -Kontakt mittels Strom-Injektoren (c) SFS-Kontakt mit unterschiedlicher Dicke der ferromagnetischen Barriere. Bilder mit freundlicher Genehmigung von Edward Goldobin.

Es gibt verschiedene Methoden, einen 0- π -Kontakt experimentell zu realisieren:

- (i) Unter Ausnutzung der $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters¹⁶ von Kuprat-Supraleitern (z.B. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) ist es

¹⁶Im reziproken Raum ist der Ordnungsparameter eines s -Wellen Supraleiters im wesentlichen isotrop und hat in allen Richtungen das gleiche Vorzeichen. Der $d_{x^2-y^2}$ -Ordnungsparameter wechselt dagegen sein Vorzeichen und weist entlang der Diagonalen Nullstellen auf, im k -Raum erhält man eine klebeblattartige Funktion [vgl. Abb. 2.9 (a)].

möglich, einen $0\text{-}\pi$ -Kontakt herzustellen. Hierzu wird eine supraleitende Elektrode aus einem d -Wellen-Supraleiter und die andere aus einem (konventionellen) Supraleiter mit s -Wellen-Symmetrie (z.B. Nb) über eine Barriere miteinander verbunden. Abbildung 2.9(a) zeigt schematisch eine solche Anordnung. Dadurch entstehen alternierende Abfolgen von 0 - und π -Kontakten. Hierbei entscheidet der Vorzeichenwechsel (+ oder -) des Ordnungsparameters beim Übergang vom s -Wellen zum d -Wellen Supraleiter, ob es sich um einen 0 - oder π -Kontakt handelt (siehe z.B. SMILDE *et al.* [2002]).

- (ii) Durch geeignete Strom-Injektion [vgl. Abb. 2.9(b)] in einen konventionellen Josephsonkontakt ist es möglich, beliebige Verschiebungen der Phasendifferenz δ hervorzurufen (GOLDOBIN *et al.* [2004], USTINOV [2002]).
- (iii) Durch eine abwechselnde Anordnung von SFS-Kontakten mit unterschiedlichen ferromagnetischen Dicken lassen sich Abfolgen von 0 - und π -Kontakten herstellen [siehe Abb. 2.9(c)].

Bis zum heutigen Zeitpunkt gibt es nur wenige Arbeiten zu gestuften SFS-Kontakten mit unterschiedlichen ferromagnetischen Dicken. Dies ist begründet in der Schwierigkeit der Fabrikation solcher Kontakte.

In einer Arbeit von Frolov *et al.* (FROLOV *et al.* [2006]) konnte durch Simulationen gezeigt werden, dass bei einer bestimmten Temperatur ein gestufter $0\text{-}\pi$ -Kontakt vorgelegen haben könnte. Die Fabrikation dieses Kontaktes lässt sich somit als eine Art „Glückstreffer“ beschreiben.

In einem zweiten (phasensensitiven) Experiment (DELLARocca *et al.* [2005]) konnte das Auftreten von Semifluxonen an einem $0\text{-}\pi$ -Kontakt nachgewiesen werden. Dabei wurde der Teil mit 0 -Kopplung vermutlich durch Kurzschlüsse in der ferromagnetischen Barriere erzeugt. In diesem Fall also wurde der „gestufte“ Kontakt in einer unkontrollierbaren Weise hergestellt. Außerdem sollten Kurzschlüsse in einer Tunnel-Barriere stets vermieden werden!

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der erste per Design gewollte, gestufte $0\text{-}\pi$ -Kontakt mit zwei unterschiedlichen ferromagnetischen Dicken $d_{F1, F2}$ untersucht (WEIDES *et al.* [2006b, 2007]). Zusätzlich standen zwei Referenzkontakte ohne $0\text{-}\pi$ -Diskontinuität mit den ferromagnetischen Dicken d_{F1} bzw. d_{F2} zur Verfügung.

Teil II

Messaufbau und Probenpräparation

Kapitel 3

Messaufbau

Der Messaufbau¹ wurde im Rahmen der Diplomarbeit KEMMLER [2003] zusammen mit Dr. Eric Sassier aufgebaut und probeweise in Betrieb genommen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte der Aufbau entscheidend verbessert werden. Erst die Modifikation der optischen Heizung, das Lösen von diversen Vakuump Problemen, sowie die Implementierung eines Pumpstandes für Messungen bei Temperaturen unterhalb von 4.2 K ermöglichten die Durchführung von Experimenten, welche schließlich zu den im Kapitel III vorgestellten Ergebnissen führten. Der Messaufbau wurde bereits umfassend beschrieben (siehe KEMMLER [2003]). An dieser Stelle soll deshalb nur der prinzipielle Aufbau vorgestellt und etwas detaillierter auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modifikation eingegangen werden.

Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau der Messapparatur. Der gesamte Messaufbau befindet sich in einer zweigeteilten Hochfrequenz-Abschirmkammer. In der einen Hälfte (HF-Abschirmkammer 1) befindet sich die eigentliche Messapparatur wie der Kryostat, der Probenstab, sowie die Messelektronik, welche mit Akkus betrieben werden kann. In der anderen Hälfte (HF-Abschirmkammer 2) befindet sich weitere Messelektronik mit dem Datenerfassungssystem (PC mit Messkarten). Die elektrische Kontaktierung zwischen den beiden Kammerhälften erfolgt

¹Das Grundkonzept des Aufbaus entstand in Anlehnung an den Aufbau von Guido Meis (MEIS [1993]).

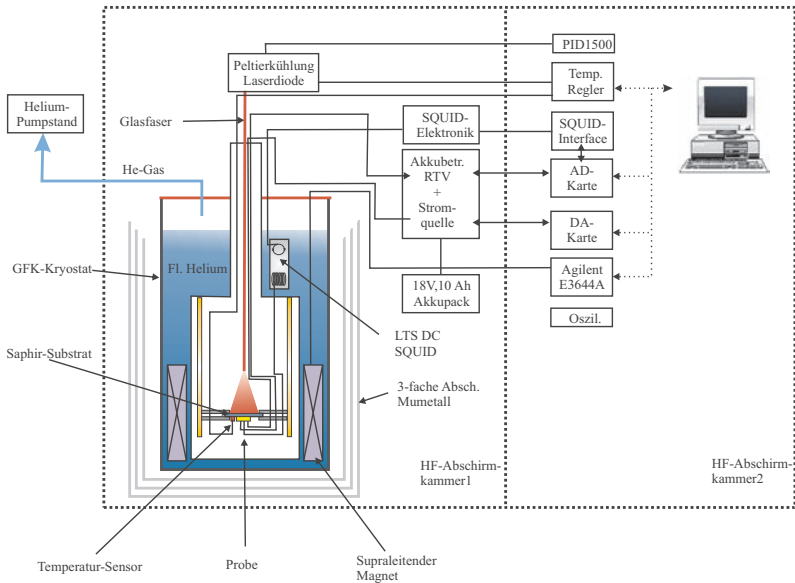


Abbildung 3.1: Schematischer Messaufbau. Der Kryostat mit dem Probenstab und der akkubetriebenen Messelektronik befindet sich in der HF-Abschirmkammer 1. Die Messelektronik mit Stromversorgung vom Netz befindet sich mit dem Datenerfassungssystem in der HF-Abschirmkammer 2.

über Durchführungen in der (gemeinsamen) Kammerwand.

Die Proben­temperatur ist regelbar zwischen 2 und 100 K. Temperaturen unterhalb 4.2 K werden durch Pumpen am Helium-Bad des Kryostats erreicht. Über einen He-Pumpstand ist es möglich, den (Dampf-)Druck des Helium-Bades stabil einzustellen. Dadurch ist es möglich, die Proben­temperatur zwischen 2 und 4.2 K zu variieren. Für Temperaturen oberhalb von 4.2 K bietet die optische Laserheizung eine äusserst rauscharme Methode der Proben­temperierung. Eine mittels aktiver Kühlung (Peltierelement + PID-Regelschleife) stabilisierte Laserdiode koppelt infrarotes Laserlicht über eine Glasfaser in den evakuierten Probenstab. Dort erwärmt das Licht ein Saphirsubstrat, auf welchem sich die Probe und ein Temperatursensor befindet.

Am Boden des GFK²-Kryostats befindet sich ein supraleitender Magnet³, der im „persistent mode“ betrieben werden kann. Den Magnet-

²GFK-Kryostat = Glas Fiber Kryostat

³Cryomagnetics, Model 50-300-010L: maxim. field 5 T (48.05 A), charging Voltage

feldstrom liefert eine akkubetriebene Stromquelle in der HF-Kammer 1. Der Heizstrom zum Betrieb des „persistent“ Schalters wird von einer Stromquelle⁴ in HF-Kammer 2 geliefert.

Der Probenstrom wird mit einer akkubetriebenen Stromquelle appliziert. Die Probensignale können wahlweise mit einem SQUID-Verstärker und/oder einem akkubetriebenen Raumtemperaturverstärker (RTV) verstärkt werden. Die Datenerfassung erfolgt durch eine AD-Karte⁵ im PC. Die akkubetriebenen Stromquellen werden über die DA-Karte⁶ gesteuert. Alle anderen Geräte werden über die GPIB-Schnittstelle angesteuert bzw. ausgelesen. Als Messprogramm dienen wahlweise GoldExI⁷ oder selbstgeschriebene Labview-Programme.

Im folgenden sollen die beiden wichtigsten Komponenten des Aufbaus, die Temperaturregelung und der SQUID-Verstärker, detailliert vorgestellt werden.

3.1 Temperaturregelung

Im vorliegenden Messaufbau wurde streng darauf geachtet, eine rauscharme Methode der Proben temperierung zu wählen. Für Proben temperaturen oberhalb von 4.2 K wurde deshalb eine optische Heizung gewählt. Temperaturen unter 4.2 K werden durch Pumpen am Helium-Bad (Verdampfungskühlen) des Kryostaten erreicht.

3.1.1 Temperaturen oberhalb von 4.2 Kelvin

Das wichtigste Element der optischen Heizung ist die Laserdiode⁸. Die maximale optische Ausgangsleistung dieser Diode beträgt 1.5 Watt. Die emittierte Wellenlänge ist temperaturabhängig und liegt zwischen $\lambda = 798 - 818 \text{ nm}$ für $T = -10 - 60 \text{ }^\circ\text{C}$. Ein FC-Steckanschluss ermöglicht den einfachen und reproduzierbaren Anschluss des Lasers an eine ebenfalls mit FC-Anschluss versehene Glasfaser⁹. Die Glasfaser wird

2 V, charge rate 0.224 A/sec, persistent switch heater 55 mA.

⁴Agilent E3644A

⁵NI PCI-4552

⁶NI PCI-6733

⁷Data acquisition software for superconductors and Josephson junctions, by E. Goldobin

⁸SPL 2F81 Laser Diode in TO-220 package with FC-connector, 1.5 W cw, 808 nm

⁹Optran UV 400/440 P mit FC-Connector, Länge 1.6 m.

vakuumdicht in den Probenstab eingeführt und endet (optimalerweise) in einem Abstand von etwa 4.5 cm vor dem Saphirsubstrat. Die dem Laserlicht zugewandte Seite des Saphirsubstrats ist mit Stycast bedeckt, um eine Absorption des Lichts zu garantieren. Auf der anderen Seite des Saphirsubstrats befindet sich, mit Leitsilber (elektrisch getrennt voneinander) aufgebracht, die Probe und die (unkalibrierte) Si-Temperaturdiode¹⁰. Ein Temperatur-Regler¹¹ liest die Temperatur der Si-Diode aus. Der Heizerausgang des Temperatur-Reglers liefert direkt den Strom der Laserdiode. In einer Rückkoppelschleife (PID) ist es möglich, durch Anpassung des Laserstroms die Temperatur der Si-Diode – und damit auch die Proben­temperatur – auf einen gewünschten Wert stabil einzustellen. Abbildung 3.2 zeigt schematisch die Funktionsweise der optischen Heizung.

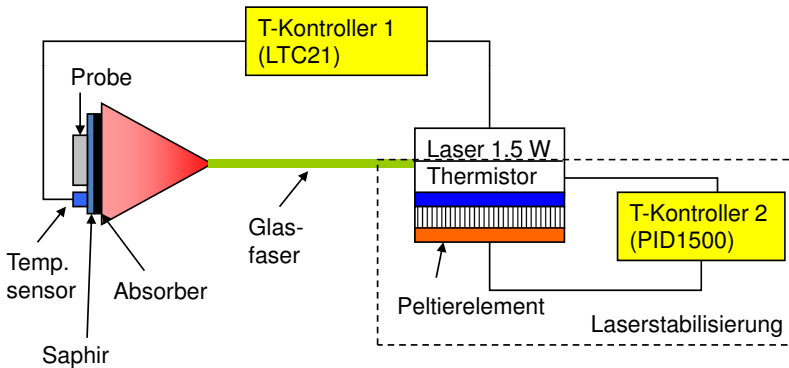


Abbildung 3.2: Schematische Funktionsweise der optischen Heizung. In einer Regelschleife mit dem Temperatur-Regler 1 wird die Temperatur der Probe über die Laserleistung geregelt. Die andere Regelschleife mit Temperatur-Regler 2 dient lediglich zur Stabilisierung der Temperatur der Laserdiode selbst.

Etwa $3/4$ der zugeführten elektrischen Leistung der Laserdiode wird in Wärme umgewandelt. Deshalb ist eine geeignete Kühlung der Laserdiode für den kontinuierlichen Betrieb enorm wichtig. In der Praxis hat sich gezeigt, dass eine passive Kühlung der Laserdiode nicht ausreicht. Auf der einen Seite bedeutet eine zu hohe Betriebstemperatur eine Verkürzung der Lebensdauer des Lasers und auf der anderen Seite

¹⁰Model DT-470-SD-12A Si-Diode Temperatursensor der Firma Lake Shore

¹¹Model Neocera LTC-21

verursachen Temperaturschwankungen und/oder -drifts des Lasers Instabilitäten der Proben temperatur. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine aktive Kühlung der Laserdiode am Probenstab implementiert. Hierzu dient der in dem Metallgehäuse des Lasers bereits implementierte NTC-Widerstand. Ein (zweiter) Temperatur-Regler¹² liest die Temperatur der Laserdiode aus und regelt in einer (zweiten) Rückkoppelschleife über ein Peltierelement¹³ die Temperatur des Lasers. Die gestrichelte Linie in Abb. 3.2 markiert den Regelkreis zur Laserstabilisierung.

Mit der optischen Heizung lassen sich Proben temperaturen zwischen 4.2 und 100 K erreichen, die Temperaturstabilität unterhalb 10 K beträgt 1 mK (peak to peak).

3.1.2 Temperaturen unterhalb von 4.2 Kelvin

Zum Erreichen von Proben temperaturen unterhalb von 4.2 K wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Helium-Pumpstand in den Messaufbau integriert. Dieser befindet sich außerhalb der Abschirmkammern und kann mit einer herkömmlichen Vorpumpe betrieben werden. Mit dem Helium-Pumpstand ist es möglich, den Gasdruck im Kryostaten auf einen gewünschten Druck automatisch zu regeln und stabil zu halten. Hierzu dient ein Referenzdruckbehälter und eine mechanische Rückkopplung mittels einer Membran (ähnlich zu NOTO *et al.* [1978]). Solange der Gasdruck im Kryostat höher als der Referenzdruck ist, wird mit der Pumpe direkt am Helium-Bad gepumpt. Bei geringerem Gasdruck im Kryostat schließt die Membran die Gasleitung zwischen Pumpe und Kryostat. Auf diese Weise erhält man iterativ den gewünschten Gasdruck im Kryostat - stabil über einige Stunden.

Der Gasdruck des Helium-Bades wird mit einem Absolutdruckaufnehmer¹⁴ gemessen und kann direkt mit der Dampfdrucktabelle von He⁴ in eine Badtemperatur umgerechnet werden. Der Probenstab ist in diesem Fall nicht evakuiert. Stattdessen garantieren definierte Lecks¹⁵ den gleichen Gasdruck des Heliums im Kryostat und im Probenstab. Somit erhält man über den Gasdruck des Helium-Bades direkt die Proben temperatur.

¹²PID-1500 Temperature Controllor, Wavelength Electronics

¹³Peltier Element TEC1-3105

¹⁴MKS Baratron Typ 626A13TDE9

¹⁵zerbrochene Zahnstocher anstelle der Indiumdichtungen

3.2 Der SQUID-Verstärker

In einem von insgesamt drei Probenstäben besteht die Möglichkeit, mit einem sehr empfindlichen SQUID-Verstärker¹⁶ das Probensignal zu verstärken. Das SQUID befindet sich außerhalb des Probenstabs direkt im flüssigen Helium. Das Probensignal wird vakuumdicht von der Probe im Probenstab zum SQUID im Helium-Bad durchgeführt. Hierbei kam es in der Praxis fortwährend zu Kältelecks, welche erst durch Einführung der so genannten Isopropanoldichtung (KEMMLER [2007]), bestehend aus der Kombination einer Stycast-Klebstelle und einem dünnen Film von Isopropanol, verhindert werden konnten. Diese neuartige Dichtungsmethode funktioniert reproduzierbar und empfiehlt sich speziell bei Vakuumproblemen, welche erst beim oder nach dem Abkühlen der Dichtstelle aufgrund von thermischen Spannungen auftreten.

Die Funktionsweise des SQUID-Verstärker ist bereits in einer Diplomarbeit KEMMLER [2003] ausführlich beschrieben und umfassend charakterisiert. Deshalb soll an dieser Stelle nur kurz auf die Vor- und Nachteile des SQUID-Verstärkers gegenüber einem RTV eingegangen werden. Abbildung 3.3 zeigt ein Ersatzschaltbild des SQUID-Verstärkers.

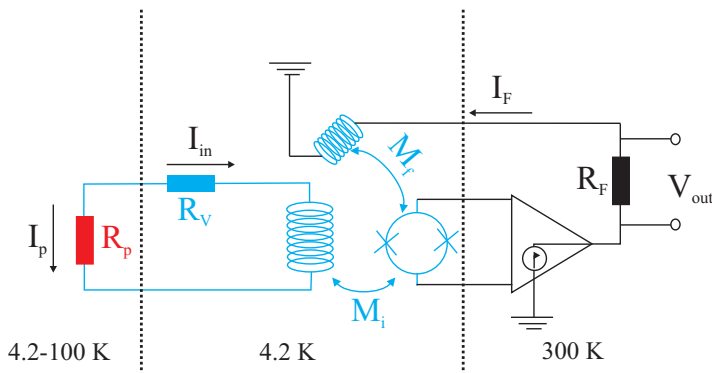


Abbildung 3.3: Ersatzschaltbild des SQUID-Verstärkers.

Der Probenstrom I_P erzeugt das Probensignal $V_{in} = I_P \cdot R_p$ welche als Eingangsspannung des SQUID-Verstärkers betrachtet werden kann. Diese Spannung wird über den Vorwiderstand R_V als Strom I_{in} in

¹⁶Modell 50 Nb DC SQUID Sensor, microAmp MP240 Fa.Quantum Design, Modell 550 Single Channel SQUID Controller, Fa. Quantum Design

der Einkoppelspule umgewandelt. Dieser koppelt mit der Gegeninduktivität M_i einen magnetischen Fluss $\Phi_{\text{in}} = M_i \cdot I_{\text{in}}$ in das SQUID. Die Feedback-Elektronik wiederum koppelt über die Rückkopplungsspule mit der Gegeninduktivität M_f einen entgegengesetzt gleich großen Fluss in das SQUID. Diese Art von Rückkopplung nennt man daher „Flux-Locked-Modus“. Die Spannung V_{out} am Feedback-Widerstand R_F ist proportional zum Probensignal V_{in} . Auf diese Weise hat der SQUID-Verstärker also das Probensignal verstärkt. Bei einem typischen Wert des Vorwiderstands $R_V = 10\Omega$ ergeben sich ein Verstärkungsfaktor $A_V \propto \frac{R_F}{R_V} \approx 300000$ und eine Empfindlichkeit von etwa $50 \frac{\text{pV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ des SQUID-Verstärkers. Die Bandbreite des Verstärkers liegt bei etwa 50 kHz. In diesem Bereich ist die Eingangsimpedanz des Verstärkers vom Vorwiderstand R_V dominiert. Die geringe Eingangsimpedanz von etwa 10Ω schränkt die Anwendbarkeit des SQUID-Verstärkers enorm ein. Es können nur Proben untersucht werden, deren Widerstand R_P deutlich unterhalb der Eingangsimpedanz R_V liegt.

Kapitel 4

Probenpräparation

In diesem Kapitel sollen die Herstellungsmethoden der im Rahmen dieser Arbeit präparierten Proben vorgestellt werden.

Das Ziel jeder Strukturierungsmethode ist das Übertragen eines Probenesigns, welches in Form einer Maske oder auch nur einer (abstrakten) Zeichnung vorliegen kann, in das jeweilig gewünschte Material der zukünftigen Probe. Diesen Prozess bezeichnet man als Lithographie¹. Neben dem (Kunst-)druck wird Lithographie auch in moderner Mikro- und Nanostrukturierung in der Halbleiterindustrie eingesetzt. Hierbei kommt vorwiegend die Photolithographie zum Einsatz, bei welcher die Struktur mittels optischer Belichtung in einen photoempfindlichen Lack (Photolack) auf einem Substrat übertragen wird. Im Falle der Elektronenstrahlolithographie erfolgt die Übertragung durch das Schreiben eines Elektronenstrahls in einen für Elektronen empfindlichen Lack.

Im Falle der vorliegenden Arbeit wurden beide Verfahren verwendet. Eine detaillierte Beschreibung findet man z.B. in der Diplomarbeit von Christian Gürlich (GÜRLICH [2005]), welche im Rahmen dieser Arbeit betreut wurde.

Die Photolithographie wurde in Form einer Kontaktbelichtung mit dem Maskaligner MA6/Ba6 (der Firma Suss Microtec Lithography GmbH, München) durchgeführt. In diesem Fall führt der Schattenwurf einer Cr-Maske, welche direkt auf der Photolackschicht aufliegt, zu einer 1:1 Kopie der Maske. Mit diesem Verfahren ist es möglich, mit gerin-

¹Lithographie(griechisch): Lithos=Stein Graphein=Schreiben

gem Zeitaufwand (einige Minuten) große Flächen (einige cm^2) zu belichten. Die Auflösungsgrenze dieser Methode liegt bei etwa $1 \mu\text{m}$ und ist vor allem durch die Wellenlänge des verwendeten Lichts² limitiert. Ein großer Nachteil dieser Methode liegt in der geringen Flexibilität. Für jede Änderung des Probedesigns ist eine neue Maske notwendig. Dies ist mit Kosten und Wartezeiten verbunden.

Die Elektronenstrahlolithographie wurde mit einem Rasterelektronenmikroskop³ (REM) mit Nanolithographieeinheit⁴ durchgeführt. Die Masken dieser Methode werden mit einer CAD-Software erstellt und liegen als Dateiinformation dem Lithographiesystem vor. Dadurch entfallen die Kosten einer Cr-Maske und somit ist diese Methode äußerst flexibel bezüglich nachträglicher Änderung des Designs der Probe. Ein weiterer Vorteil liegt in der gegenüber obiger Methode deutlich reduzierten Auflösungsgrenze. Ein großer Nachteil liegt in der maximalen Größe von $1 \times 1 \text{ mm}^2$ der belichteten Fläche (Schreibfeld). Des Weiteren ist die minimal auflösbare Strukturgröße von der Größe des Schreibfeldes selbst abhängig. Jedes quadratische Schreibfeld ist unterteilt in 65536×65536 Pixel ($16 \text{ Bit} \times 16 \text{ Bit}$). Dadurch kann es notwendig sein, mehrere Schreibfelder von eventuell unterschiedlicher Größe aneinander zusetzen. Dies wiederum führt zu eventuell störenden Versetzungen, wie im folgenden beschrieben wird.

Abhängig von den Anforderungen an die Probe (Größe, kleinste Struktur, etc.) empfiehlt sich also der Einsatz der einen und/oder der anderen Lithographietechnik.

Die Übertragung der Lackstruktur in das gewünschte Probenmaterial erfolgt mit einem Lift-Off Verfahren oder mit einem Argon-Ionenstrahlätzprozess.

² $\lambda = 365 \text{ nm}$ (i-line der Hg-Dampfampe)

³Jeol JSM 6500F

⁴Elphy Plus System, Raith

4.1 Nb-Filme mit nanostrukturierten Lochgittern

Ein Ziel dieser Arbeit war es, Nb-Filme mit künstlichen Pinningzentren herzustellen. Im Falle der vorliegenden Arbeit wurden Antidots (Löcher) als künstliche Pinningzentren verwendet. Dank moderner Lithographiemethoden ist es möglich, die Geometrie (Größe und Form) sowie die räumliche Anordnung der Antidots kontrolliert zu variieren. Auf diese Weise ist es möglich die Wechselwirkung von Flusslinien im Supraleiter mit dem Pinningzentrum systematisch zu untersuchen.

Die Herausforderung in der Strukturierung lag in der Miniaturisierung der Antidots, welche in der Größenordnung der charakteristischen Längenskalen des Supraleiters liegen sollten.

Durch Variation der Antidot-Form ist es möglich, eine anisotrope Pinningwirkung des Antidots zu realisieren. Mit dreieckigen Löchern sollte eine so genannte Abrikosov-Vortex-Ratsche realisiert werden. Die Herstellung von dreieckigen Löchern, welche tatsächlich eine asymmetrische Pinningkraft zeigten, erwies sich als extrem schwierig. Das Ausprobieren verschiedener Herstellungsmethoden führte zunächst zu Proben, welche zwar beeindruckende Kommensurabilitätseffekte zeigten, aber leider keine asymmetrische Pinningwirkung offenbarten. Erst die Kombination von Elektronenstrahlolithographie in Kombination mit einem Lift-Off Verfahren führte schließlich zu der gewünschten Probe.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit lag in der Fragestellung der optimalen Anordnung von Antidots. Hierzu wurden Proben mit symmetrischen Antidots hergestellt, bei welchen sich periodische Antidotgitter direkt mit anderen Anordnungen (quasiperiodische Gitter, zufällig verteilte Antidots oder zufällig verdünnte periodische Antidotgitter) vergleichen lassen.

Im folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Proben vorgestellt. Die chronologische Reihenfolge gibt gut die Optimierung des Herstellungsprozesses wieder.

4.1.1 Probe Nb10 (PMMA+Ar-Ionen)

Zunächst wurde als Herstellungsmethode eine Kombination von Elektronenstrahlithographie und Ar-Ionenstrahlätzen gewählt. Hierbei wird auf einen im Azeton-Bad und anschließendem Isopropanol-Bad gereinigten Nb-Film⁵ auf einem 1cm^2 großen oxidierten Si-Substrat eine 300 nm dicke Schicht PMMA-Lack⁶ aufgebracht. Anschließend wird der Lack vier Minuten auf einer Heizplatte bei 160°C erhitzt (Prebake). Danach wird im REM die gewünschte Struktur belichtet. Abbildung

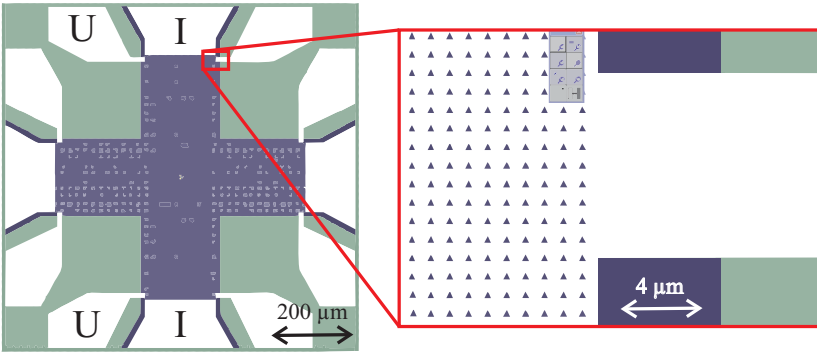


Abbildung 4.1: Elektronenstrahl-Maske für Antidot-Probe mit PMMA-Lack. Eine mehrstufige Belichtung ermöglicht es die Belichtungsdauer deutlich zu reduzieren. Großflächige Strukturen (Layer 1 (grün)) werden mit hohem Strahlstrom belichtet. Kleine Strukturen (Layer 0 (blau)) z.B. dreieckige Antidots und die Ränder der Brücke werden mit kleinem Strahlstrom belichtet.

4.1 zeigt die Elektronenstrahlmaske der Probe Nb10. Diese Probe sollte symmetrische (quadratische) und asymmetrische (dreieckige) Antidots in einer kreuzförmigen Brückenstruktur mit Strom und Spannungsabgriffen enthalten. Hierfür wurde eine mehrstufige Belichtungsmethode gewählt. Zunächst wird die Feinstruktur mit den Antidots und die Ränder der Brücke mit einem Strahlstrom von $\approx 35\text{ pA}$ und einer Dosis von $350\text{ }\mu\text{As}/\text{cm}^2$ (Dreiecke) und $250\text{ }\mu\text{As}/\text{cm}^2$ (Quadrate) belichtet. Anschließend wird der Strahlstrom auf 155 pA erhöht (ohne erneute Justage des REMs) um die Grobstruktur (Layer 0) mit einer Flächendosis von $120\text{ }\mu\text{As}/\text{cm}^2$ zu belichten. In beiden Fällen war das Schreib-

⁵60 nm dicker Nb-Film, Herstellung durch K. Ilin, IMS, Universität Karlsruhe.

⁶PMMA 950K AR-P671.04, Allresist

feld $1 \times 1 \text{ mm}^2$ groß und die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV. Die mehrstufige Belichtung ermöglichte eine enorme Zeitersparnis (einige Stunden) bei der Belichtung, da die Grobstruktur mit einem 5 mal größeren Strahlstrom belichtet werden konnten. Der auftretende Versatz zwischen der Grob- und der Feinstruktur wurde durch einen Überlapp der Layer kompensiert.

Nach der Belichtung erfolgt die Entwicklung durch ein zweiminütiges Ultraschall-Bad im unverdünnten Entwickler⁷. Der Entwicklungsprozess wird mit Isopropanol gestoppt.

Um die Ätzbeständigkeit der Lackmaske zu erhöhen, erfolgt ein Aushärten des Lacks auf der Heizplatte für 30 Minuten bei 110 °C (Post-bake). Jetzt kann die (wassergekühlte) Probe mit dem Argon-Ionenstrahl geätzt werden. Die Ätzrate von Nb beträgt etwa 0.4nm/sec (reine Ätzzeit). Sicherheitshalber wurde die Probe mit den Parametern aus Tabelle 4.1 6 Minuten lang geätzt (reine Ätzzeit, bei doppelter Abkühlzeit).

Cathode Filament Current	3.34 A	Discharge Voltage	55.1 V
Discharge Current	0.39 A	Beam Voltage	400 V
Beam Current	20 mA	Accelerator Voltage	300 V
Accelerator Current	0 mA	Filament Current	2.63 A
Neutralizer Current	20 mA	Beam Voltage	400 V

Tabelle 4.1: *Typische Parameter für die Argon-Ionen Strahl Anlage*

Auf diese Weise erhielt man die in Abb. 4.2 abgebildete Probe Nb10. Deutlich sind die Nachteile obiger Präparationsmethode zu sehen. Zunächst ist jedes Antidot umlagert von abgeätzten Nb-Resten. Diese lassen sich nur mühsam durch mechanische Behandlung mit einem Wattestäbchen entfernen. Des weiteren ist die Form der Antidots nicht zufriedenstellend. Dies liegt an Aufladungseffekten, welche während der Belichtung des PMMA-Lackes auftreten. Selbst bei einem niedrigen Strahlstrom von 35 pA treten solche Verzerrungen der eigentlichen Form auf. Ein niedrigerer Strahlstrom würde bei der relativ hohen Dosis wiederum die ohnehin schon einige Stunden dauernde Belichtung erhöhen. Ein weiteres Problem liegt in der geringen Ätzbeständigkeit des PMMA-Lackes, so dass sich die Steilheit der Lackflanken in den Nb-Film überträgt.

⁷AR 600-56, Allresist

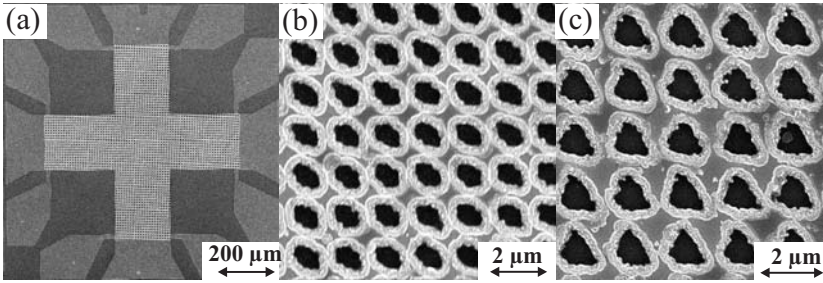


Abbildung 4.2: REM-Aufnahme der Antidot-Probe Nb10:

(a) Kreuzförmige Brückenstruktur

(b) Quadratische Antidots : Größe $1 \mu\text{m}$ Gitterkonstante $a = 1.4 \mu\text{m}$

(c) Dreieckige Antidots: Seitenlänge zwischen $1.5 \mu\text{m}$ (Unterseite des Nb-Films) und $1.9 \mu\text{m}$ (an Oberfläche des Nb-Films), Gitterkonstante $a = 1.9 \mu\text{m}$.

4.1.2 Probe Nb14 (Optisch+Ar-Ionen)

Die Herstellungsmethode der Probe Nb14 bestand aus einer Kombination von optischer Lithographie und anschließendem Ar-Ionenstrahlätzen. Der Nb-Film⁸ wurde zunächst im Azeton- und Isopropanol-Bad gereinigt. Nach dem Aufbringen des Photolacks⁹ erfolgte das Aushärten auf der Heizplatte für 2 Minuten bei $110 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Randentlackung erfolgte durch Belichtung im Maskaligner und anschließendem Entwickeln für 20 Sekunden im verdünnten Entwickler¹⁰. Die Belichtung der eigentlichen Struktur erfolgte im Hard-Contact-Modus für 7 Sekunden bei einer kontinuierlichen Leistung von 210 Watt (CP-Modus). Nach der Entwicklung erfolgte das Argon-Ionenstrahlätzen der Probe mit den Parametern aus Tabelle 4.1. Abbildung 4.3 zeigt eine REM-Aufnahme der Probe Nb14. Im Zentrum der kreuzförmigen Brückenstruktur [Abb. 4.3(a)] befindet sich ein quadratisches Gitter von Antidots [Abb. 4.3(b)]. Aufgrund der hohen Ätzbeständigkeit des Photolacks zeigen die Antidots wesentlich geringere Ätztänder als die Probe Nb10. Die Form der Antidots weicht allerdings stark von der gewünschten dreieckigen bzw. quadratischen Form ab [Abb. 4.3(c) bzw. (d)]. Dies lässt sich durch die Auflösungsgrenze der verwendeten Photo-Lithographie erklären, welche bei etwa $1 \mu\text{m}$ liegt.

⁸60 nm dicker Nb-Film, Herstellung durch K. Ilin, IMS, Universität Karlsruhe

⁹AR-P 3550, Allresist

¹⁰Verdünnter Entwickler: 2 Teile AR-600-56 (Allresist), 1 Teil H_2O

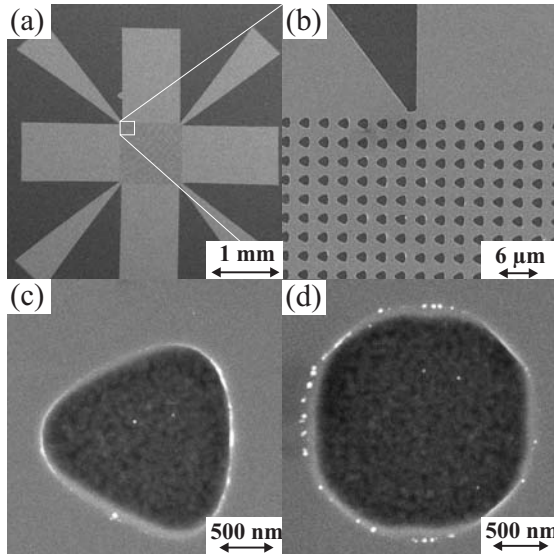


Abbildung 4.3: REM-Aufnahme der Antidot-Probe Nb14:

(a) Kreuzförmige Brückenstruktur mit Strom- und Spannungsabgriffen

(b) Quadratische Gitter von Antidots, Gitterkonstante $a = 3 \mu\text{m}$

(c) Dreieckiges Antidot: Höhe $1.7 \mu\text{m}$, Gitterkonstante $a = 3 \mu\text{m}$

(d) Quadratisches Antidot: Seitenlänge $1.9 \mu\text{m}$, Gitterkonstante $a = 3 \mu\text{m}$.

4.1.3 Probe Box-Nr3 (Ratsche)

Um die störenden Ablagerungen am Rand der Antidots zu umgehen, wurde ein Lift-Off Prozess eingeführt. Dieser ist bereits in der Diplomarbeit GÜRLICH [2005] detailliert beschrieben. Zunächst wird auf dem Substrat¹¹ die gewünschte Lackstruktur (siehe Abb. 4.4) erzeugt. Anschließend wird der Nb-Film aufgesputtert. Im Azeton-Bad löst sich die Lackstruktur zusammen mit dem auf dem Lack befindlichen Niob vom Substrat und es bleibt nur der Teil des Nb-Films auf dem Substrat zurück, welcher direkt auf dem Substrat abgeschieden wurde. Auf diese Weise ist es möglich, ohne Argon-Ionenstrahlätzen Antidot-Proben zu strukturieren.

Neben der Kombination der Lift-Off Methode mit der Photolithographie (Abb. 4.4) wurde intensiv die Optimierung der Elektronenstrahlolithographie vorangetrieben. Die entscheidende Veränderung lag in der

¹¹ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Si-Wafer mit $1 \mu\text{m}$ SiO₂-Schicht (thermisch oxidiert)

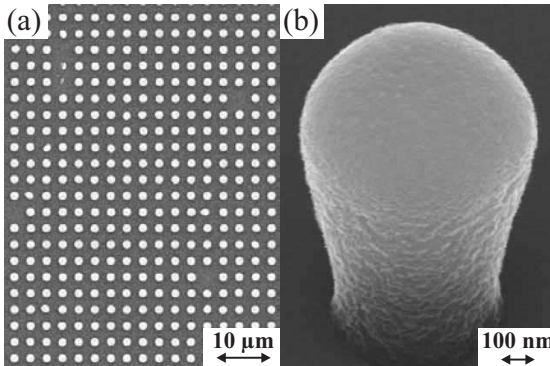


Abbildung 4.4: REM-Aufnahmen von Lackstrukturen zur Herstellung von Antidots mit Lift-Off (GÜRLICH [2005]):

(a) Quadratisches Gitter von Lackhütchen (mit optischer Lithographie)

(b) Lackhütchen bzw. kleinster Fifa-WM-Pokal 2006 (SCHMITT [2006]).

Wahl der Belichtungsmethode der Antidots. Mit der Nanolithographieeinheit ist es möglich, die Belichtung einer so genannten Single-Pixel-Line (SPL) durchzuführen. Hierbei werden einzelne Punkte vom Elektronenstrahl eine Zeitlang (Dwelltime) belichtet. Die Punkte werden in einem gewissen Abstand (Stepsize) zu einer Linie aneinandergereiht. Die Dosis einer SPL ergibt sich daher aus der Stepsize und der Belichtungsdauer bei gegebenem Strahlstrom. Für die Herstellung dreieckiger Antidots erwiesen sich die SPL als geeignete Methode der Belichtung.

Als Lack diente der Negativlack AR-N 7700.18 der Firma Allresist. Dieser wird auf eine Dicke von etwa 400 nm aufgeschleudert (4000 min^{-1} , 40 Sekunden) und anschließend bei $85 \text{ }^\circ\text{C}$ für eine Minute auf der Heizplatte getrocknet (Prebake). Die Belichtung erfolgte in einem zweistufigen Belichtungsschritt bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV und einem Strahlstrom von etwa 19 pA.

Zunächst erfolgte die Belichtung Feinstruktur mit den dreieckigen Antidots in einem Schreibfeld der Größe $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. Diese Belichtung erfolgte mit der SPL-Methode mit einer Stepsize von $0.018311 \mu\text{m}$ und einer Dwelltime von 0.0384 ms je Pixel.

Anschließend erfolgte die Belichtung der Grobstruktur zur Definition der Brückengeometrie im $1 \times 1 \text{ mm}^2$ großen Schreibfeld. Die Flächendosis dieser Belichtung lag bei $10 \mu\text{As}/\text{cm}^2$.

Nach der Belichtung erfolgte ein Umkehrtempersschritt bei 110°C für

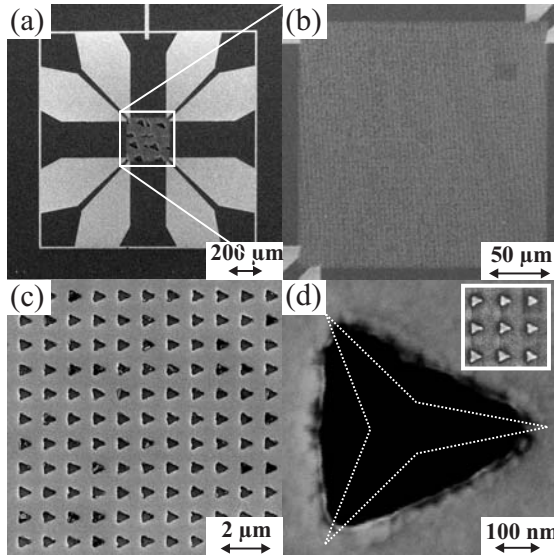


Abbildung 4.5: REM-Aufnahmen der Antidot-Probe Box-Nr3 (Ratsche):
 (a) Kreuzförmige Brückenstruktur mit Strom- und Spannungsabgriffen
 (b) Perforierter Bereich der Brücke $200 \times 200 \mu\text{m}^2$
 (c) Quadratisches Gitter mit dreieckigen Antidots, Gitterkonstante $a = 1 \mu\text{m}$
 (d) Dreieckiges Antidot: Seitenlänge 500 nm, hergestellt durch SPL-Belichtung (gestrichelte Linie), Inset: Lackstruktur vor dem Nb-Sputtern

2 Minuten auf der Heizplatte. Die Entwicklung erfolgt für 40 Sekunden im unverdünnten Entwickler AR 300-47 (Allresist).

Die Lackstruktur auf dem Substrat wird nun in einem Nb-Sputterprozess¹² mit einem 60 nm dicken Nb-Film bedeckt. Abschließend wird in einem Lift-Off Prozess im Azeton-Bad mit etwas mechanischer Einwirkung (Wattestäbchen und Ultraschallbad) der Teil auf dem Lack befindlichen Teil des Nb-Films entfernt.

Abbildung 4.5 zeigt REM-Aufnahmen der Probe Box-Nr3 mit dreieckigen Antidots, welche im Rahmen der Diplomarbeit von Christian Gürlich (GÜRLICH [2005]), wie oben beschrieben, hergestellt wurde.

¹²Das Aufputtern der Nb-Filme erfolgte durch K. Ilin, IMS, Universität Karlsruhe.

4.1.4 Probe Box-Nr1

Die Probe Box-Nr1 wurde wie die Probe Box-Nr3 durch Elektronenstrahlolithographie und Lift-Off hergestellt. Im Falle kreisrunder Antidots wurde jedoch eine neue Belichtungsmethode eingeführt. Im „Dot“-Belichtungsmodus der Nanolithographie-Einheit erfolgt die Belichtung einzelner Punkte. Hierbei ist die Dosis einzelner Punkte über die „Dot Dwelltime“ einstellbar. Die Form des belichteten Punkts ist aufgrund von Aufladungseffekten perfekt kreisförmig. Der große Vorteil dieser Methode liegt darin, dass in einem großen Schreibfeld bereits einzelne Pixel für die Belichtung kreisrunder Antidots ausreichen, falls der Elektronenstrahl punktförmig fokussiert ist. Daher ist es im Gegensatz zu den dreieckigen Antidots möglich, die Belichtung der Fein- und der Grobstruktur im Schreibfeld derselben Größe durchzuführen. Der Durchmesser der kreisförmigen Antidots ist einerseits einstellbar über die „Dot Dwelltime“ bei gegebenem Strahlstrom und andererseits aufgrund von Proximity-Effekten abhängig von der Gitterkonstante der Antidots. Deshalb muss in einem Dosistest für jede Gitterkonstante separat die Belichtungsdauer für den gewünschten Antidotdurchmesser bestimmt werden. Tabelle

Dot Dwelltime	Antidotdurchmesser
2 ms	≈ 200 nm
3 ms	≈ 300 nm
4 ms	≈ 410 nm
5 ms	≈ 570 nm
6 ms	zu groß

Tabelle 4.2: *Abhängigkeit des Antidotdurchmessers von der Dot Dwelltime bei einer Gitterkonstante von $1\mu\text{m}$. Im $1 \times 1\text{mm}^2$ großen Schreibfeld, Strahlstrom 19pA und Beschleunigungsspannung 20kV .*

4.2 zeigt exemplarisch das Ergebnis eines Dosistests bei einem quadratischen Antidotgitter mit Gitterkonstante von $1\mu\text{m}$ in einem $1 \times 1\text{mm}^2$ großen Schreibfeld. Die Beschleunigungsspannung lag bei 20kV und der Strahlstrom war 19pA .

Mit obigen Parametern war es möglich die Probe Box-Nr1 [siehe Abb. 4.6 (a)-(c)] herzustellen. Diese Probe besitzt eine kreuzförmige Brückenstruktur mit Strom- und Spannungsabgriffen. Der Abstand zwischen den Spannungsabgriffen beträgt $L = 700\mu\text{m}$, die Breite der Brücke ist

$W = 200 \mu\text{m}$. Die Dicke des Nb-Films ist $d = 60 \text{ nm}$. Der Durchmesser der Antidots beträgt ca. $D = 280 \text{ nm}$, welche in einem quadratischen Gitter mit Gitterkonstante $a = 1 \mu\text{m}$ angeordnet sind. Insgesamt befinden sich 240000 Antidots in der Kreuzstruktur. Abbildung 4.6 (d) zeigt den gescheiterten Versuch eine Probe mit Gitterkonstante 500 nm in einem $1 \times 1 \text{ mm}^2$ großen Schreibfeld herzustellen. Für diese Gitterkonstante empfehlen sich kleinere Schreibfelder.

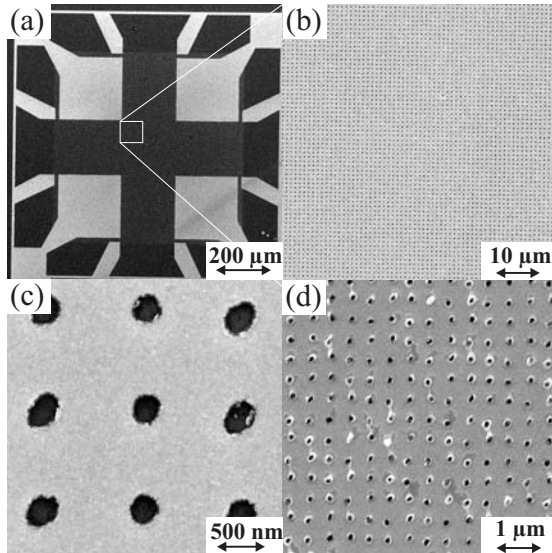


Abbildung 4.6: REM-Aufnahmen der Antidot-Probe Box-Nr1:

- (a) Kreuzförmige Brückenstruktur mit Strom- und Spannungsabgriffen
- (b) Quadratisches Gitter mit kreisrunden Antidots, Gitterkonstante $a = 1 \mu\text{m}$
- (c) Runde Antidots, Durchmesser $D = 280 \text{ nm}$
- (d) Versuch eines quadratischen Gitters mit kreisrunden Antidots mit Gitterkonstante $a = 500 \text{ nm}$

4.1.5 Penrose-Chips#1-5

Der „Dot“-Belichtungsmodus in Kombination mit der Lift-Off Methode wurde auch zur Herstellung der fünf Penrose-Chips verwendet. Jeder dieser Chips enthält 8 kreuzförmige Brückenstrukturen mit Strom- und Spannungsabgriffen. Der Abstand zwischen den Spannungsabgriffen beträgt $L = 600 \mu\text{m}$, die Breite der Brücke ist $W = 200 \mu\text{m}$. Die Dicke des Nb-Films ist $d = 60 \text{ nm}$.

In sechs der Brücken befinden sich etwa $N_p = 110000$ Antidots mit einem Radius von $R = 125 \text{ nm}$ oder 200 nm . Diese sind in einem Dreiecksgitter [Abb. 4.7(b)], einem Penrosegitter [Abb. 4.7(c)] oder zufällig angeordnet [Abb. 4.7(d)]. Alle Proben besitzen die gleiche Antidotdichte $n_p = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$. Für Referenzmessungen enthält jeder Chip zwei Brücken ohne Antidots („Plain“-Probe).

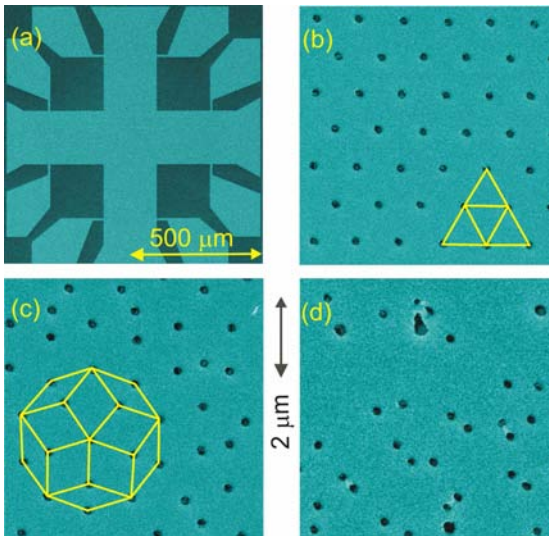


Abbildung 4.7: REM-Aufnahmen des Penrose-Chip#1:

- (a) Kreuzförmige Brückenstruktur mit Strom- und Spannungsabgriffen
- (b) Dreiecksgitter von Antidots (Triangle) mit Gitterkonstante $a = 1.5 \mu\text{m}$
- (c) Quasiperiodische Anordnung von Antidots (Penrose)
- (d) Zufällige Anordnung (Random) von Antidots.

Die eingezeichneten Linien veranschaulichen die Gittergeometrie. Der Antidotdurchmesser beträgt $D = 250 \text{ nm}$, die Antidotdichte ist $n_p = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$. (KEMMLER et al. [2006])

Die Koordinaten der Antidots in dem fünffaltigen Penrose-Gitter wurden durch ein Computer-Programm, welches von Albert Sterck geschrieben wurde, iterativ generiert. Hierbei wurden die in Kapitel I vorgestellten Inflationsregeln benutzt. Die kurze Diagonale der dünnen Rhomben betrug etwa $1 \mu\text{m}$. Das durch 10 Iterationen erzeugte Penrose-Gitter wurde auf die Brückegeometrie zugeschnitten.

Die Gitterkonstante des Dreiecksgitter beträgt $a_T = 1.5 \mu\text{m}$. Die (x, y) -Koordinaten der zufälligen Anordnung von Antidots wurden durch ein 2D-Array von gleichverteilten Zufallszahlen zwischen 0 und 1 generiert, welche entsprechend der Dichte $n_p = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$ umskaliert wurden.

4.1.6 Zufällig verdünnte periodische Gitter (Chips#1–4)

Die Proben bestehen aus einem $d = 60 \text{ nm}$ dicken Nb-Film auf einem Si-Wafer, welcher mit einer $1 \mu\text{m}$ dicken Isolationsschicht aus SiO_2 bedeckt ist. Auf insgesamt vier verschiedenen Chips wurden durch Elektronenstrahlolithographie und Lift-Off Prozess mehrere Brücken definiert. In den Brücken der Breite $W = 200 \mu\text{m}$ und der Länge (Abstand zwischen Spannungsabgriffen) $L = 640 \mu\text{m}$ befinden sich runde Antidots, welche in einem zufällig verdünnten Dreiecksgitter angeordnet sind. Hierbei beschreibt der Faktor P_d den Anteil der Dreiecksgitters, der nach dem Zufallsprinzip entfernt wurde. Das zufällige Entfernen der Antidots erfolgte mit einem Computerprogramm, welches iterativ den entsprechenden Anteil von Zeilen aus einer Tabelle mit den (x, y) -Koordinaten eines Dreiecksgitters entfernte. Im Falle der vorliegenden Arbeit wurden Proben mit $P_d=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ und 1 (Plain) hergestellt.

Zwei der Chips (#3, #4) besitzen je drei Sets (A, B und C) von Brücken, in welchen sich Antidots mit gleichem Durchmesser befinden. Die Sets unterscheiden sich durch verschiedene Antidotdurchmesser. Die perforierten Brücken der Chips #3 und #4 besitzen für alle Verdünnungen etwa $N_p = 12500$ kreisrunde Antidots. Dies wurde durch entsprechendes Umskalieren des Antidotgitters realisiert. Somit ergibt sich für alle $P_d \neq 1$ eine mittlere Antidotdichte $n_p = 0.1 \mu\text{m}^{-2}$. Abbildung 4.8 zeigt REM-Aufnahmen der Brücken des Sets #3-B für verschiedene Werte von P_d .

Bei den zwei anderen Chips (#1, #2) wurde der Gitterabstand der

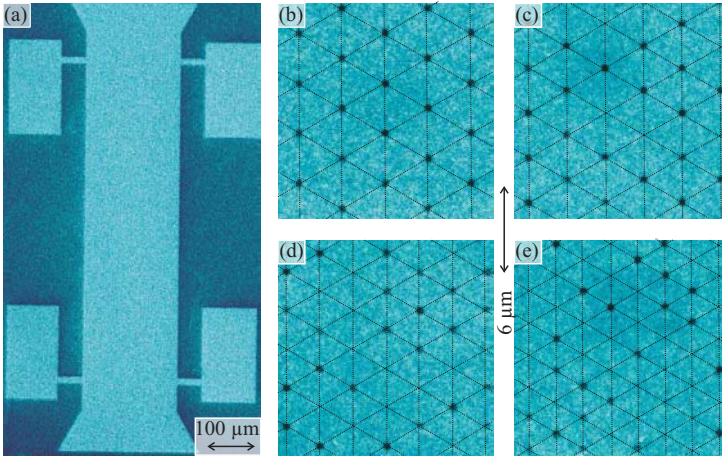


Abbildung 4.8: REM-Aufnahmen der Antidot-Probe Chip#3 mit zufällig verdünnten Antidot-Dreiecksgittern. Jede Brücke (a) enthält die gleiche Anzahl von Antidots. Die Verdünnungsfaktoren P_d sind: $P_d = 0$ (b), $P_d = 0.2$ (c), $P_d = 0.4$ (d) und $P_d = 0.6$ (e). Der Durchmesser der Antidots ist $D \approx 450\text{nm}$. Die gestrichelten Linien veranschaulichen das (skalierte) Dreiecksgitter.

Antidots konstant gelassen. Die Chips enthalten je drei Sets (A,B und C) mit Antidots des gleichen Durchmessers. Die Sets unterscheiden sich durch verschiedene Antidotdurchmesser. Die Gitterkonstante des unverdünnten Antidotgitters beträgt $a = 1.5 \mu\text{m}$. Die Antidotdichte n_P der verschiedenen Brücken eines Sets skaliert also mit dem Faktor $(1 - P_d)$ im Vergleich zum unverdünnten Gitter. Die Antidotdichte beträgt also $n_P = (1 - P_d) \cdot 0.5 \mu\text{m}^{-2}$.

4.2 Weitere Proben

4.2.1 SIFS-Josephsonkontakte

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden SIFS-Josephsonkontakte untersucht. Die untersuchten Nb/Al₂O₃/Ni_{0.6}Cu_{0.4}/Nb SIFS-Kontakte wurden von Martin Weides am Forschungszentrum Jülich hergestellt und charakterisiert.

Da die Parameter des Herstellungsprozesses direkt mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit in Verbindung stehen, wird der Herstellungsprozess in kurzer Form erst im Kapitel 7 vorgestellt.

4.2.2 Magnetische Mikrofallen für ultrakalte Gase von Atomen

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse einer Kooperation innerhalb des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen zwischen unserer Arbeitsgruppe Experimentalphysik II (Festkörperphysik) und der Experimentalphysik III (Atomphysik/Quantenoptik) vorgestellt werden.

Motivation und Einführung

Die Entdeckung der Laserkühlung in den 80er Jahren ermöglichte es erstmals Atomwolken mit einer Temperatur im Mikrokkelvin-Bereich herzustellen. Jedoch erst im Jahr 1995 gelang es durch Laserkühlung und anschließendes Verdampfungskühlen ein Bose-Einstein-Kondensat in stark verdünnten ultrakalten Gasen zu erzeugen. Unterhalb einer kritischen Temperatur nehmen die anfänglich noch thermischen Atome einen einzigen Impulszustand ein. Die Gesamtheit der kondensierten Atome lässt sich durch eine makroskopische Wellenfunktion beschreiben. Bringt man nun zwei Kondensate über eine Tunnelbarriere in Kontakt so lässt sich das Analogon des aus der Supraleitung bekannten Josephsonkontakts verwirklichen. Die 2-dimensionale Strukturierung von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Gittern zeigte analoge Interferenzeffekte zu bekannten Effekten der Festkörperphysik (MANDEL *et al.* [2003]).

Die ersten Magnetfallen benutzten noch große Spulen mit starken Strömen. Das Gebiet der magnetischer Mikrofallen begann mit einem theoretischen Vorschlag von Weinstein *et al.* (WEINSTEIN und LIBBRECHT [1995]) im Jahr 1995, in welchem vorgeschlagen wurde, die not-

wendigen Feldgradienten durch Mikrostrukturen zu realisieren. Eine umfassende Beschreibung des aktuellen Forschungsstands zu magnetischen Mikrofallen findet man in FORTAGH und ZIMMERMANN [2007].

Die ersten experimentellen Realisierungsversuche begannen 1998 und 1999 am PIT III in Tübingen und in der Gruppe von Jörg Schmiedmayer (FORTÁGH *et al.* [1998], REICHEL *et al.* [1999], DENSCHLAG *et al.* [1999]). Im Jahr 2001 gelang es der Tübinger Gruppe erstmals, ein Bose-Einstein-Kondensat auf einem magnetischen Mikrochip zu realisieren (OTT *et al.* [2001]). In nachfolgenden Experimenten wurden mit Magnetfeldern, welche durch Mikrostrukturen auf einem Chip erzeugt wurden, die Bose-Einstein-Kondensate gezielt manipuliert (FORTAGH *et al.* [2002]). Für die Durchführung von Interferenzexperimenten von Bose-Einstein-Kondensaten auf einem magnetischen Mikrochip werden magnetische Potenziale mit einem hohen Gradienten benötigt. Hierzu ist es notwendig, das Kondensat dicht über den stromführenden Leitern zu positionieren. Im Abstand einiger μm führen allerdings Magnetfeldfluktuationen, welche durch thermisches Rauschen hervorgerufen werden, zu einer reduzierten Lebensdauer des Kondensates.

Dieses Rauschen lässt sich beispielsweise durch Senkung der Temperatur des Mikrochips reduzieren. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Kombination zweier Mikrochips zu verwenden. Als Mikrofalle und zur Positionierung des Kondensates wird ein Träger-Chip mit großen Stromleitern verwendet¹³. Ein weiterer Chip („Atom-Chip“) mit kleineren stromführenden Leitern im Mikrometerbereich für hohe Feldgradienten wird auf den Träger-Chip aufgebracht. Aufgrund des geringeren Materials des Leiters werden bei dieser kombinierten Anordnung weniger störende Effekte im Abstand einiger μm von der Atom-Chip-Oberfläche erwartet. Details hierzu findet man in (GÜNTHER *et al.* [2005a]).

Ein Ziel dieser Arbeit bestand in der Fabrikation dieser speziellen Atom-Chips. Das grundlegende Design der Atom-Chips wurde an die Möglichkeiten der zur Verfügung stehenden Fabrikationstechnologie angepasst. Das exakte Design und die Simulation der Atom-Chips wurden im Rahmen der Diplomarbeit von Christian Trück (TRÜCK [2004]) durchgeführt.

¹³Dieser Chip wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Andreas Günther entwickelt GÜNTHER [2003].

Der Goldmäander

Als Substrat diente ein 250 μm dicker Si-Wafer¹⁴. Als Material der stromführenden Leiter wurde aufgrund der guten elektrischen und thermischen Leitfähigkeit sowie der Ultra-Hoch-Vakuum(UHV)-Tauglichkeit Gold gewählt. Gold haftet auf einer Si- bzw. SiO₂-Oberfläche sehr schlecht. Als Haftvermittler wurde daher eine 20 nm dicke Chrom-Schicht gewählt. Die äußeren Abmessungen der Chips waren durch die Geometrie des Träger-Chips vorbestimmt auf $8 \times 4.8\text{mm}^2$.

Zunächst wurde der gesamte 4-Zoll Wafer durch Elektronenstrahlverdampfen mit einer etwa 20 nm dicken Cr-Schicht bedeckt. In einem zweiten Depositionsschritt wurde *in situ* durch Schiffchenverdampfen eine 300 nm dicke Au-Schicht aufgebracht. Für diesen Prozess ist es von Bedeutung, dass die Beschichtung mit Gold erfolgt, bevor die Cr-Schicht in irgendeiner Form zu oxidieren beginnt. Dies ist möglich, da die Cr- und die Au-Schicht in der selben Kammer aufgebracht werden kann, ohne die Kammer zwischendurch zu belüften.

Anschließend wurde der mit einem Schutzlack bedeckte Wafer mit einer Spindelsäge in $8 \times 4.8\text{mm}^2$ große Stücke zersägt.

Die Strukturierung des Goldfilms erfolgte durch Elektronenstrahlithographie in Kombination mit Ar-Ionenstrahlätzen. Als Lack diente der Negativlack AR-N 7700.18 der Firma Allresist. Dieser wurde auf eine Dicke von etwa 400 nm aufgeschleudert (4000min^{-1} , 40 Sekunden) und anschließend bei 85 °C für eine Minute auf der Heizplatte getrocknet (Prebake). Nach der Belichtung¹⁵ erfolgte die Umkehrtemperung auf der Heizplatte bei 110 °C für 2 Minuten. Nach der Entwicklung¹⁶ wurde die Goldschicht im Argon-Ionenstrahl geätzt.

Insgesamt wurden drei verschiedene Atom-Chip-Designs strukturiert. Details hierzu findet man in der Diplomarbeit von C. Trück (TRÜCK [2004]). Jedoch wurde lediglich der in Abb. 4.9 gezeigte Gold-Mäander für Experimente verwendet. Diese Struktur besteht aus zwei ineinander verschachtelten, mäanderförmigen Leiterbahnen mit einer Breite von 1 μm . Die Periode des Mäanders beträgt 8 μm . Insgesamt wurden 93 Perioden realisiert. Die vertikale Ausdehnung des Mäanders von

¹⁴4 Zoll, Orientierung $\langle 111 \rangle$, n-dotiert, 45-75 Ωcm

¹⁵Belichtungsparameter: Beschleunigungsspannung 10 kV, Strahlstrom 35 pA, Dosis 10 $\mu\text{As}/\text{cm}^2$, Schreibfeld 1 mm^2 (1 Pixel).

¹⁶Entwickler AR 300-47 (unverdünnt) 12-15 Sekunden, Stopper: Dest. Wasser

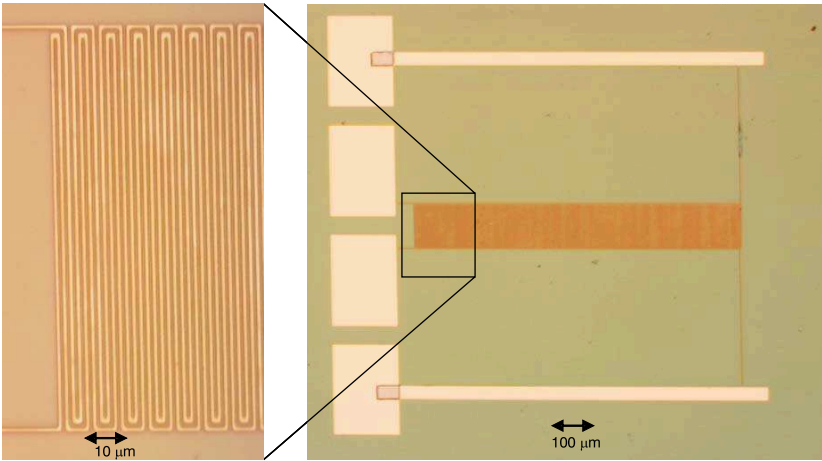


Abbildung 4.9: Mäanderförmige Strukturen einer 300 nm dicken Goldschicht auf einer isolierenden Siliziumoxid-Schicht. Die Breite der Leiterbahnen beträgt 1 µm.

100 µm ist ausreichend, um im Zentrum des Mäanders störende Magnetfelder vom Rand zu minimieren. Jeder der beiden Leiter besitzt also eine Gesamtlänge von mehr als 2 cm bei einer Breite von 1 µm und einer Höhe von 300 nm. Des weiteren beträgt der Abstand der beiden Leiter nur 1 µm. Bei der Strukturierung des Mäanders kam es fortwährend zu Kurzschlüssen zwischen den beiden Leitern bzw. zu Unterbrechungen des Leiters. Durch das penible Achten auf Sauberkeit (mehrere Azeton-Bäder etc.) und unter Ausnutzung von Statistik gelang schließlich die Strukturierung des Mäanders.

Transportmessungen an der Struktur zeigten allerdings, dass die natürliche Oxid-Schicht des Si-Wafers (≈ 1 nm) nicht ausreichte, um die gewünschten Experimente am Mäander durchzuführen. Die kritische Feldstärke von SiO_2 beträgt etwa 10^7 V/cm, dies bedeutet, dass bei einer Dicke von 1 nm bereits das Anlegen von 1 V die natürliche Isolation zerstört. Daher wurden neue Atom-Chips hergestellt, bei welchem zusätzlich zum natürlichen Oxid mittels PECVD-Verfahren (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*)¹⁷ eine 750 nm dicke SiO_2 -Schicht aufgebracht wurde. Mit diesem Substrat wurden analog zu obiger Methode neue Atom-Chips produziert.

¹⁷Durchgeführt von Carsten Kentsch, IAP Uni Tübingen.

Mit dem Mäander war es erstmals möglich, Beugungsexperimente mit einem Bose-Einstein-Kondensat von Atomen an einem magnetischen Gitter, erzeugt durch einen integrierten Mikrochip, durchzuführen. Das Experiment wurde von Andreas Günther im Rahmen seiner Doktorarbeit durchgeführt. Details hierzu findet man in GÜNTHER *et al.* [2005b] und GÜNTHER *et al.* [2007], sowie in der Dissertation von Andreas Günther (in Vorbereitung).

Supraleitende Mikrofallen

Die Kooperation innerhalb des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen zwischen der Arbeitsgruppe Experimentalphysik II (Festkörperphysik) und der Experimentalphysik III (Atomphysik/Quantenoptik) führte zu einem gemeinsamen Forschungsprojekt im Rahmen des SFB/TR 21.

In diesem Projekt sollen supraleitende Atom-Chips benutzt werden, um Fallenpotenziale für Bose-Einstein-Kondensate zu erzeugen. Die Kombination der makroskopischen Quantensysteme von Bose-Einstein-Kondensaten von Atomen mit Supraleitung ermöglicht eventuell völlig neue maßgeschneiderte Quantensysteme.

Zunächst soll damit begonnen werden, supraleitende Mikrofallen (ähnlich zu obigen Mikrochips) für Bose-Einstein-Kondensate zu verwenden. Supraleitende Ringströme ermöglichen es, ultrastabile Magnetfelder zu erzeugen. Erst kürzlich wurde eine solche Magnetfalle (im persistent mode) an kalten Atomen experimentell realisiert (MUKAI *et al.* [2007]).

Des weiteren sollte die Lebensdauer von Bose-Einstein-Kondensaten in der Nähe von Supraleitern deutlich erhöht sein im Vergleich zu Normalleitern. Zum einen erwartet man eine Verringerung des thermischen Rauschens und zum anderen führt der verlustfreie Stromtransport nicht zu der üblichen Aufheizung in den Stromleitern. Dadurch sollte es möglich sein, das Bose-Einstein-Kondensat sehr viel näher an die Oberfläche eines Supraleiters zu bringen, ohne dessen Lebensdauer zu verkürzen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden supraleitenden Mikrochips mit zwei verschiedenen Designs strukturiert. Hierzu wurde eine Cr-Maske zur optischen Lithographie am Maskaligner entworfen. Die Strukturierung der Mikrofalle erfolgte mit dem Negativlack AR-N 4340/1 der Firma Allresist mit den üblichen Parametern (siehe z.B. GÜRLICH

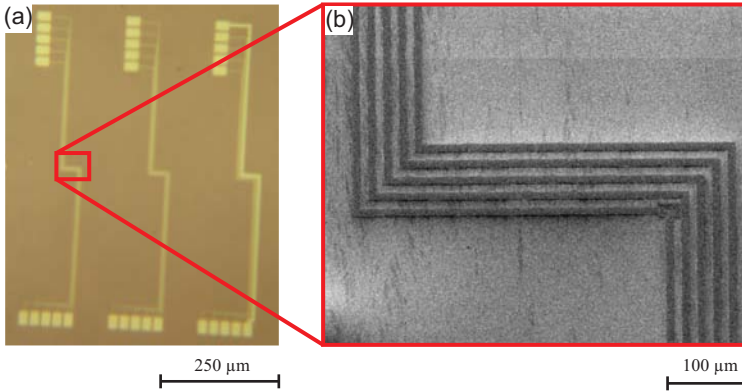


Abbildung 4.10: (a) Optisches Bild der supraleitenden Mikrofalle im Z-Design aus Nb auf einem Si-Wafer mit einer $1\ \mu\text{m}$ dicken SiO_2 -Schicht. (b) REM-Aufnahme der Mikrofalle. Die Stromleiter besitzen eine Breite von $10\ \mu\text{m}$ und einen Abstand von $10\ \mu\text{m}$.

[2005]). Die Strukturierung des $150\ \text{nm}$ dicken Nb-Films¹⁸ erfolgte in einem Lift-Off Prozess.

Abbildung 4.10 (a) zeigt eine optische Aufnahme der Mikrofalle im so genannten Z-Design. Sie besteht aus 5 parallelen Nb-Leitern der Breite $10\ \mu\text{m}$, welche Z-förmig auf einem Si-Wafer mit einer $1\ \mu\text{m}$ dicken SiO_2 -Schicht aufgebracht sind. Die Leiter besitzen einen Abstand von $10\ \mu\text{m}$ und können durch Bondpads kontaktiert werden. Durch die Z-Form ist es möglich, eine (magnetische) Potenzialmulde für das Bose-Einstein-Kondensat von Atomen zu erzeugen.

In Abb. 4.11 (a) ist das zweite Design einer supraleitende Mikrofalle gezeigt. Zehn geschlossene Nb-Leiterbahnen der Breite von $2\ \mu\text{m}$ sind in einem Quadrat angeordnet. Kühlt man diese Struktur in einem Magnetfeld unterhalb die kritische Temperatur und schaltet anschließend das Magnetfeld ab, so werden in den Nb-Leitern Dauerströme angeworfen. An einer Stelle der quadratischen Struktur verlaufen Teile der Leiter in einer S-Form. An dieser Stelle erzeugen die Supraströme eine (magnetische) Potenzialmulde für das Kondensat von Atomen. Diese Falle wird also im persistent Mode betrieben, ähnlich zu dem Experiment von Mukai *et. al.* (MUKAI *et al.* [2007]). Das Bose-Einstein-Kondensat wird mit

¹⁸Das Aufspütern der Nb-Filme erfolgte durch K. Ilin, IMS, Universität Karlsruhe.

Hilfe einer so genannten optischen Pinzette¹⁹ an die gewünschte Stelle auf dem Mikrochip transportiert. Durch (adiabatisches) Ausschalten des Potentials der optischen Pinzette wird das Kondensat in die magnetische Falle des supraleitenden Mikrochips umgeladen. Eine Publikation mit Details zu den Mikrofallen ist in Vorbereitung (D. Cano *et. al.* (2007 in Vorbereitung)).

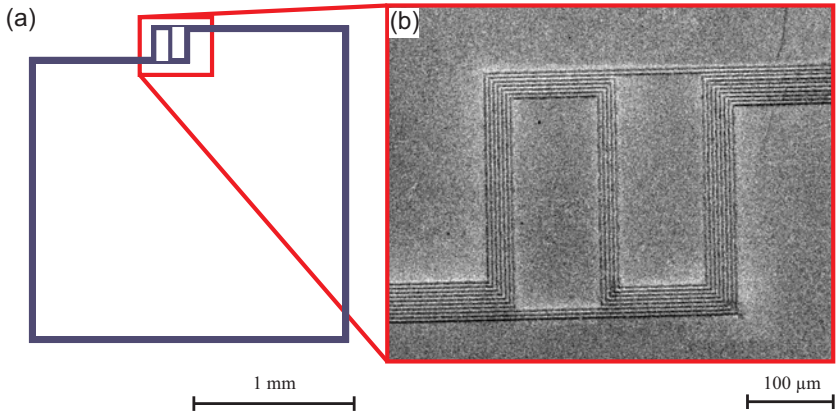


Abbildung 4.11: (a) Design der supraleitenden Mikrofalle für den Betrieb in persistent mode. Mehrere Leiterbahnen sind ringförmig angeordnet. An einer Stelle des Rings sind einige Leiter S-förmig angeordnet. Hier entsteht das Fallenpotenzial.

(b) REM-Aufnahme der supraleitenden Mikrofalle, bestehend aus Nb-Leitern der Breite von $2\ \mu\text{m}$ im gegenseitigen Abstand von $2\ \mu\text{m}$.

Die Chips wurden von Florian Jessen im Rahmen seiner Diplomarbeit in Transportmessungen charakterisiert. Ein Experiment mit den Chips als Mikrofallen für Bose-Einstein-Kondensate ist in Vorbereitung.

¹⁹Elektrisches Fallenpotenzial im Fokus eines rotverstimmten Laserstrahls. Die Translation des Fokus des Laserstrahl erlaubt den Transport des Bose-Einstein-Kondensats.

Teil III

Ergebnisse

Kapitel 5

Kommensurabilitätseffekte

5.1 Matchingeffekte an periodischen Antidotgittern

In diesem Abschnitt werden Kommensurabilitätseffekte an periodischen Gittern von Antidots vorgestellt. Insbesondere wird auf die Abhängigkeit der Antidotbesetzungszahl von der Temperatur, von der Lochgröße und von der Gitterkonstante eingegangen. Zur Bestimmung der Sättigungszahl wurden $I_c(B)$ -Messungen mit einem dynamischen Spannungskriterium V_c zwischen 50 nV und 5 μ V durchgeführt. Durch das Abzählen der Peaks in den $I_c(B)$ -Kurven ist es möglich, die Antidotbesetzungszahl n_0 zu bestimmen.

Temperaturabhängigkeit der Sättigungszahl

Durch die Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Längenskalen λ und ξ ist es möglich, bei gegebener Antidotgröße die Sättigungszahl nur durch Variation der Temperatur zu verändern. Abbildung 5.1 (a) zeigt exemplarisch diesen Effekt anhand der Probe Box-Nr4, welche sehr ähnlich zu der in Kapitel 4 vorgestellten Probe Box-Nr3 ist. Sie besitzt ein quadratisches Gitter von Antidots mit der Gitterkonstante $a = 1.0 \mu\text{m}$. Die Antidots selbst besitzen die Form eines gleichseitigen Dreiecks mit

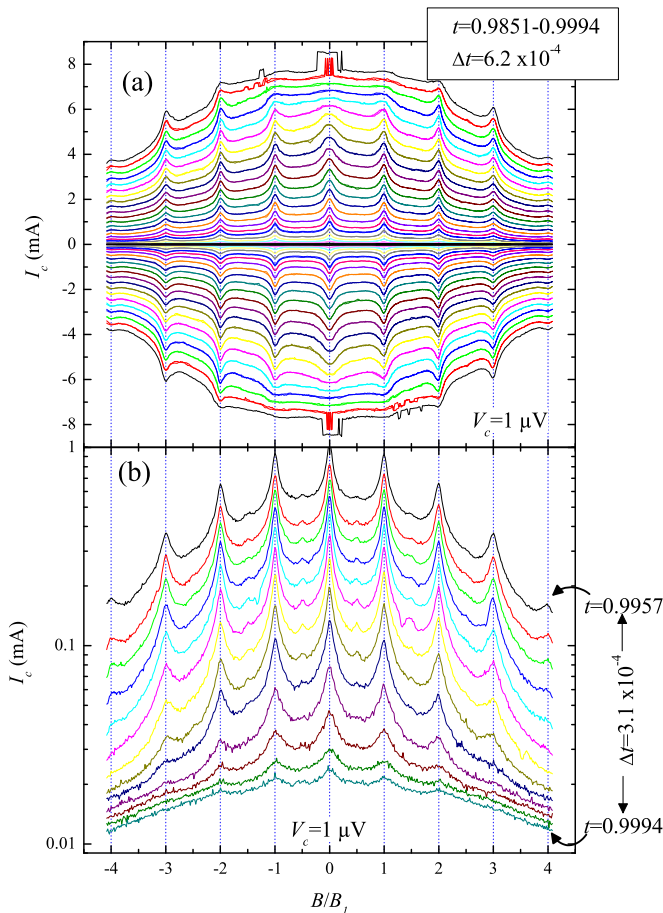


Abbildung 5.1: (a) $I_c(B)$ -Messungen an der Nb-Probe Box-Nr4 (identisch zu Box-Nr3 vgl. Abb. 4.5) mit einem quadratischen Gitter ($a = 1.0 \mu\text{m}$) von dreieckigen Antidots der Seitenlänge 500 nm für verschiedene Werte von $t = T/T_c$ zwischen $t = 0.9851$ und 0.9994 . Das Spannungskriterium lag bei $V_c = 1 \mu\text{V}$. In (b) sind dieselben Messungen gezeigt, wobei die I_c -Achse logarithmisch skaliert wurde, um den Verlauf der Kurven bei hohen Temperaturen besser darzustellen.

der Seitenlänge 500 nm. An dieser Stelle soll nicht auf eventuelle Asymmetrien in der Pinningkraft solcher Antidots eingegangen werden, eine solche Diskussion findet in Kapitel 6 statt.

Betrachtet man die $I_c(B)$ -Messungen aus Abb. 5.1 (b) so findet man

eine unterschiedliche Anzahl von Matchingpeaks je nach Temperatur. Bei der höchsten Temperatur $t = 0.9994$ ist praktisch nur der erste Matchingpeak bei $B = B_1$ zu sehen. Mit sinkender Temperatur erscheinen weitere Matchingpeaks. Ab $t \leq 0.9985$ findet man einen Peak bei $B = 2B_1$. Der dritte Matchingpeak ist erst ab $t \leq 0.9978$ zu beobachten. Für $t \leq 0.9966$ erscheint zusätzlich noch der vierte Matchingpeak bei $B = 4B_1$.

Leider wurden die $I_c(B)$ -Messungen bei tieferen Temperaturen nicht für einen größeren Magnetfeldbereich durchgeführt. Daher ist eine Aussage über das Auftreten eines n -ten Matchingpeaks mit $n > 4$ unmöglich. Dennoch veranschaulichen diese Messungen die Abhängigkeit der Sättigungszahl von der Temperatur. In Abb. 5.1 (a) fällt des weiteren auf, dass mit sinkender Temperatur die Modulationshöhe der Peaks bei kleinen Magnetfeldern abnimmt, d.h. zwischen den Matchingpeaks sinkt I_c weniger stark ab. Ab $t \leq 0.986$ ist I_c unterhalb von B_1 praktisch konstant. Bei den beiden tiefsten Temperaturen treten Sprünge in $I_c(B)$ bei kleinen Magnetfeldern auf. Diese Sprünge werden durch Instabilitäten in den $V(I)$ -Kurven verursacht. Ähnliche Effekte wurden in Magnetisierungsmessungen an Pb-Filmen mit quadratischem Antidotgittern gefunden. Diese wurden durch das Auftreten von Flusslawinen erklärt (z.B. HÉBERT *et al.* [2003]). Instabilitäten in der $V(I)$ -Kurve werden im Kapitel 6 diskutiert. Abbildungen von Flusslawinen an perforierten Nb-Filmen findet man in Kapitel 5.3.

Abhängigkeit vom Antidotdurchmesser und -abstand

Die Temperaturabhängigkeit der Sättigungszahl findet man auch bei kreisförmigen Löchern. Jedoch spielen die Antidotgröße und die Gitterkonstante auch eine wichtige Rolle für den Wert der Sättigungszahl. Dies soll im folgenden exemplarisch an $I_c(B)$ -Kurven gezeigt werden. Diese Kurven sind Teil von Messreihen, welche später im Kapitel 5.2 und 5.4 diskutiert werden.

Antidotdurchmesser:

Abbildung 5.2 (a) zeigt $I_c(B)$ -Kurven von zwei bei der gleichen reduzierten Temperatur untersuchten Nb-Brücken (gleiche Abmessungen) mit einem Dreiecksgitter ($a = 1.5 \mu\text{m}$) von Antidots. Die beiden Brücken unterscheiden sich lediglich im Antidotdurchmesser

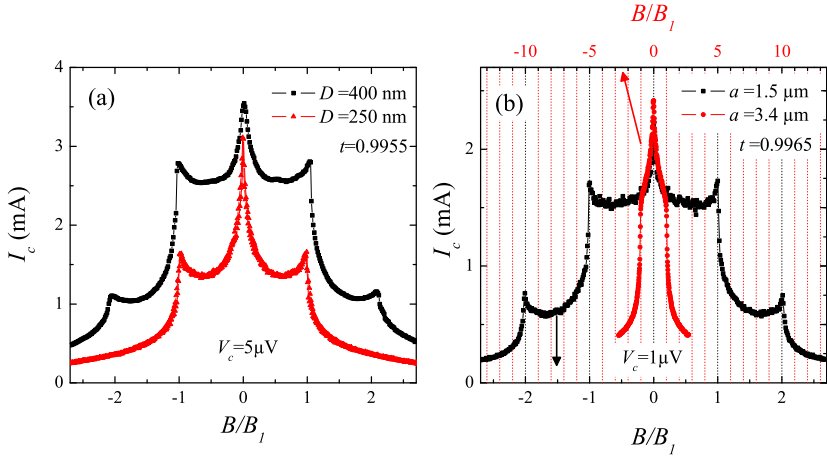


Abbildung 5.2: (a) $I_c(B)$ -Messungen von Nb-Brücken (vgl. Kapitel 4.1.5 (Chip#1 und #3)) mit einem Dreiecksgitter von Antidots (Gitterkonstante: $a = 1.5 \mu\text{m}$). Der Antidotdurchmesser beträgt $D = 400 \text{ nm}$ (Chip#3) und $D = 250 \text{ nm}$ (Chip#1). Beide Messungen wurden bei $t = 0.9955$ mit einem Spannungskriterium von $V_c = 5 \mu\text{V}$ durchgeführt.

(b) $I_c(B)$ -Messungen von Nb-Brücken [vgl. Kapitel 4.1.6 ($P_d = 0$, Chip#1-B und #4-B)]. Die Brücken beinhalten Antidots mit vergleichbarem Durchmesser jedoch unterschiedlicher Gitterkonstante. Der Chip#1-B besitzt $D = 300 \text{ nm}$ große Antidots im Abstand von $a = 1.5 \mu\text{m}$, während der Chip#4-A Antidots mit $D = 360 \text{ nm}$ und $a = 3.4 \mu\text{m}$ besitzt. Die gezeigten $I_c(B)$ -Messungen wurden bei $t = 0.9965$ mit einem Spannungskriterium von $V_c = 1 \mu\text{V}$ durchgeführt.

$D = 400 \text{ nm}$ (Penrose Chip#1) und $D = 250 \text{ nm}$ (Penrose Chip#3). Die beiden Proben wurden bereits im Kapitel 4 vorgestellt. Die Form der $I_c(B)$ -Kurven unterscheidet sich wesentlich. Im Nullfeld zeigen beide Kurve einen ähnlichen kritischen Strom I_c . Mit steigendem Feld fällt I_c für $D = 400 \text{ nm}$ weniger schnell ab als für $D = 250 \text{ nm}$. Im ersten Matchingfeld $B = B_1$ ist I_c der großen Antidots nahezu doppelt so hoch. Dies lässt sich durch eine höhere Pinningkraft der größeren Antidots verstehen. Die höhere Pinningkraft hat auch zur Folge, dass für die großen Löcher ein Peak in $I_c(B)$ für $B = 2B_1$ existiert, während die kleinen Antidots hier keinen Matchingeffekt in $I_c(B)$ aufweisen. Dies bedeutet, dass die Sättigungszahl für die großen Löcher mindestens $n_0 = 2$ beträgt, während die kleineren Antidots nur einen Vortex pinnen

können ($n_0 = 1$).

Gitterkonstante:

Neben dem Durchmesser der Antidots spielt auch der Abstand benachbarter Antidots eine wichtige Rolle. Dies soll anhand der Messungen aus Abb. 5.2 (b) verdeutlicht werden. Die zwei Nb-Brücken dieser Messungen besitzen ebenfalls die gleichen äußeren Abmessungen. Die Antidots beider Brücken besitzen einen vergleichbaren Durchmesser. Die Gitterkonstante des Dreiecksgitters unterscheidet sich jedoch wesentlich. Die eine Brücke (Chip#1-B) besitzt $D = 300$ nm große Antidots im Abstand von $a = 1.5 \mu\text{m}$, während die andere Brücke (Chip#4-A) etwas größere Antidots mit $D = 360$ nm und einer mehr als doppelt so großen (Faktor $\sqrt{5}$) Gitterkonstante ($a = 3.4 \mu\text{m}$) besitzt.

Betrachtet man Abb. 5.2 (b), so findet man für die Brücke von Chip#1-B zwei Matchingfelder. Obwohl die Brücke von Chip#4-A größere Antidots besitzt, zeigt diese nur das erste Matchingfeld. Die ersten Matchingfelder der beiden Brücken skalieren übrigens wie erwartet mit dem Faktor $(\sqrt{5})^2 = 5$. Die kleinere Gitterkonstante bewirkt offensichtlich eine stärkere Pinningkraft der Antidots in den Matchingfeldern.

Matchingeffekte im Limit des supraleitenden Netzwerks

Wie oben bereits gezeigt, wirkt sich die Größe der Antidots und der Abstand auf die Größe der Sättigungszahl n_0 aus. Der Antidotdurchmesser D kann maximal so groß wie die Gitterkonstante a sein, da sonst benachbarte Antidots überlappen. In obigen $I_c(B)$ -Messungen galt $D \leq a/2$. Hier war der supraleitende Bereich zwischen den Antidots also größer als der Antidotdurchmesser ($a - D \geq D$).

Im folgenden werden Messungen vorgestellt, bei welchen der supraleitende Bereich zwischen den Antidots wesentlich kleiner war als der Antidotdurchmesser ($a - D \leq D$). Die $I_c(B)$ -Messungen wurden an der Probe Nb10 [vgl. Abb. 4.2 (c)] durchgeführt. Die (dreieckigen) Antidots dieser Probe besitzen aufgrund des Herstellungsprozesses unterschiedliche Ausdehnungen an der Oberfläche des Nb-Films ($1.9 \mu\text{m}$) und an der dem Substrat zugewandten Seite ($1.5 \mu\text{m}$). Der supraleitende Bereich zwischen den Antidots ist daher kleiner als 400 nm.

Betrachtet man die $I_c(B)$ -Messungen aus Abb. 5.3, so findet man für $t > 0.995$ sehr scharf ausgeprägte Matchingpeaks bis zu $B = 7B_1$. Bei

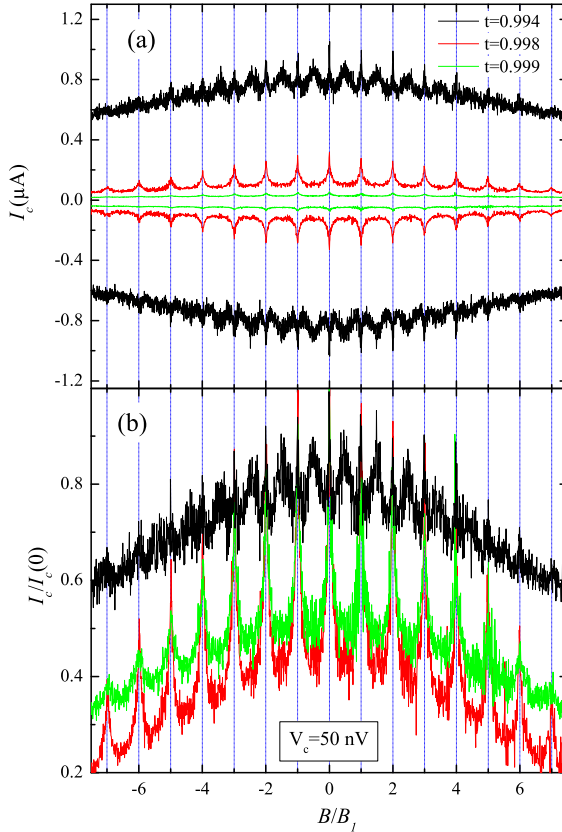


Abbildung 5.3: (a) $I_c(B)$ -Messung an der Probe Nb10 aus Abb. 4.2 (c) mit einem quadratischen Antidotgitter mit Gitterkonstante $a = 1.9\mu\text{m}$. Die (dreieckigen) Antidots besitzen eine Seitenlänge von $1.9\mu\text{m}$ an der Oberfläche des Nb-Films und $1.5\mu\text{m}$ an der unteren Seite des Nb-Films. Die Messungen erfolgten mit dem SQUID-Verstärker und einem Spannungskriterium von $V_c = 50\text{ nV}$ nahe $T_c = 8.610\text{ K}$.

(b) $I_c(B)$ -Messungen normiert auf $I_c(0)$.

$t = 0.994$ sind die Peaks in den Matchingfeldern weniger stark ausgeprägt, zusätzlich sind ab dieser Temperatur auch breite Peaks zwischen den Matchingfeldern bei $0.5B_1$, $1.5B_1$... zu erkennen. Dies könnte man folgendermaßen erklären. Bei den höchsten Temperaturen $t > 0.995$ ist $\xi_D(t) > 250\text{ nm}$, wenn man typische Werte der mittleren freien Weglänge

der Elektronen anderer Proben annimmt. Vermutlich befindet sich die Probe daher im Grenzfall eines supraleitenden Netzwerks, bei welchem die Bereiche zwischen benachbarten Antidots ($a - D$) kleiner als die Kohärenzlänge sind. Die scharf ausgeprägten Peaks in der $I_c(B)$ -Kurve bei ganzzahligen Vielfachen des ersten Matchingfeldes sind typisch für supraleitende Netzwerke (MOSHCHALCOV *et al.* [2000]). Mit sinkender Temperatur nimmt die Kohärenzlänge ab und unterhalb einer bestimmten Temperatur gilt $\xi < a - D$ – die Probe befindet sich nicht mehr im Grenzfall des supraleitenden Netzwerks. Die Peaks in der $I_c(B)$ -Kurve zeigen dann Multiquanten-Pinning (bei ganzzahligen und rationalen Vielfachen des ersten Matchingfeldes) allerdings mit breiteren Peaks. Dies lässt sich für $t \leq 0.994$ in Abb. 5.3 beobachten. Daher lässt sich annehmen, dass hier ein Übergang vom Netzwerk zum Multiquanten-Pinning vorliegt.

5.1.1 Zusammenfassung und Diskussion

Obige Messungen zeigen, dass die Anzahl der Vortices, welche in einem Antidot gepinnt werden können, von einer Vielzahl von Parametern abhängig ist. Üblicherweise wird zur Abschätzung der Sättigungszahl die Näherung von Mkrtchyan und Schmidt (MKRTCHYAN und SCHMIDT [1972]) benutzt, welche eigentlich nur für ein isoliertes Antidot gültig ist. Diese Näherung kann beispielsweise den Effekt des Gitterabstands a nicht berücksichtigen und macht sicherlich nur Sinn für Werte $D/a \ll 1$.

Die Sättigungszahl n_0 ist aufgrund der Temperaturabhängigkeit von ξ und λ selbst stark abhängig von der Temperatur. Für ein gegebenes Verhältnis D/a steigt n_0 mit sinkender Temperatur an.

Der Wert der Sättigungszahl bei gegebener Temperatur hängt stark vom Verhältnis D/a ab. Eine allgemeingültige Näherungsformel zur Berechnung der Sättigungszahl existiert nicht. Die Abhängigkeit der Sättigungszahl n_0 von D und a lässt sich jedoch numerisch im Rahmen der Ginzburg-Landau Theorie berechnen (BERDIYOROV *et al.* [2006b,a,c]).

5.2 Matchingeffekte in einem quasiperiodischen Antidotgitter

In diesem Kapitel werden Transportmessungen an drei Penrose-Chips (Chip #1, Chip #2, Chip #3) vorgestellt. Die Chips sowie deren Fabrikation sind im Kapitel 4.1.5 beschrieben. Das Ziel dieser Experimente war einerseits die Untersuchung von Kommensurabilitätseffekten in einer quasiperiodischen Anordnung (Penrose) von Pinningzentren (Antidots), sowie andererseits ein vergleichendes Experiment zur Pinningwirkung einer quasiperiodischen Anordnung, eines periodischen Pinninggitters (Triangle) und einer rein zufälligen Anordnung von Antidots (Random) durchzuführen. Als Referenzproben dienten Brücken ohne Antidots (Plain).

Die Motivation für diese Experimente lieferte eine theoretische Arbeit von V. Misko *et al.* (MISKO *et al.* [2005, 2006a,b]). Teile dieses Kapitels wurden bereits publiziert (KEMMLER *et al.* [2006]).

5.2.1 Probencharakterisierung

Um die Proben zu charakterisieren, wurden zunächst in $R(T)$ -Messungen (bei $B = 0$) die kritischen Temperaturen der Brücken auf jedem Chip bestimmt. In diesem Kapitel wurde T_c als der Onset des nicht verschwindenden Widerstands in der $R(T)$ -Kurve definiert. Abbildung 5.4 zeigt repräsentativ $R(T)$ -Kurven für die perforierten Brücken sowie für eine Brücke ohne Antidots auf Chip #2.

Die $R(T)$ -Kurven wurden simultan mit einem Transportstrom von $I = 10 \mu\text{A}$ aufgezeichnet. Die perforierten Brücken zeigen eine um etwa 12 mK verringerte kritische Temperatur T_c im Vergleich zur Plain-Brücke. Dieses Verhalten zeigten auch die Brücken auf Chip#1 und Chip#3. Vermutlich verursacht der zusätzliche Photolack bei der Herstellung der perforierten Brücken im Vergleich zur Plain-Brücke (vgl. Lift-Off Prozedur) eine größere Kontamination bei der Deposition des Nb-Films.

Die perforierten Brücken aller untersuchten Chips zeigten einen größeren Normalwiderstand als die Plain-Brücke(n). Dies lässt sich durch die geringere Querschnittsfläche und/oder die geringere mittlere freie Weglänge l erklären.

Unter den perforierten Brücken zeigen die Penrose- und die Triangle-

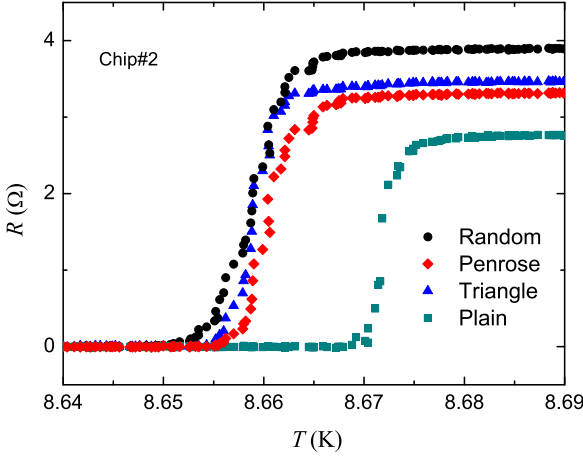


Abbildung 5.4: $R(T)$ -Messung ($B = 0$) der perforierten Brücken (Random, Triangle und Penrose) sowie einer Brücke ohne Antidots auf Chip #2. Die Messung erfolgte simultan für alle für 4 Brücken bei einem Transportstrom von $I = 10 \mu\text{A}$.

Brücke einen ähnlichen resistiven Übergang. Die Random-Brücke dagegen hatte stets den höchsten Normalwiderstand und den breitesten resistiven Übergang. Dies lässt sich durch eine eventuell größere Perforationsfläche erklären. Nahe beieinanderliegende Antidots in der Random-Brücke verschmelzen herstellungsbedingt zu einem effektiv größeren Loch. Dies ist ansatzweise in Abb. 4.7(d) bereits beim kleinsten Lochdurchmesser zu sehen. Mit wachsendem Lochdurchmesser verschlimmert sich dieses Artefakt. Bei der Penrose- und der Triangle-Brücke existiert stets ein minimaler Abstand zwischen den Antidots. Deshalb gibt es hier keine Verschmelzungs-Artefakte.

Mit Hilfe des spezifischen Widerstands $\rho(10 \text{ K}) = 5.52 \mu\Omega\text{cm}$ der Plain-Brücke lässt sich die mittlere freie Weglänge l der (ungepaarten) Elektronen abschätzen. Bei einer Querschnittsfläche von $A = 200 \mu\text{m} \times 60 \text{ nm}$ und einer Brückenlänge $L = 600 \mu\text{m}$ ergibt sich mit der Relation $\rho l = 3.72 \cdot 10^{-6} \mu\Omega\text{cm}^2$ (MAYADAS *et al.* [1972]) eine mittlere freie Weglänge von $l \approx 6 \text{ nm}$. Aufgrund $l \ll \xi$ müssen die charakteristischen Längen im „dirty limit“ berechnet werden. Tabelle 5.1 zeigt die Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Längen, der kritischen Magnetfelder und der Sättigungszahlen n_0^{MS} und n_0^D . Zur Berech-

nung der Sättigungszahl wurden die verschiedenen Antidotradien der Chips berücksichtigt. Auf Chip #1 befinden sich Antidots mit Radius $R = 125$ nm, während die Antidots von Chip #2 und Chip #3 einen Radius $R = 200$ nm besitzen.

t	ξ [nm]	λ [nm]	Λ [μm]	B_{c1} [μT]	B_{c2} [mT]	n_0^{MS} #1 (#2,3)	n_0^D #1(#2,3)
0.9989	408	2200	160	0.04	2	0.2 (0.2)	0.1 (0.2)
0.9944	175	945	29.8	0.95	11	0.4 (0.6)	0.5 (1.3)
0.9887	123	665	14.7	3.6	22	0.5 (0.8)	1.0 (2.6)
0.9873	116	627	13.1	4.5	24	0.5 (0.9)	1.2 (3.0)

Tabelle 5.1: Charakteristische Längen berechnet im „dirty limit“ für verschiedene Werte der reduzierten Temperatur $t = \frac{T}{T_c}$. Die Berechnung der Sättigungszahl erfolgte nach Gleichung (1.21) für ein isoliertes Antidot (n_0^{MS}) und nach Gleichung (1.22) für eine periodische Anordnung von Antidots (n_0^D). Die Werte n_0^{MS} und n_0^D wurden für Antidots mit Radius $R = 125$ nm (Chip #1) berechnet. Die Werte in den Klammern wurden für die Antidots mit Radius $R = 200$ nm (Chip #2 und #3) berechnet.

Die perforierten Brücken besitzen eine Antidotdichte von $n_p = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$. Dies entspricht einem ersten (density) Matchingfeld von $B_1 = n_p \Phi_0 = 1.08$ mT.

5.2.2 Messungen

Die Messungen erfolgten in dem in Kapitel 3 beschriebenen Messaufbau. Wahlweise wurde mit dem SQUID-Verstärker oder mit Raumtemperaturverstärkern (RTV) gemessen. Die Messungen mit SQUID-Verstärker konnte stets nur an einer Brücke erfolgen. Mit dem RTV war es möglich simultan bis zu vier Brücken zu vermessen.

Im folgenden werden die Messungen an den drei Chips (#1–#3) vorgestellt.

Chip #1

Auf dem Chip #1 wurden vier Brücken untersucht. Die drei perforierten Brücken (Penrose, Triangle und Random) hatten Antidots mit Radius $R = 125$ nm.

Die Messungen an Chip #1 erfolgten paarweise, d.h. es wurden simultan zwei verschiedene Brücken pro Kühlzyklus vermessen. Mit jedem Wechsel der zu vermessenden Brücken musste der Probenstab erwärmt werden. Nach dem erneuten Abkühlen ergaben sich selbst bei identischen Brücken leicht unterschiedliche Absolutwerte der kritischen Temperatur. Dies lässt sich durch eine leicht unterschiedliche thermische Ankopplung der Probe an den Temperatursensor erklären. Deshalb wurde bei jedem Messpaar eine $R(T)$ -Kurve aufgenommen. Durch den gegenseitigen Abgleich der $R(T)$ -Kurven verschiedener Messpaare (z.B. Penrose/Random mit Penrose/Dreieck) und durch die Angabe der reduzierten Temperatur $t = T/T_c$ war es dennoch möglich, die verschiedenen Brücken auf Chip #1 direkt miteinander zu vergleichen.

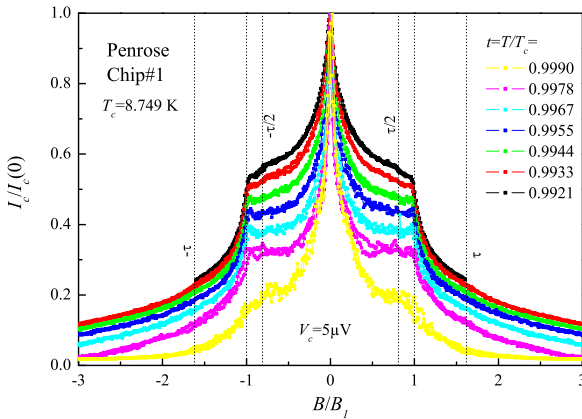


Abbildung 5.5: $I_c(B)$ -Messungen der Brücke mit Penroseanordnung von Antidots auf Chip #1. Der kritische Strom wurde bestimmt mit einem Spannungskriterium von $V_c = 5 \mu\text{V}$. Die Ströme sind normiert auf die Ströme im Nullfeld.

Abbildung 5.5–5.7 zeigen $I_c(B)$ -Messungen der perforierten Brücken von Chip #1 bei verschiedenen reduzierten Temperaturen t . Als Referenz zeigt Abb. 5.8 eine Brücke ohne Antidots (Plain). Bei allen Messungen diente ein (dynamisches) Spannungskriterium von $V_c = 5 \mu\text{V}$ zur Bestimmung des kritischen Stromes I_c . Die kritische Temperatur T_c wurde aus $R(T)$ -Messungen mit einem Transportstrom von $10 \mu\text{A}$ bestimmt.

Die $I_c(B)$ -Kurven der vier Brücken weisen deutliche Unterschiede auf. Das Magnetfeld aller Kurven wurde auf das erste Matchingfeld B_1 nor-

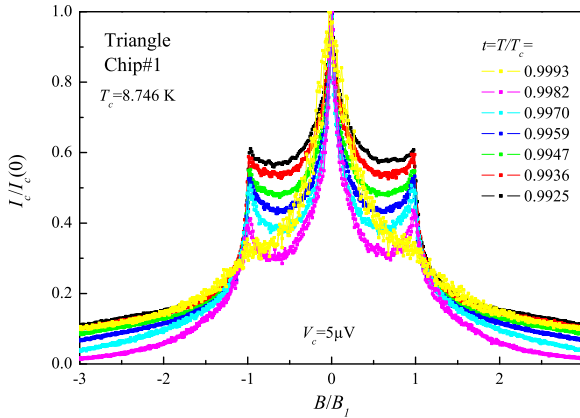


Abbildung 5.6: $I_c(B)$ -Messungen der Brücke mit Dreiecksgitter von Antidots auf Chip #1. Der kritische Strom wurde bestimmt mit einem Spannungskriterium von $V_c = 5 \mu\text{V}$. Die Ströme sind normiert auf die Ströme im Nullfeld.

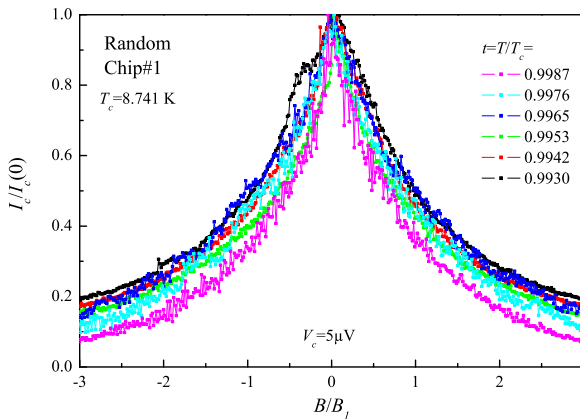


Abbildung 5.7: $I_c(B)$ -Messungen der Brücke mit zufällig angeordneten Antidots auf Chip #1. Der kritische Strom wurde bestimmt mit einem Spannungskriterium von $V_c = 5 \mu\text{V}$. Die Ströme sind normiert auf die Ströme im Nullfeld.

miert. Im Gegensatz zu der Plain- und der Random-Brücke zeigen die Brücken mit Penrose- und Dreiecksgitter von Antidots eine Erhöhung von I_c im (identischen) ersten Matchingfeld B_1 . Bei allen untersuchten Temperaturen konnte nur im ersten Matchingfeld eine Peakstruktur gefunden werden. Somit betrug die Sättigungszahl bei allen Temperaturen

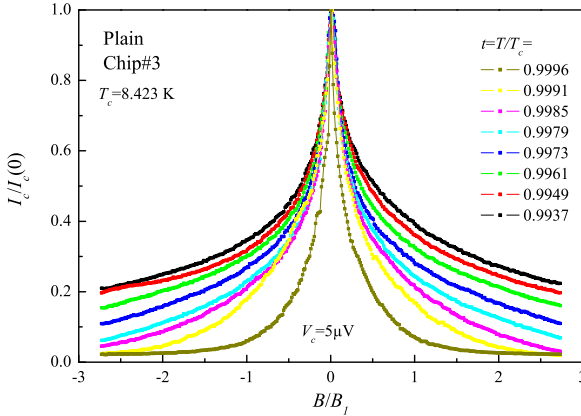


Abbildung 5.8: $I_c(B)$ -Messungen der Brücke ohne Antidots auf Chip #3. Der kritische Strom wurde bestimmt mit einem Spannungskriterium von $V_c = 5 \mu\text{V}$. Die Ströme sind normiert auf die Ströme im Nullfeld.

$n_0 \approx 1$. Dies ist in Übereinstimmung mit den in Tabelle 5.1 berechneten Werten. Die Brücke mit Dreiecksgitter weist im ersten Matchingfeld einen deutlichen Peak im kritischen Strom auf. Das Penrosegitter dagegen zeigt nur andeutungsweise eine Peakstruktur im ersten Matchingfeld. Oberhalb B_1 sinkt I_c mit wachsendem Magnetfeld stark ab.

Die Brücke mit zufälliger Anordnung von Antidots (Random) zeigt keinerlei Kommensurabilitätseffekt. Der kritische Strom ist maximal im Nullfeld und fällt auf der Feldskala des ersten Matchingfeldes ab. Die Form der $I_c(B)$ -Kurve ähnelt einem Dreieck.

Die Brücke ohne Antidots weist erwartungsgemäß keinen Matchingeffekt auf. I_c fällt mit steigendem Magnetfeld sehr viel schneller ab als das I_c der perforierten Brücken.

In Abb. 5.9 (a)-(c) sind die $I_c(B)$ -Kurven der vier verschiedenen Brücken bei der gleichen reduzierten Temperatur in einem Graph eingezeichnet. Aufgrund der leicht unterschiedlichen kritischen Temperatur wurden die Messkurven nicht exakt bei der gleichen reduzierten Temperatur t aufgenommen. Durch Extra- bzw. Interpolation des Verlaufs des kritischen Stroms im Nullfeld mit t [vgl. Inset in Abb. 5.9 (b)] wurden die Messkurven, welche bereits nahe der gewünschten t aufgenommen wurden, entsprechend umskaliert. Durch das Umskalieren entsteht ein Fehler im Verlauf von $I_c(B)$ bei nicht verschwindenden Magnetfeldern. Ein Vergleich mit den normierten $I_c(B)$ -Kurven aus Abb. 5.5– 5.8 zeigt,

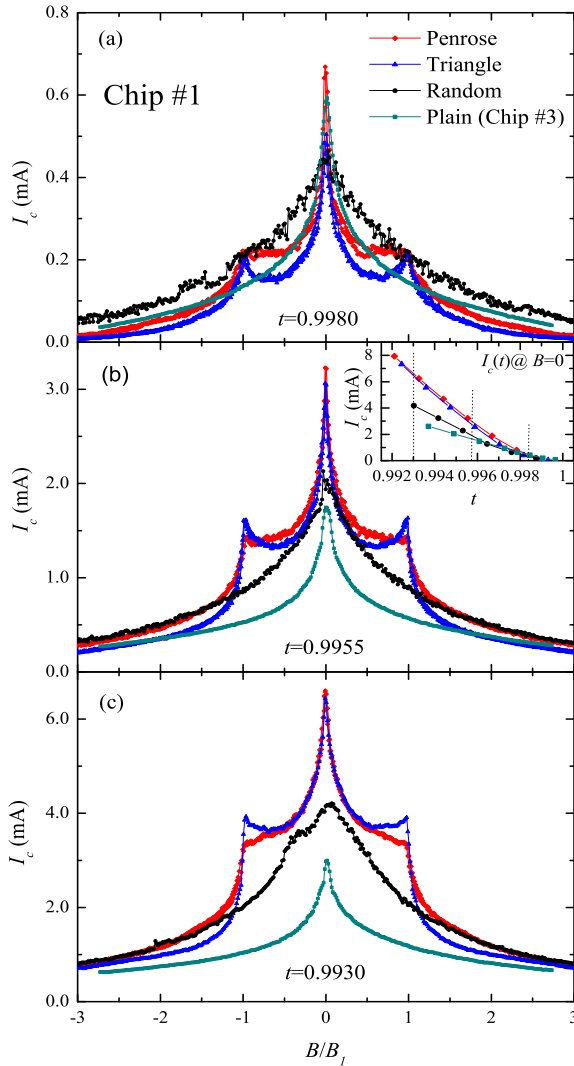


Abbildung 5.9: Direkter Vergleich der $I_c(B)$ -Kurven der vier verschiedenen Brücken bei (a) $t = 0.9980$, (b) $t = 0.9955$ und (c) $t = 0.9930$. Messkurven mit etwas abweichenden t wurden durch Extra- bzw Interpolation von $I_c(t)$ im Nullfeld [Inset (b)] umskaliert.

dass der Fehler durch das Umskalieren nahe T_c besonders hoch ist und bei tiefen Temperaturen verschwindend gering wird.

Abbildung 5.9 (a) zeigt den Vergleich bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9980$. Bei dieser Temperatur fällt die Random-Brücke auf, welche außer im Nullfeld stets das höchste I_c zeigt. Hierfür kann der breitere resistive Übergang und das gewählte Kriterium zur Definition von T_c verantwortlich sein. Ebenfalls kann ein Fehler durch das Umskalieren von $t = 0.9976$ nach $t = 0.9980$ entstanden sein. Vergleicht man die Penrose-Brücke mit dem Dreiecksgitter, so zeigt sich ein höheres I_c des Penrosegitters unterhalb und oberhalb B_1 . Im ersten Matchingfeld und für $B > 2B_1$ besitzen beide Anordnungen ähnliches I_c . Die Plain-Brücke zeigt bei dieser Temperatur noch ähnlich hohe I_c 's wie die perforierten Brücken.

Betrachtet man Abb. 5.9 (b) und (c) so lässt sich bereits ein Trend in dem Verhalten der $I_c(B)$ -Kurven feststellen. Die Plain-Brücke zeigt mit sinkender Temperatur für alle Magnetfelder ein deutlich reduziertes I_c . Des weiteren fällt $I_c(B)$ vom Maximum im Nullfeld mit wachsendem Magnetfeld rasch ab. Die perforierten Brücken dagegen haben unterhalb des ersten Matchingfeldes einen deutlich höheren kritischen Strom. Der Verlauf von $I_c(B)$ zeigt eine große Abhängigkeit von der Antidotanordnung:

Die Random-Brücke hat unterhalb des ersten Matchingfeldes ein geringeres I_c als das Penrose- und Dreiecksgitter. Für Magnetfelder $B \approx \pm B_1$ ist das Dreiecksgitter den anderen perforierten Brücken überlegen. Unterhalb des ersten Matchingfeldes zeigt die Penrose-Brücke für $t = 0.9955$ das höchste I_c . Für $t = 0.9930$ ist das Penrose- und das Dreiecksgitter praktisch identisch.

Oberhalb von B_1 sind die aperiodischen Anordnungen dem Dreiecksgitter überlegen. Das höhere I_c der Penroseanordnung gegenüber der Random-Brücke für $B \approx B_1$ gleicht sich für $B > 1.6B_1$ dem I_c der Random-Brücke an.

In einer weiteren Messung wurde intensiv nach der von Misko *et al.* vorhergesagten (MISKO *et al.* [2006c]) Peakstruktur unterhalb des ersten Matchingfeldes gesucht. Zur Detektion des Onsets der (interstitiellen) Vortextbewegung empfiehlt sich ein möglichst geringes Spannungskriterium. Deshalb wurde mit dem SQUID-Verstärker eine $I_c(B)$ -Messung bei einem Spannungskriterium von $V_c = 10\text{nV}$ durchgeführt. Abbildung 5.10 zeigt $I_c(B)$ -Messungen bei verschiedenen reduzierten Temperaturen t . Andeutungsweise ist eine „Peak“-Struktur bei $B \approx 0.8B_1$ zu erken-

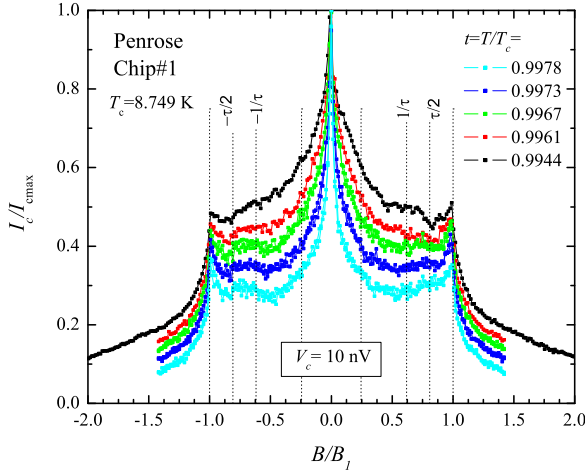


Abbildung 5.10: $I_c(B)$ -Messungen der Brücke mit Penrose-Arrangement von Antidots auf Chip #1. Der kritische Strom wurde bestimmt mit dem SQUID-Verstärker und einem Spannungskriterium von $V_c = 10$ nV. Die Ströme sind normiert auf die Ströme im Nullfeld.

nen. Das erste Matchingfeld ist bei diesen Messungen klar als Peak zu erkennen.

Chip #2

Die Messungen an Chip #2 erfolgten simultan, d.h. alle vier Brücken (Penrose, Triangle, Random und Plain) konnten bei der gleichen absoluten Temperatur simultan in 4-Punkt Messungen vermessen werden. Abbildung 5.4 zeigt die $R(T)$ -Kurven der vier Brücken. Der Antidotradius der perforierten Brücken lag bei $R = 200$ nm.

Abbildung 5.11 (a) – (h) fasst die Messungen an Chip #2 vergleichend zusammen. Aufgrund der leicht unterschiedlichen kritischen Temperatur T_c wurden die $I_c(B)$ -Messungen bei etwas unterschiedlichen reduzierten Temperaturen aufgenommen. Der Verlauf von $I_c(t)$ im Nullfeld [vgl. Inset in Abb. 5.11 (h)] erlaubt durch Interpolation eine Abschätzung des I_c bei einer etwas anderen reduzierten Temperatur. Durch Skalieren der $I_c(B)$ -Kurven um den entsprechenden Faktor (einige Prozent) ist ein Vergleich der verschiedenen Brücken bei identischem t analog zu Chip #1 (Abb. 5.9) möglich.

Betrachtet man die Messungen aus Abb. 5.11 so findet man für die

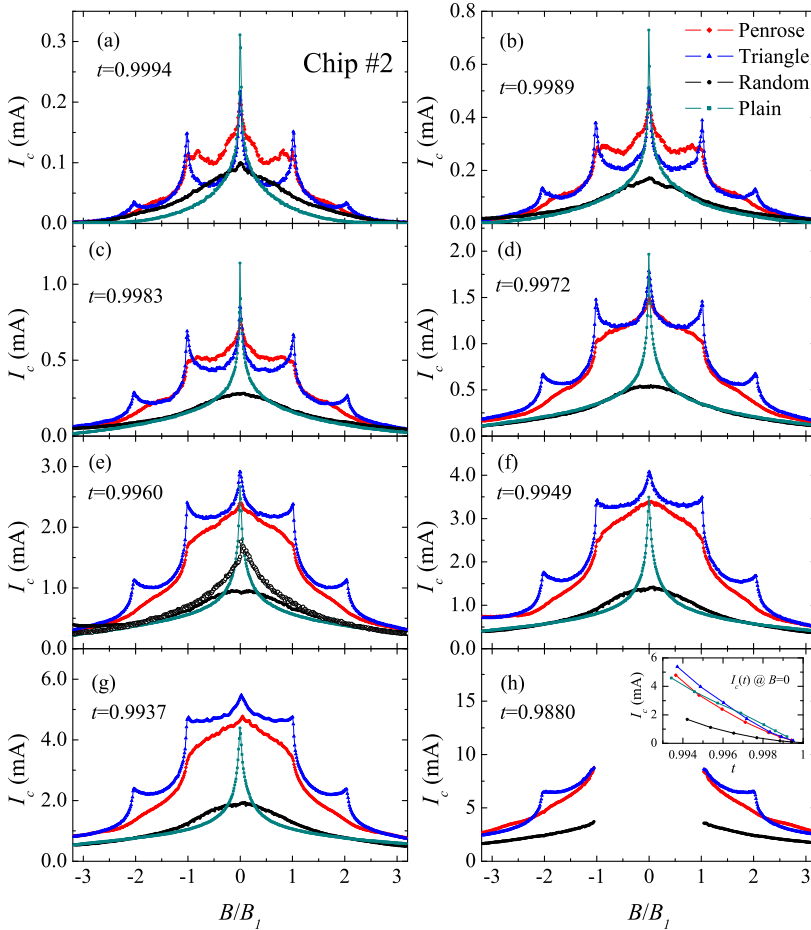


Abbildung 5.11: Direkter Vergleich der $I_c(B)$ -Kurven der vier verschiedenen Brücken (Penrose, Triangle, Random und Plain) von Chip #2 bei verschiedenen reduzierten Temperaturen t von $t = 0.9994$ (a) bis $t = 0.9880$ (h). Das Spannungskriterium lag bei $V_c = 2 \mu\text{V}$. Die Messkurven (außer bei $t = 0.9880$) mit etwas abweichenden t wurden durch Extra- bzw Interpolation von $I_c(t)$ im Nullfeld [Inset (h)] umskaliert. In (e) ist zum Vergleich die korrespondierende $I_c(B)$ -Kurve der Random-Brücke von Chip #1 eingezeichnet. (modifiziert und ergänzt aus KEMMLER et al. [2006])

Penrose- und Triangle-Brücke Matchingeffekte mit einem identischen ersten Matchingfeld B_1 . Die Plain- und die Random-Brücke zeigen keinerlei

Kommensurabilitätseffekte.

Die Triangle-Brücke zeigt für alle Temperaturen einen Peak beim zweiten Matchingfeld $B_2 = 2B_1$. Der Peak bei B_2 ist bei der höchsten reduzierten Temperatur $t = 0.9994$ allerdings nur sehr schwach ausgeprägt. Mit sinkender Temperatur wird der Peak immer deutlicher. Selbst bei der tiefsten Temperatur ist kein Peak bei $B_3 = 3B_1$ zu erkennen. Somit lässt sich annehmen, dass die Sättigungszahl der Antidots in der Triangle-Brücke bei allen untersuchten Temperaturen bei $n_0 \approx 2$ lag.

Die Penrose-Brücke zeigt unterhalb von B_1 bei den höchsten Temperaturen $t = 0.9994$ – 0.9983 einen höheren kritischen Strom als die Triangle-Brücke. Des Weiteren sind in diesem Feldbereich Peakstrukturen zu finden, welche der von Misko *et. al.* vorhergesagten (Misko *et al.* [2006c]) Peakstruktur sehr ähnlich sehen. Die Peaks sind allerdings nur für $t > 0.998$ zu erkennen. Mit sinkender Temperatur verschwinden diese Peaks zusammen mit den Peaks im ersten Matchingfeld. Dadurch entsteht bei $t = 0.9983$ ein Feldbereich mit nahezu konstantem kritischem Strom. Für Temperaturen $t < 0.998$ werden die $I_c(B)$ -Kurven immer kuppelförmiger.

Vergleicht man die Penrose- mit der Triangle-Brücke für $B > B_1$, so stellt man bei Temperaturen $t = 0.9994$ – 0.9983 bei $B \approx 1.6B_1$ einen höheren kritischen Strom der Penrose-Brücke fest. Mit sinkender Temperatur hat die Penrose-Brücke im komplett untersuchten Feld-Bereich einen kleineren kritischen Strom als die Triangle-Brücke. Nur bei der tiefsten Temperatur $t = 0.9880$ zeigt sich ein höheres I_c für $B \approx 2.6B_1$. Auf diesen Effekt wird im Abschnitt 5.3.2 nochmals eingegangen.

Die Random-Brücke zeigt für tiefe Temperaturen ein völlig anderes Verhalten als die Random-Brücke des Chip #1. Dies sieht man in Abb. 5.11 (e), in welcher zusätzlich die korrespondierende $I_c(B)$ -Kurve von Chip #1 eingezeichnet ist. Es scheint als ob der kritische Strom bei niedrigen Feldern deutlich reduziert ist. Dadurch weichen die $I_c(B)$ -Kurven bei tiefen Temperaturen stark von der Dreiecks-Form ab. Im Vergleich zu den anderen perforierten Brücken ist der kritische Strom im kompletten Feldbereich deutlich reduziert und selbst bei tiefen Temperaturen kaum höher als der kritische Strom der Plain-Brücke.

Chip #3

Die Messungen an Chip #3 erfolgte wie bei Chip #2 simultan, d.h. alle Brücken (Penrose, Triangle und Plain) wurden bei der gleichen absoluten Temperatur simultan in 4-Punkt Messungen vermessen. Der Antidotradius der perforierten Brücken lag bei $R = 200$ nm (identisch zu Chip #2).

Abbildung 5.12 (a) - (c) zeigt repräsentativ bei drei reduzierten Temperaturen die $I_c(B)$ -Messungen an der Penrose-, der Triangle- und der Plain-Brücke. Leicht unterschiedliche reduzierte Temperaturen wurden analog zu Abb. 5.9 und 5.11 durch entsprechende Umskalierung von I_c im Nullfeld ausgeglichen. Der Verlauf von $I_c(t)$ im Nullfeld ist im Inset von Abb. 5.12 (b) gezeigt.

Die Form der $I_c(B)$ -Kurven ähnelt stark denen von Chip #2. So findet man Kommensurabilitätseffekte bei der Penrose- und bei der Triangle-Brücke. Bei der höchsten Temperatur in Abb. 5.12 (a) zeigt die Penrose-Brücke neben einem deutlich zu erkennenden ersten Matchingfeld deutliche Peakstrukturen unterhalb des ersten Matchingfeldes. Dort findet man auch ein leicht höheres I_c der Penrose-Brücke gegenüber der Triangle-Brücke für $B < B_1$. Die Triangle-Brücke zeigt bei allen Temperaturen Matchingpeaks bis zum zweiten Matchingfeld. Daher kann man auf eine Sättigungszahl $n_0 \approx 2$ bei allen untersuchten Temperaturen schließen. Mit sinkender Temperatur zeigen die perforierten Brücken bei allen Magnetfeldern ein deutlich höheres I_c als die Plain-Brücke.

Bei der tiefsten Temperatur (Abb. 5.12 (c)) liegt I_c der Penrose-Brücke für $B < 2.2B_1$ unterhalb des I_c der Triangle-Brücke. Für $B > 2.2B_1$ zeigt sich wie beim Chip #2 wieder ein höheres I_c der Penrose-Brücke.

Die Penrose-Brücke von Chip#3 zeigt bei der höchsten reduzierten Temperatur ausgeprägte Peakstrukturen unterhalb von B_1 . Eine detailliertere Untersuchung dieser Strukturen wird im folgenden vorgestellt.

Abbildung 5.13 (a) zeigt $I_c(B)$ -Messungen der Penrose-Brücke vom Chip #3 bei verschiedenen Temperaturen von $t = 0.9999$ bis $t = 0.9980$. Die Messungen wurden mit dem SQUID-Verstärker und einem Spannungskriterium von $V_c = 10$ nV aufgenommen. In Abb. 5.13 (b) wurden die $I_c(B)$ -Kurven auf den kritischen Strom im Nullfeld normiert. Zusätzlich markieren die gepunkteten Linien bei $B/B_1 = 1/\tau$, $\tau/2$ und 0.25 die Positionen der gemessenen Peaks. Bei $t = 0.9999$ ist praktisch kein Mat-

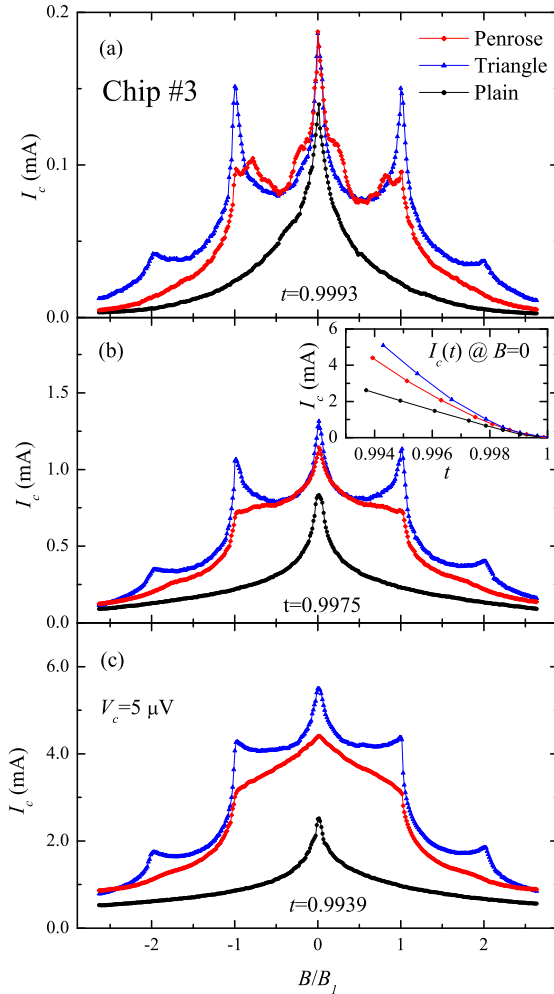


Abbildung 5.12: Direkter Vergleich der $I_c(B)$ -Kurven der vier verschiedenen Brücken (Penrose, Triangle und Plain) von Chip #3 bei den reduzierten Temperaturen (a) $t = 0.9993$, (b) $t = 0.9975$ und (c) $t = 0.9939$. Das Spannungskriterium lag bei $V_c = 5 \mu\text{V}$. Die Messkurven mit etwas abweichender t wurden durch Extra- bzw. Interpolation von $I_c(t)$ im Nullfeld [Inset (b)] umskaliert.

chingeffekt zu beobachten. Dies mag auch an der Stromquelle liegen, welche nicht für Ströme von einigen 10 nA geeignet ist. Bei $t = 0.9992$

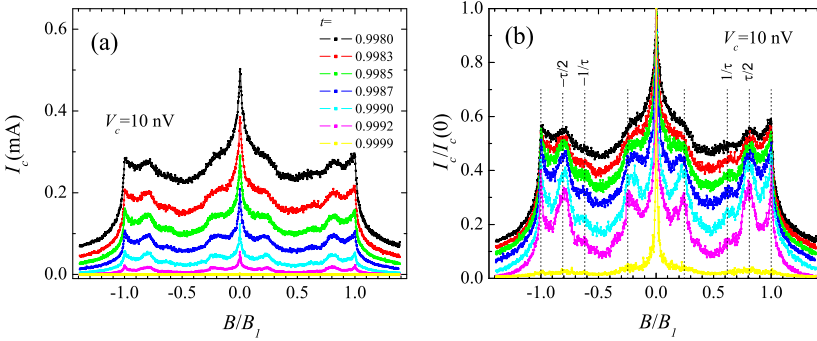


Abbildung 5.13: $I_c(B)$ -Messungen der Penrose-Brücke von Chip #3 bei verschiedenen reduzierten Temperaturen von $t = 0.9999$ bis $t = 0.9980$. Das Spannungskriterium lag bei $V_c = 10$ nV. In (b) sind die kritischen Ströme normiert dargestellt. Zusätzlich deuten gepunktete Linien bei $B/B_1 = 1/\tau$, $\tau/2$ und 0.25 die Position der Peaks an.

sind die Matchingeffekte am ausgeprägtesten. Deutlich sind Peaks bei $B/B_1 = 1/\tau$, $\tau/2$ und 0.25 zu erkennen, von welchen in Abb. 5.12 nur der Peak bei $\tau/2$ zu erkennen war. Bei $B/B_1 = 0.5$ befindet sich ein (lokales) Minimum von I_c . Mit sinkender Temperatur steigt I_c in allen Magnetfeldbereichen an, jedoch mit unterschiedlicher Stärke. Der kritische Strom in den Peaks steigt deutlich geringer an als beispielsweise I_c im Minimum bei $0.5B_1$. Dies hat zur Folge, dass mit sinkender Temperatur die Peaks nach und nach verschwinden. Zuerst verschwindet der Peak bei $0.25B_1$. Der Peak bei $(\tau/2)B_1$ ist dagegen selbst bei $t = 0.9980$ noch deutlich zu erkennen. Abbildung 5.12 zeigt jedoch, dass bei noch tieferen Temperaturen auch dieser Peak verschwindet.

Abbildung 5.14 (a) zeigt den Einfluss des gewählten Spannungskriteriums V_c auf die Form der $I_c(B)$ -Kurven. Hierbei wurde das Spannungskriterium über drei Größenordnungen variiert: von $V_c = 10$ nV bis 10 μ V. In Abb. 5.14 (b) sind dieselben Kurven normiert dargestellt. Zusätzlich deuten gepunktete Linien bei $B/B_1 = 1/\tau$, $\tau/2$ und 0.25 die Position der Peaks an. Ebenfalls dargestellt ist eine theoretisch berechnete Kurve (aus Misko *et al.* [2005]). Die $I_c(B)$ -Kurve mit $V_c = 1$ μ V zeigt eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit der Theorie (vgl. Misko *et al.* [2005], Kemmler *et al.* [2006]).

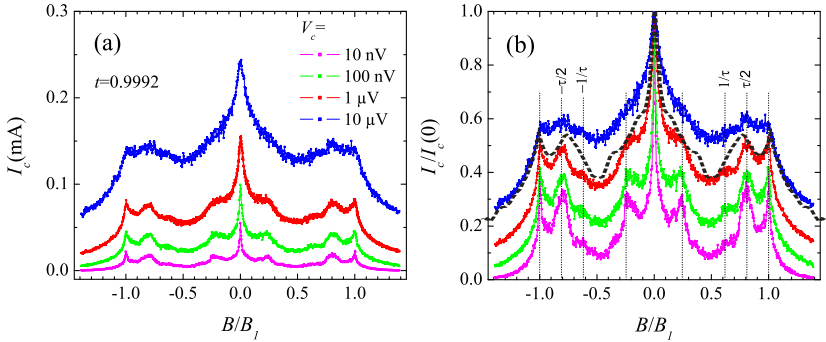


Abbildung 5.14: $I_c(B)$ -Messungen der Penrose-Brücke von Chip #3 bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9992$. Bei diesen Messungen wurde das Spannungskriterium V_c von $V_c = 10$ nV bis $10 \mu\text{V}$ variiert. In (b) sind die kritischen Ströme normiert dargestellt. Zusätzlich deuten gepunktete Linien bei $B/B_1 = 1/\tau$, $\tau/2$ und 0.25 die Position der Peaks an. Die schwarze gestrichelte Linie zeigt eine theoretisch berechnete Kurve (aus Misko et al. [2005] Abb. 2(e) für $N_p = 301$).

5.2.3 Zusammenfassung und Diskussion

Matchingeffekte in Quasiperiodischen Antidotgittern

Die Messungen an Chip#2 und #3 zeigten ausgeprägte Matchingpeaks in $I_c(B)$ für Felder unterhalb des ersten Matchingfeldes und $t > 0.998$. Die Form der $I_c(B)$ -Kurven passt sehr gut zu den Simulationen von Misko *et al.* (Misko *et al.* [2005, 2006a,b]). Dies gilt insbesondere für die Messungen aus Abb. 5.13 und Abb. 5.14. Hier finden sich alle wesentlichen Features der Simulation in der Messung wieder. Beispielsweise ist die charakteristische Zwei-Peakstruktur (enger Peak bei B_1 und breiter Peak bei $0.81B_1$) zu erkennen, ebenso wie das Minimum in $I_c(B)$ bei $B = 0.5B_1$.

Interpretation der Peaks:

Neben den Übereinstimmungen findet man jedoch auch kleinere Unterschiede. So befindet sich der breite Peak im Experiment bei $B/B_1 = 0.81 \approx \tau/2$ anstelle des vorhergesagten Wertes von $B_{v/t}/B_1 = 0.757$. Die Abweichung scheint zunächst marginal zu sein, für die Vortexkonfiguration im Peak ergeben sich jedoch große Unterschiede. Die Transportmessungen erlauben nur Spekulationen

über mögliche Anordnungen der Vortices in den Peaks. Ein Peak bei $B/B_1 = 0.81 \approx \tau/2$ ließe sich beispielsweise durch die Besetzung aller Antidots mit Ausnahme jedes zweiten dünnen Rhombus, an welchem nur drei von vier Vertices besetzt werden, erklären.

Des weiteren findet man Peaks in $I_c(B)$, welche in der Simulation nicht auftreten, z.B. bei $0.25B_1$ und $(1/\tau)B_1$ und bei tieferen Temperaturen auch bei τB_1 und $(1+\tau)B_1$. Der Peak bei $0.25B_1$ wurde ebenfalls bei einer Penroseanordnung von magnetischen Dots gefunden und die entsprechende Vortexkonfiguration wurde in einer Molekulardynamik-Simulationen berechnet (SILHANEK *et al.* [2006]). Der Peak bei B_1/τ lässt sich durch die Besetzung von nur drei der vier Antidots aller dünnen Rhomben erklären.

Aufschluss über die tatsächliche Vortexkonfiguration in den Peaks der $I_c(B)$ -Messungen können letztlich nur abbildende Verfahren wie z.B. magnetooptische Abbildung oder Bitterdekoration liefern. Im Abschnitt 5.3 werden solche Abbildungen vorgestellt und diskutiert. Insbesondere erlauben die Abbildungen die Interpretation der Peaks oberhalb des ersten Matchingfeldes.

Das Auftreten der Peaks unterhalb des ersten Matchingfeldes lässt sich durch die Vielzahl von integrierten Perioden (unendlich viele für $N_P \rightarrow \infty$) erklären. Prinzipiell kann für jede dieser Perioden ein Matchingeffekt existieren. Aber ähnlich zu den Beugungsbildern eines Quasikristalls ergeben sich nur für wenige (starke) Perioden Peaks im Beugungsbild bzw. in der $I_c(B)$ -Kurve (SUCK *et al.* [2002], MYSKO *et al.* [2005]).

Temperaturabhängigkeit der Peaks:

Interessanterweise treten die Peaks in den $I_c(B)$ -Messungen nur sehr nahe der kritischen Temperatur ($t > 0.998$) auf. Geringe Variationen der Temperatur lassen die Peaks verschwinden. Dies lässt sich durch die Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Längenskalen $\Lambda(t)$ und $\xi(t)$ verstehen. Diese beiden Größen bestimmen das Verhältnis der elastischen Deformationsenergie E_{el} und der Pinningenergie E_{pin} . Ein Peak in $I_c(B)$ ist nur möglich, wenn durch das Pinnen des Vortextgitters ein Energiegewinn entsteht: $|E_{pin}| > |E_{el}|$.

Betrachtet man die Temperaturabhängigkeit von $\Lambda(t)$ und $\xi(t)$ in Tabelle 5.1, so findet man für $t > 0.998$ einen Wert für Λ , welcher die

Gitterabstände des Antidotgitters um Größenordnungen übersteigt. Dies bedeutet, dass die Vortices in dem Vortexgitter über mehrere Gitterperioden miteinander überlappen. Die Werte von $\xi(t)$ dagegen liegen in der Größenordnung der Antidotdurchmesser. Geringe Änderungen (z.B. Faktor 2) von ξ haben sehr große Auswirkungen auf die Pinningkraft der Antidots. Dies ist beispielsweise an der Sättigungszahl n_0 im Dreiecksgitter ersichtlich. Vermutlich ist es dadurch möglich durch Änderung der Temperatur das Verhältnis E_{el}/E_{pin} zu variieren.

Die Simulationen von Misko *et al.* zeigen, dass die Matchingpeaks nur in einem kleinen Intervall von f_P/f_0 auftreten. Zu schwache ($f_P/f_0 < 1.4$) und zu starke ($f_P/f_0 > 6$) Pinningkräfte lassen die Peaks in der $I_c(B)$ -Kurve verschwinden (vgl. Abb. 1.9). Höchstwahrscheinlich war die Pinningkraft der Antidots von Chip #1 im untersuchten Temperaturbereich zu gering, um geeignete Werte f_P/f_0 zu erreichen. Die größeren Antidots von Chip #2 und #3 ermöglichten es, durch Variation der Temperatur geeignete Werte für f_P/f_0 zu erzielen.

Abhängigkeit vom Spannungskriterium:

Die Messungen aus Abb. 5.14 zeigten, dass eine Änderung des Spannungskriteriums die Form der $I_c(B)$ -Messungen ähnlich beeinflussen lässt wie eine Variation der Temperatur. Dies lässt sich folgendermaßen verstehen. Ein dynamisches Spannungskriterium zur Definition von I_c entspricht dem Kriterium einer bestimmten Anzahl Vortices pro Zeiteinheit, welche sich durch die Spannungsabgriffe bewegen. Ein höheres Spannungskriterium kann einerseits bedeuten, dass sich dieselbe Anzahl von Vortices schneller bewegt oder aber dass sich mehr Vortices mit gleicher Geschwindigkeit bewegen. Theoretisch ist die Pinningkraft aller Antidots in einem periodischen Antidotgitter identisch. Interstitielle Vortices werden weniger stark gepinnt – sie besitzen daher ein geringeres I_c als gepinnte Flussquanten. In der Penroseanordnung ist die Pinningkraft der individuellen Antidots unterschiedlich. Des weiteren werden auch interstitielle Vortices unterschiedlich stark gepinnt. Durch Variation des Spannungskriteriums und dem damit veränderten kritischen Strom ist es wahrscheinlich, dass sich neben der Vortexgeschwindigkeit auch die Anzahl der Vortices ändert. Für die Detektion interstitieller Vortices ist es deshalb von Vorteil, ein möglichst geringes Spannungskriterium zu benutzen. Bei einem höheren Kriterium

können durch den höheren Strom bereits schwächer gepinnte Vortices in Antidots losgerissen werden. Dadurch kommt es zum Verschwinden der Peaks in $I_c(B)$, welche gemäß der Simulation von Misko *et. al.* mit der Anzahl von interstitiellen Vortices begründet werden. Eventuell ist es durch geeignete Wahl des Spannungskriteriums bzw. aus $V(I)$ -Kurven möglich, die unterschiedlichen Pinningkräfte der verschiedenen Antidots zu bestimmen.

Vergleich der Penrose- mit anderen Antidotanordnungen

Eine der wesentlichen theoretischen Vorhersagen von Misko *et. al.* war die Erhöhung des kritischen Stroms (für $B \leq B_1$) der Penroseanordnung gegenüber einem Dreiecksgitter oder einer zufälligen Anordnung von Antidots. Diese Vorhersage konnte durch Messungen an allen drei Chips experimentell bestätigt werden. Allerdings ist dieser Effekt nur gültig in einem sehr kleinen Temperaturbereich nahe T_c . In diesem Temperaturbereich zeigten die Penrose-Proben von Chip#2 und #3 auch Peaks in $I_c(B)$.

Erstaunlicherweise lag das I_c der Probe (für $B \leq B_1$) meist deutlich unterhalb der Penrose- und der Dreiecks-Probe. Dies lässt sich durch die mit dem Herstellungsprozess verbundene größere effektive Fläche der Löcher erklären. Durch den Überlapp mancher Antidots entstanden effektiv größere Lochflächen im Supraleiter im Vergleich zur Summe der Lochflächen der beteiligten Antidots. Ein direkter Vergleich ist daher nur bedingt erlaubt. Einen besseren Vergleich einer periodischen Anordnung mit einer zufälligen Anordnung von Antidots liefern die Messungen an zufällig verdünnten Antidotgittern aus Abschnitt 5.4.

Für Magnetfelder $B \geq B_1$ zeigt sich ein anderes Verhalten. Die Dreiecks-Probe zeigt für Magnetfelder oberhalb des letzten Peaks in $I_c(B)$ einen raschen Abfall des kritischen Stromes mit steigendem Feld. In diesem Bereich lässt sich sowohl für die Penrose- als auch für die Random-Probe eine Erhöhung des kritischen Stroms I_c gegenüber der Dreiecks-Probe finden. Dies lässt sich durch Unterdrückung von Channeling der interstitiellen Vortices in nicht periodischen Pinninggittern erklären. Dieser Effekt wird an zufällig verdünnten Antidotgittern im Abschnitt 5.4 nochmals systematisch untersucht.

Obige Ergebnisse sind nicht nur von grundlegendem Interesse. Für technische Anwendungen ist es durchaus von Bedeutung, Stromleiter mit einer möglichst hohen kritischen Stromdichte in einem weiten Magnetfeld-Bereich einzusetzen. Durch geeignete Wahl der Parameter lassen sich obige Effekte sicherlich auch in anderen (technisch relevanten) Temperatur- und Magnetfeldbereichen reproduzieren.

5.3 Vortexabbildung in Antidotgittern

Die Motivation für eine Vortexabbildung lieferten im Prinzip zwei offene Fragestellungen, welche nicht durch Transportmessungen an den Penrose-Proben beantwortet werden konnten.

Zum einen ist es von grundlegendem Interesse, die Vortexkonfigurationen für verschiedene Magnetfelder in dem Penrosegitter zu visualisieren. Dadurch erhoffte man sich ein besseres Verständnis über die Ursache der Matchingeffekte in dem quasiperiodischen Antidotgitter. Beispielsweise sollte die (offensichtlich besonders stabile) Vortexkonfiguration in den Peaks der $I_c(B)$ -Kurve untersucht werden. Für diese Art der Einzel-Vortex-Abbildung ist die Methode der Bitterdekoration geeignet. Durch die freundliche Vermittlung von Prof. Franco Nori entstand eine Kooperation mit, der auf diesem Gebiet äußerst erfahrenen Dr. Irina Grigorieva an der Universität in Manchester, England.

Eine zweite offene Frage lag im Vergleich der Performance der verschiedenen Antidotanordnungen bei tiefen Temperaturen. Transportmessungen in unserem Setup sind nur möglich bei Temperaturen sehr nahe der kritischen Temperatur. Eine Aussage über den kritischen Strom in den unterschiedlichen Anordnungen von Antidots bei Temperaturen $t < 0.9$ ist aufgrund der Heizleistung der Probe bei hohen Transportströmen im benutzten Messaufbau praktisch unmöglich. Eine elegante Bestimmung der (lokalen) kritischen Stromdichte bei tiefen Temperaturen bietet die Abbildung der Magnetfeldverteilung. Durch Invertierung des Ampereschens Gesetzes ist es möglich, die lokale kritische Stromdichte (siehe z.B. JOHANSEN *et al.* [1996]) aus einem Bild der Magnetfeldverteilung zu extrahieren. Deshalb wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Kooperation mit Dr. Daniel Shantsev in Oslo begonnen. Die Gruppe in Oslo ist sehr erfahren auf dem Gebiet der magneto-optischen Abbildung (MO-Abbildungen) von Supraleitern.

5.3.1 Magneto-optische Abbildung

In diesem Abschnitt werden die vorläufigen Ergebnisse der MO-Abbildungen vorgestellt. Die Fabrikation der Proben erfolgte in Tübingen. Die MO-Abbildungen wurden von D. Shantsev *et al.* in Oslo durchgeführt.

Zunächst wurden Abbildungen an dem Penrose Chip #4 durch-

geführt. Dieser ist identisch zu den drei Penrose-Chips, an welchen Transportmessungen durchgeführt wurden. Abbildung 5.15 zeigt ein MO-Bild des Chips, aufgenommen bei $T = 4$ K und $B = 2.26$ mT. Der Chip wurde zunächst im Nullfeld abgekühlt. Das Bild zeigt die Magnetfeldverteilung, welche sich nach Anlegen von $B = 2.26$ mT eingestellt hat.

Die Probe enthält je zwei Brücken mit Dreiecksgitter, Penrosegitter, Random Anordnung, sowie zwei Plain-Brücken. Bei den perforierten Brücken wurden zwei Antidotdurchmesser D gewählt: $D = 250$ nm und $D = 400$ nm.

Die MO-Abbildung 5.15 zeigt zwei interessante Effekte.

Vergleicht man die Plain-Brücken mit den anderen Brücken, so zeigt sich ein deutlich tieferes Eindringen (Tiefe a , gemessen vom Brückenrand) des magnetischen Flusses in die Plain-Brücke [angedeutet in Abb. 5.15(h)] als in die perforierten Brücken [exemplarisch angedeutet in Abb. 5.15(e)]. Diese unterschiedliche Eindringtiefe a impliziert einen höheren kritischen Strom der perforierten Brücken im Vergleich zu den unperforierten. Eine quantitative Analyse des kritischen Stroms der einzelnen Brücken ist aufgrund der kreuzförmigen Geometrie der Brücken schwierig. Des weiteren gibt es einen störenden Effekt durch die Signale benachbarter Brücken.

Die perforierten Brücken mit $D = 400$ nm in Abb. 5.15 (b), (d) und (f) zeigen ausgeprägte Flusslawinen. Die Form der thermo-magnetischen Instabilitäten scheint sich dem Antidotgitter anzupassen. In Abb. 5.15(b) spiegelt die Form der Flusslawinen die Form des Dreiecksgitters wieder. Ein äquivalenter Effekt wurde vor kurzem in MO-Bildern an quadratischen Gittern von Antidots beobachtet (VLASKO-VLASOV *et al.* [2000] und MENGHINI *et al.* [2005]). Die Dendriten des Penrosegitters bzw. der zufälligen Anordnung [Abb. 5.15(d) bzw. (f)] sind dagegen isotrop geformt. In den Proben mit kleineren Antidots sind keine bzw. nur sehr wenige Flusslawinen zu beobachten. Die Größe der Antidots scheint für das Auftreten von Dendriten von wichtiger Bedeutung zu sein.

Die Zigzag- und rhombischen Strukturen [mit Pfeil angedeutet in Abb. 5.15(a)] kommen von Domänen in dem MO-Indikatorfilm und haben nichts mit Eigenschaften des Supraleiters zu tun.

Diese ersten viel versprechenden Experimente waren die Motivation für weitere MO-Abbildungen an speziell für MO-Untersuchung entworfenen Proben. Diese Chips enthielten 9 rechteckige Nb-Streifen der Länge

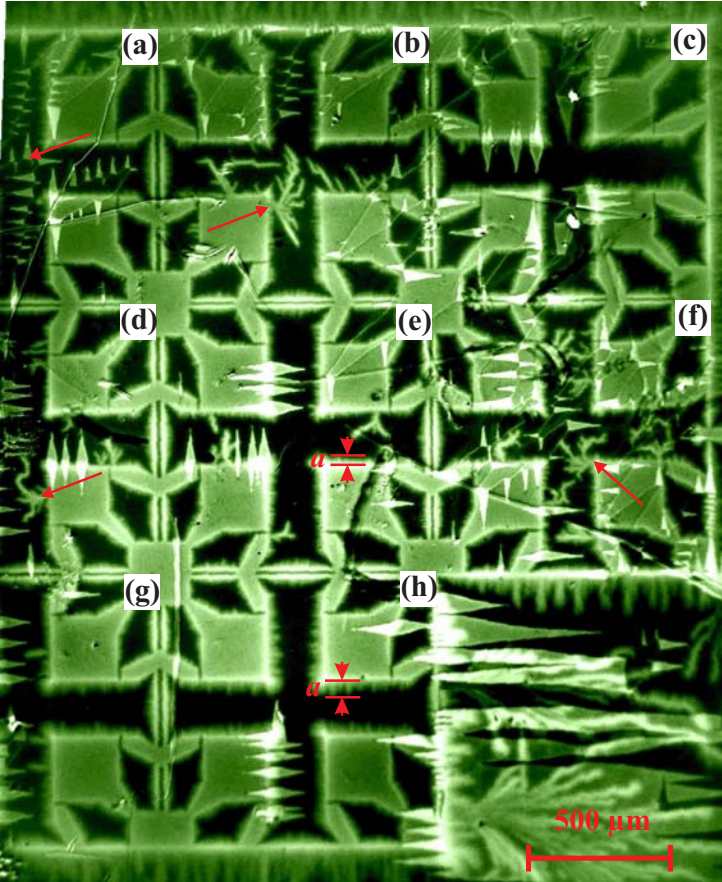


Abbildung 5.15: Magneto-Optisches Bild des Penrose Chip #4 bei $T = 4$ K und $B = 2.26$ mT (im Nullfeld abgekühlt). Die Brücken (dunkle Kreuze) beinhalten folgende Antidotkonfigurationen: (a)+(b) Dreiecksgitter, (c)+(d) Penrosegitter, (e)+(f) Random Anordnung und (g)+(h) Plain-Brücke. Der Antidotdurchmesser betrug $D = 250$ nm für die Proben (a), (c), (e) und $D = 400$ nm für die Proben (b), (d), (f). Der Pfeil in (a) zeigt exemplarisch die rautenförmigen Artefakte in der Abbildung. Das äußere Magnetfeld dringt mit unterschiedlicher Tiefe a in die Brücke ein [vgl. (e) und (h)]. Die Brücken mit $D = 400$ nm zeigen dendritische Strukturen [siehe (b), (d) und (f)], deren Form von der Antidotanordnung beeinflusst wird.

$L = 600 \mu\text{m}$ und der Breite $W = 200 \mu\text{m}$ mit verschiedenen Antidotanordnungen und Antidotdurchmessern. Mit diesem Design ist eine quanti-

tative Studie des kritischen Stroms möglich. Die Experimente an diesen Chips wurden (aus personellen Gründen) noch nicht abgeschlossen. Ein vorläufiges Ergebnis ist in Abb. 5.16 gezeigt.

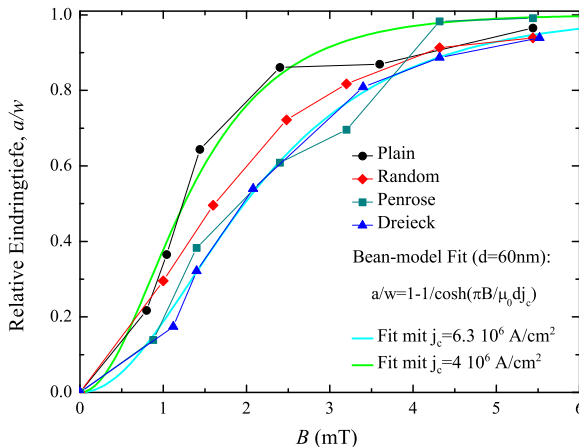


Abbildung 5.16: Relative Eindringtiefe a/w (mit $w = W/2$) des magnetischen Flusses versus Magnetfeld (Nullfeld gekühlt) von Nb-Streifen ($L = 600 \mu\text{m}$, $W = 200 \mu\text{m}$) mit Antidots in einem Dreiecksgitter, Penrosegitter, zufällig angeordneten Antidots und einer Plain-Brücke. Die Antidotdichte war $n_P = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$. Die reduzierte Temperatur der Messung betrug $t \approx 0.88$.

Die perforierten Proben zeigen eine höhere kritische Stromdichte j_c als die Plain-Probe. Dies ist an dem Fit der vom Magnetfeld abhängigen relativen Eindringtiefe a/w unter Annahme des Bean-Modells ersichtlich. Hierbei ist a die Tiefe des Flusseindringens und $w = W/2$ ist die halbe Brückenbreite. Für $a/w = 0$ befindet sich kein magnetischer Fluss in der Brücke – für $a/w = 1$ ist die gesamte Brücke von Fluss durchdrungen¹. Unter den perforierten Proben scheint das Dreiecksgitter und die Penrose-Probe ein höheres j_c zu besitzen als die Random-Probe. Erst bei hohen Magnetfeldern $B > 5$ mT zeigt die Random-Probe eine vergleichbare relative Eindringtiefe a/w . Diese Ergebnisse liefern vergleichbare Resultate wie die Transportmessungen bei höheren Temperaturen. Allerdings sind noch mehr Daten notwendig, um zu endgültigen Aussagen zu kommen.

¹Dieser Zustand wird als „Bean critical state“ bezeichnet.

5.3.2 Bitterdekoration der statischen Vortexanordnung in Antidotgittern

In diesem Abschnitt werden die vorläufigen Ergebnisse der Bitterdekoration vorgestellt. Die Fabrikation der Proben erfolgte in Tübingen, die Bitterdekoration wurde von I. Grigorieva *et. al.* in Manchester durchgeführt. Publikationen hierzu sind in Vorbereitung.

Die Bitterdekoration der statischen Vortexverteilung erfolgte stets bei $T \approx 4$ K. Dies ist notwendig, um einzelne Flusswirbel auflösen zu können. Bei Nb-Filmen der Dicke $d = 60$ nm ist die magnetische Ausdehnung der Flusswirbel sehr groß. Selbst bei $T \approx 4$ K beträgt die Eindringtiefe $\Lambda \approx 200$ nm. Bei dieser Temperatur ist es möglich, Vortices einzeln aufzulösen. Dies wurde durch vorhergehende Bitterdekoration an Nb-Filmen der selben Dicke geprüft.

Die Dekoration der Proben erfolgte „Feld-gekühlt“, d.h. die Proben wurden im gewünschten Magnetfeld von oberhalb T_c auf $T \approx 4$ K abgekühlt. Während des Abkühlens sind die Vortices zunächst nicht gepinnt und können sich frei durch den Supraleiter bewegen. Deshalb ändert sich die Vortexkonfiguration fortwährend. In perforierten Proben begeben sich zuvor interstitielle Vortices in die Löcher, da sich mit sinkender Temperatur die Sättigungszahl n_0 der Antidots ändert. Unterhalb einer so genannten Einfriertemperatur T_f ändert sich die Vortexkonfiguration jedoch nicht mehr. Dies lässt sich z.B. durch erhöhtes Pinning sowie durch Zunahme von Randbarrieren bereits besetzter Antidots erklären. Die Bitterdekoration spiegelt daher die Vortexkonfiguration bei T_f wieder, welche typischerweise $t_f = T_f/T_c \approx 0.9$ beträgt.

Abbildung 5.17 zeigt die Vortexkonfiguration bei $B = 2.7B_1$ für ein Dreiecksgitter, eine Penroseanordnung und eine Random-Probe. Das Magnetfeld wurde bestimmt durch Auszählen der Vortices in einer Plain-Probe. Der Durchmesser der Antidots beträgt $D = 300$ nm. Die in der REM-Aufnahme weiß erscheinenden Bitterpartikel ordnen sich an den Positionen der Vortices an. Besetzte Antidots besitzen daher einen weißen Hof um ihren Rand, interstitielle Vortices sind als weiße Flecken im Nb-Film zu erkennen.

Die Anzahl der interstitiellen Vortices der drei Proben ist extrem unterschiedlich. Die Random-Probe zeigt die meisten während die Dreiecks-Anordnung die wenigsten Interstitiellen aufweist. Die Differenz der Vortices in dem Plain-Film mit den interstitiellen Vortices ergibt die Anzahl

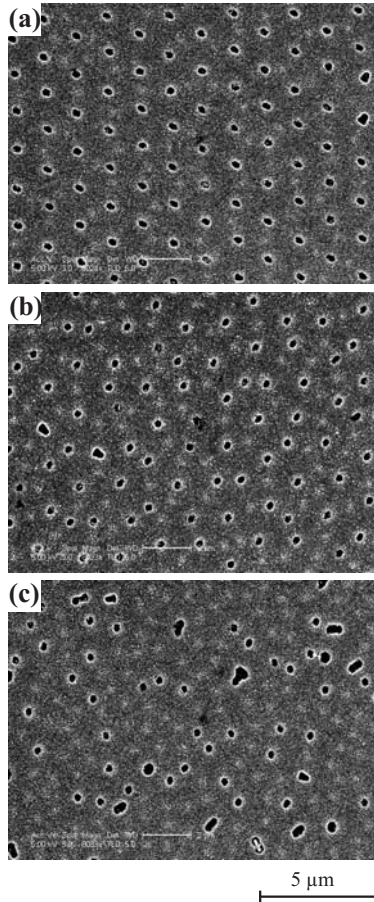


Abbildung 5.17: REM-Aufnahme einer Bitterdekoration an Nb-Filmen mit verschiedenen Anordnungen von Antidots ($D = 300$ nm): Dreiecksgitter (a), Penrosegitter (b) und Random (c). Die Proben wurden im Magnetfeld $B = 2.7B_1$ abgekühlt und bei $T \approx 4$ K dekoriert. Besetzte Antidots haben einen weißen Rand. Interstitielle Vortices sind als helle Flecken im Nb-Film ersichtlich.

der in den Löchern gepinnten Vortices. Daraus lässt sich eine mittlere Anzahl von gepinnten Vortices pro Antidot bestimmen. In Abb. 5.18 ist die (mittlere) Besetzungszahl pro Antidot für drei verschiedene Antidot-durchmesser in Abhängigkeit des Magnetfeldes dargestellt.

Die Dreiecks- und die Penrose-Probe mit den kleinen Antidots ($D =$

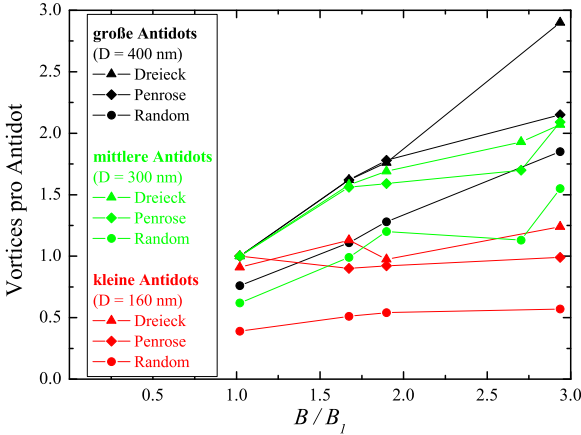


Abbildung 5.18: Mittlere Anzahl von Vortices pro Loch in Abhängigkeit des Magnetfeldes normiert auf das erste Matchingfeld und des Antidotdurchmessers D .

160 nm) zeigen selbst für $B = 3B_1$ eine Besetzungszahl von etwa einem Vortex pro Antidot. Dies lässt vermuten, dass die Sättigungszahl (bei t_f) für diese Proben bei $n_0 = 1$ liegt. Die Random-Probe mit $D = 160$ nm zeigt sehr viele interstitielle Vortices. Dies erklärt den geringen kritischen Strom der Random-Probe im Vergleich zu den anderen perforierten Proben in obigen Transportmessungen.

Für die mittleren Antidots mit $D = 300$ nm ergibt sich dagegen eine Sättigungszahl von $n_0 = 2$ für die Penrose- und die Dreiecks-Probe. Auch hier zeigt die Random-Probe für alle Magnetfelder mehr Interstitielle.

Bei den Proben mit den großen Antidots $D = 400$ nm ist die Besetzungszahl der Penrose- und der Dreiecks-Probe bis $B = 2B_1$ identisch. Für höhere Magnetfelder bilden sich jedoch in der Penrose-Probe mehr interstitielle Vortices.

Offensichtlich ist die Sättigungszahl n_0 nicht nur abhängig vom Magnetfeld, der Antidotdichte und dem Antidotdurchmesser sondern eben auch von der Anordnung der Antidots. Eventuell gibt es unterschiedliche Sättigungszahlen für die individuellen Antidots einer aperiodischen Anordnung.

In Abb. 5.19 ist das Ergebnis der Bitterdekoration für Antidots mit $D = 400$ nm) bei $B = 3B_1$ zu sehen. Die Besetzungszahl der Antidots für das Dreiecksgitter ist mindestens $n_0 = 3$. Das Penrosegitter zeigt er-

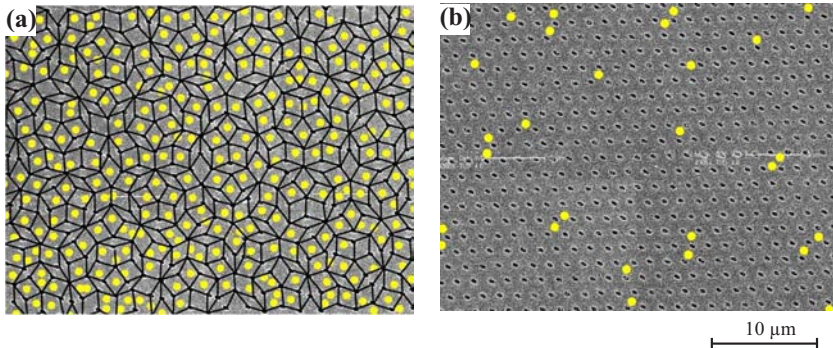


Abbildung 5.19: REM-Aufnahme einer Bitterdekoration an Nb-Filmen mit verschiedenen Anordnungen von Antidots ($D = 400$ nm): Penrosegitter (a), Dreiecksgitter (b). Die Proben wurden im Magnetfeld $B = 2.7B_1$ abgekühlt und bei $T \approx 4$ K dekoriert. Besetzte Antidots haben einen weißen Rand. Interstitielle Vortices wurden durch gelbe Kreise markiert.

hebt sich mehr Interstitielle. Die Anordnung dieser interstitiellen Vortices in dem Penrosegitter erweist sich als äußerst interessant. Die Interstitiellen ordnen sich bevorzugt in der Mitte der großen Rhomben an. Vergleicht man dieses Ergebnis mit obigen Transportmessungen, so findet man folgende Analogie: Die $I_c(B)$ -Messungen zeigen für hohe Temperaturen ein höheres I_c der Penrose-Probe gegenüber dem Dreiecksgitter bei $B \approx 1.6B_1$ (vgl. Abb. 5.11). Bei diesen Temperaturen lässt sich annehmen, dass die Antidots eine Sättigungszahl von $n_0 \approx 1$ besitzen. Für $B = 1.6B_1 \approx (1 + 1/\tau)B_1$ gibt es genau so viele Interstitielle wie große Rhomben. Aufgrund der Bitterdekoration lässt sich annehmen, dass sich die Interstitiellen in den dicken Rhomben anordnen. Offensichtlich sind diese Interstitiellen im Penrosegitter besser gepinnt als die der anderen Anordnungen. Dies könnte an einem so genannten Caging-Effekt liegen, bei welchem die Pinningkraft der Interstitiellen durch die gepinnten Vortices in der Nachbarschaft erhöht ist. Denkbar ist allerdings auch eine Unterdrückung von Channeling durch die gebrochene Translationssymmetrie des Penrosegitters. Für tiefere Temperaturen tritt bei $B \approx 2.6B_1 \approx (2 + 1/\tau)B_1$ ein ähnlicher Effekt auf. Dieser könnte einer äquivalenten Konfiguration mit Sättigungszahl $n_0 = 2$ entsprechen. In der Simulation von Misko *et. al.* wurde übrigens dieselbe Vortexkonfiguration untersucht. Das statische I_c -Kriterium führte verständlicherweise zu keinem erhöhten I_c .

Bis jetzt wurden nur die Ergebnisse der Bitterdekoration bei $B > B_1$ vorgestellt und diskutiert. Es wurde auch Bitterdekoration unterhalb des ersten Matchingfeldes durchgeführt. Leider war es nicht möglich, Vortexkonfigurationen zu finden, welche den Matchingeffekten in den $I_c(B)$ -Kurven der Penrose-Probe zuzuordnen sind. Für $B \leq B_1$ konnten keinerlei interstitielle Vortices im Penrosegitter gefunden werden. Die Peaks in $I_c(B)$ werden aber, so die Annahme der Simulation, eben genau durch die verschiedene Anzahl von Interstitiellen bei unterschiedlichen Magnetfeldern verursacht. Die Einfriertemperatur T_f lässt sich durch Vergleich der experimentell ermittelten Sättigungszahlen n_0 mit dem Wert der Sättigungszahl n^{MS} (vgl. Gleichung 1.21) zu $T_f \approx 0.89T_c$ abschätzen. Die Transportmessungen zeigten allerdings bereits bei $t < 0.997$ keinerlei Peaks in der $I_c(B)$ -Kurve mehr. Mit sinkender Temperatur steigt die Pinningkraft der Antidots an. Für $t < 0.997$ ist es daher energetisch günstiger, wenn alle Vortices sich in die Antidots begeben. Deshalb erscheint es unwahrscheinlich, dass die Bitterdekoration bei einer erheblich tieferen Temperatur $t = 0.89$ die Vortexkonfiguration von $t > 0.997$ widerspiegelt.

Ein weiteres Problem lag am geringen Kontrast der Bitterdekoration für $B < B_1$. Der Absolutwert des Magnetfeldes bei der Dekoration ist wichtig für die Magnetisierung der Bitterpartikel. So war es praktisch unmöglich zu entscheiden, welche Antidots besetzt waren oder nicht. Eine Möglichkeit den Kontrast zu erhöhen, besteht darin, die Dichte der Antidots zu erhöhen. Die Absolutwerte des Magnetfeldes für $B < B_1$ sind dann entsprechend höher². Eine zweite Möglichkeit besteht darin, beim gewünschten Magnetfeld einzukühlen und vor der Bitterdekoration das äußere Magnetfeld deutlich zu erhöhen, ohne die Anzahl der Vortices in den Antidotproben zu erhöhen. Dies ist aufgrund des Probendesigns möglich. Um die perforierten Strukturen gibt es einen geschlossenen Ring von supraleitendem Nb. Unterhalb T_c sollte dieser Ring das zusätzliche äußere Magnetfeld (bis zu einem bestimmten Wert) abschirmen. Das Magnetfeld zur Magnetisierung der Bitterpartikel wäre dann deutlich höher als das eingefrorene Magnetfeld in den perforierten Bereichen der Chips. Dadurch sollte sich der Kontrast in der Bitterdekoration verbessern.

Die zweite Methode wurde bereits experimentell ausprobiert. Allerdings wurde das äußere Magnetfeld bei diesen Versuchen zu stark erhöht.

²Momentan werden Proben mit einer etwa 9 mal höheren Dichte hergestellt

Dadurch kam es zu zusätzlichem Eindringen von Vortices in die perforierten Bereiche. Die Art des Eindringens von zusätzlichem Fluss erwies sich als äußerst interessant und wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

5.3.3 Bitterdekoration von Flusslawinen in Antidotproben

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse der Bitterdekoration von Flussdynamik vorgestellt. Im Gegensatz zu obigen (statischen) Experimenten wurde die Proben nicht im gewünschten Magnetfeld eingekühlt. Stattdessen wurden sie im Nullfeld auf etwa 4 K abgekühlt. Anschließend wurde das Magnetfeld erhöht. Das dadurch entstandene Flussprofil wurde mittels Bitterdekoration abgebildet. Hierbei konnten, ähnlich zu den obig vorgestellten MO-Abbildung, dendritische Flusslawinen gefunden werden. Das Auftreten und die Form der Dendriten in Abhängigkeit der Anordnung, der Dichte und Größe der Antidots wurde systematisch untersucht. Als Proben dienten die in Kapitel 4 vorgestellten Chips mit quadratischen Nb-Strukturen ($200 \times 200 \mu\text{m}^2$), in welchen sich verschiedene Anordnungen von Antidots befinden.

Abhängigkeit von der Antidotanordnung:

Im folgenden werden Bitterdekorationen an Dreiecks-, Penrose- und zufälliger Anordnung von Antidots vorgestellt, welche das Flussprofil bei $B = 3 \text{ mT}$ widerspiegeln. Abbildung 5.20 (a) zeigt das Ergebnis der Dekoration an einer Plain-Probe. Der magnetische Fluss dringt hier homogen ein und zeigt wie in Abb. 5.21 (a) ein kissenförmiges Profil. Die Dreiecks- und die Penrose-Probe [Abb. 5.20 (b) und (d)] zeigen ausgeprägte dendritische Flusslawinen. In dem vergrößerten Bereich aus Abb. 5.20 (b) ist deutlich zu erkennen, dass sich die Dendriten entlang der Antidotreihen ausbreiten. Dadurch wird die Symmetrie der Antidotanordnung widergespiegelt. Die Ausbreitung der Dendriten im Penrosegitter [Abb. 5.20 (d)] erfolgt ebenfalls entlang der Antidots. Hierbei fällt auf, dass die Ausbreitung der Dendriten entlang der kürzesten Antidotabstände erfolgt. Die Abbildungen im Dreiecks- und Penrosegitter zeigen, dass die Ausbreitung der Flussquanten entlang einer Antidotreihe erfolgte (Antidots mit weißem Hof). Die Breite der Dendriten beträgt daher etwa einen Antidotdurchmesser. Die Random-Probe [Abb. 5.20

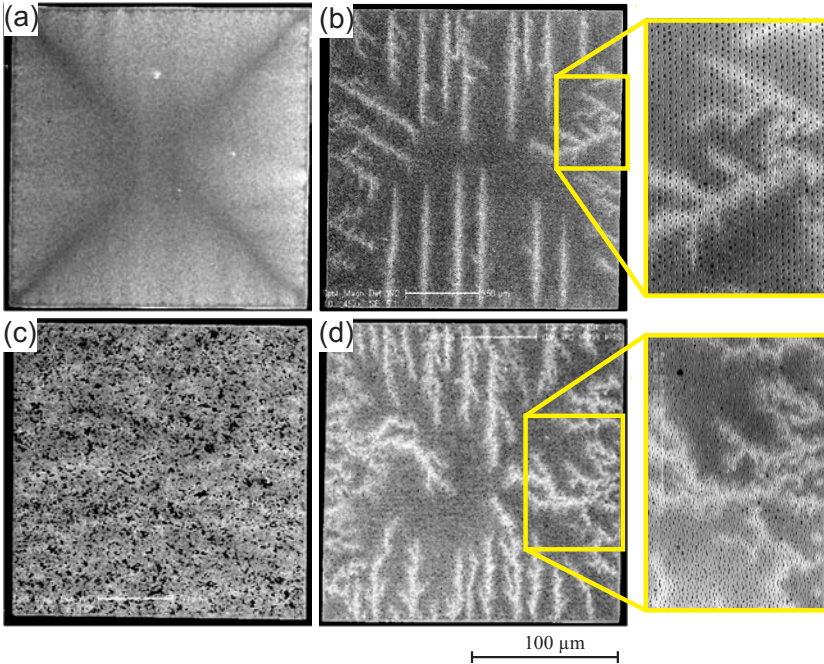


Abbildung 5.20: REM-Aufnahme der Bitterdekoration an Nb-Quadraten ohne Antidots (a), mit einem Dreiecksgitter (b), mit einer zufälligen Anordnung (c) und mit einer Penroseanordnung (d) von Antidots mit Durchmesser $D \approx 400$ nm und Dichte $n_0 = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$. Das Magnetfeld betrug $B = 3$ mT (im Nullfeld gekühlt) bei einer Temperatur von $T = 4$ K.

(c) zeigt ebenfalls Dendriten. Diese sind allerdings stets diffus und nur schwach zu erkennen.

Abhängigkeit von der Antidotdichte:

Abbildung 5.21 (a)-(f) zeigt Bitterdekorationen bei $B = 3$ mT an quadratischen Nb-Strukturen, in welchen sich Antidots des gleichen Durchmessers $D \approx 400$ nm in einem Dreiecksgitter befinden. Die Nb-Strukturen aus Abb. 5.21 (a)-(f) unterscheiden sich lediglich durch die Anzahl der Antidots. In Abb. 5.21 betrug die Antidotdichte $n_P = 0.25n_0$ (a) und stieg bis auf $n_P = n_0 = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$ in (f) an. Bei der kleinsten Dichte [vgl. Abb. 5.21 (a)] sind keine Dendriten zu erkennen. Der magnetische Fluss dringt kissenförmig in die quadratische Nb-Struktur ein.

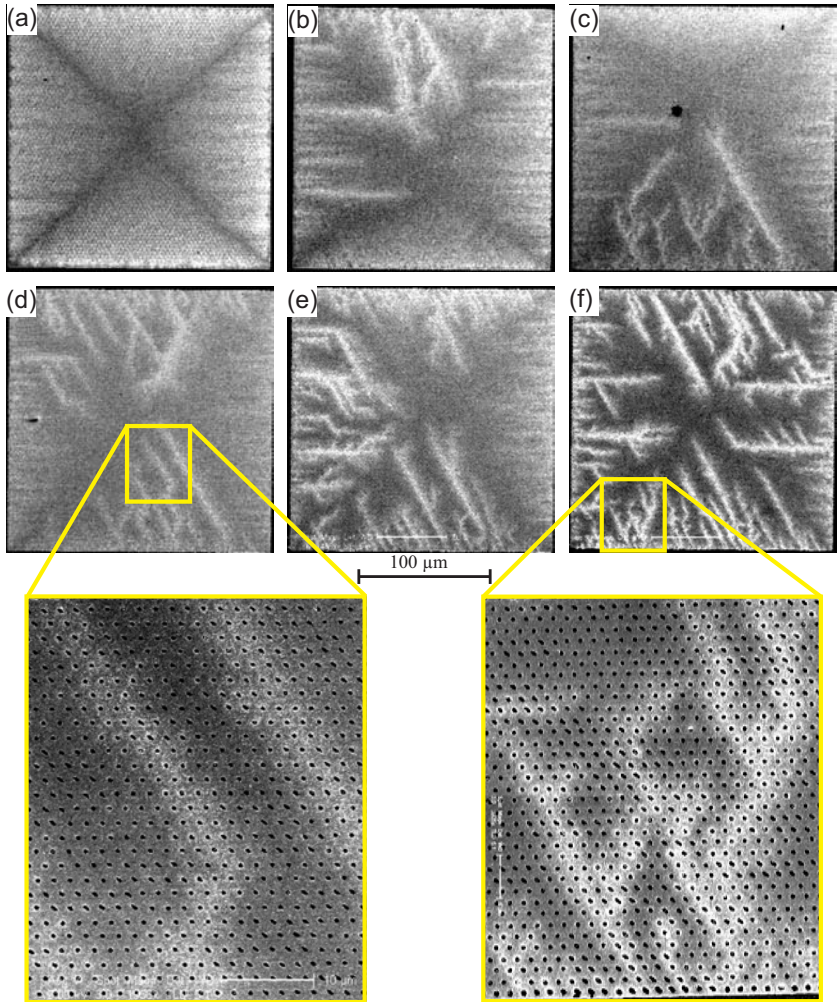


Abbildung 5.21: REM-Aufnahme von dendritischen Flusslawinen in dreieckigen Antidotgittern unterschiedlicher Dichte bei $B = 3$ mT (im Nullfeld gekühlt). Die Antidotdichte n_P beträgt (a) $0.25 n_0$, (b) $0.5 n_0$, (c) $0.618 n_0$, (d) $0.764 n_0$, (e) $0.901 n_0$ und (f) $1.00 n_0$ mit $n_0 = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$.

Dies ist ein bekanntes Phänomen (siehe z.B. BRANDT [1995b]). Offensichtlich dringt der magnetische Fluss bis ins Zentrum der Nb-Struktur ein. Bei der doppelten Antidotdichte [Abb. 5.21 (b)] treten bereits einige wenige Dendriten auf. Die Form der Dendriten ist verschwommen.

Dennoch lassen sich bereits Vorzugsrichtungen in der Ausbreitung feststellen. Die Dendriten von der rechten bzw. von der linken Seite dringen rechtwinklig zum Rand ein, während die Dendriten von oben bzw. unten schräg zum Rand verlaufen. Mit steigender Antidotdichte [Abb. 5.21 (c)-(f)] nimmt die Anzahl der Dendriten zu. Des weiteren erscheint die Form der Dendriten weniger verschwommen. Mit zunehmender Anzahl von Dendriten nimmt die räumliche Ausdehnung des kontinuierlichen Flussprofils vom Rand ab. Dies ist besonders gut bei Abb.5.21 (e) zu sehen. Hier sind die Dendriten auf der linken und der unteren Seite des Nb-Quadrats besonders zahlreich vorhanden. Auf diesen Seiten ist kein homogenes Eindringen von Fluss zu beobachten. Ein kissenförmiges Flussprofil ist dagegen auf der rechten und auf der oberen Seite zu erkennen, bei welchen keine Dendriten vorhanden sind.

Abhängigkeit von der Antidotgröße:

In Abb. 5.22 wurde die Abhängigkeit des Flusseindringens bei einem Penrosegitter mit drei verschiedenen Durchmesser untersucht. Die großen Löcher [Abb. 5.22 (a)] zeigen eine große Anzahl von scharf lokalisierten Dendriten. Die Vergrößerung von Abb. 5.22 (a) zeigt, dass die Breite der Dendriten oft nur einen Antidotdurchmesser beträgt. Bei den mittleren Löcher [Abb. 5.22 (b)] sind weniger Flusslawinen zu beobachten. Diese sind allerdings wesentlich größer in ihrer räumlichen Ausdehnung (Breite und Länge). Die Breite der Dendriten erstreckt sich über mehrere Antidotabstände [siehe Vergrößerung von Abb. 5.22 (b)].

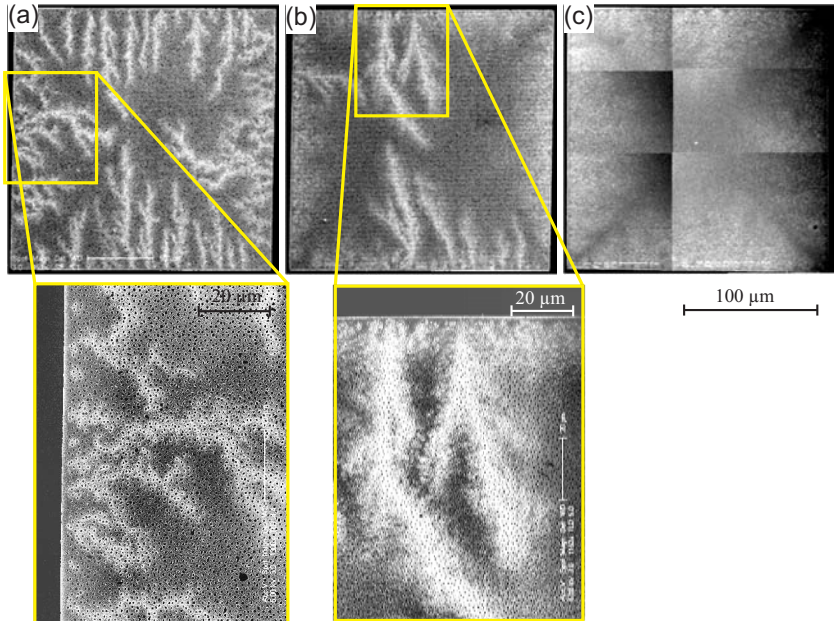


Abbildung 5.22: Thermomagnetische Instabilitäten in Abhängigkeit des Antidotdurchmessers bei $B = 3$ mT (im Nullfeld gekühlt) und $T = 4$ K. Die Probe mit großen Antidots $D \approx 400$ nm (a) zeigt die meisten Dendriten, deren Breite etwa einen Antidotdurchmesser [siehe Vergrößerung (a)] beträgt. Bei den (mittleren) Antidots mit $D \approx 300$ nm (b) sind nur wenige Dendriten zu erkennen. Ihre räumliche Ausdehnung erstreckt sich dabei über mehrere Antidotabstände [Vergrößerung von (b)]. Bei den kleinen Antidots $D \approx 200$ nm dringt der magnetische Fluss homogen ein und zeigt kein lawinenartiges Verhalten.

Zusammenfassung und Diskussion:

Die Ergebnisse der Bitterdekoration des Flusseindringens in perforierte Nb-Quadrate lassen sich folgendermaßen zusammenfassen. Es wurden die ersten systematische Untersuchungen von Flusslawinen an künstlichen Antidotgittern, gemäß des Vorschlags von Altshuler (ALTSHULER und JOHANSEN [2004]), durchgeführt. Das Auftreten von Flusslawinen geschieht bevorzugt in einem bestimmten Magnetfeldbereich. Dieser Effekt ist allgemein bekannt und lässt sich im Rahmen eines thermomagnetischen Modells beschreiben (siehe z.B. JOHANSEN *et al.* [2002], DENISOV *et al.* [2006a], YURCHENKO *et al.* [2007]). Des weiteren ist das Auftreten von Dendriten stark abhängig von der Antidotgröße und der Antidotdichte. Bei großen und dicht beieinander liegenden Antidots treten viele Dendriten auf, deren Breite teils nur ein Antidotdurchmesser beträgt. Bei kleinen Löchern und/oder geringer Antidotdichte dringt der magnetische Fluss homogen in den Supraleiter ein. Auch dieser Effekt lässt sich verstehen. Das Auftreten von Flusslawinen geschieht erst oberhalb eines so genannten „Threshold“ Magnetfeldes B_{th} . Dieses hängt wiederum von der kritischen Stromdichte j_c ab (DENISOV *et al.* [2006a,b], ALBRECHT *et al.* [2007]). In Abb. 5.23 ist schematisch der Verlauf $B_{th}(j_c)$ eingezeichnet.

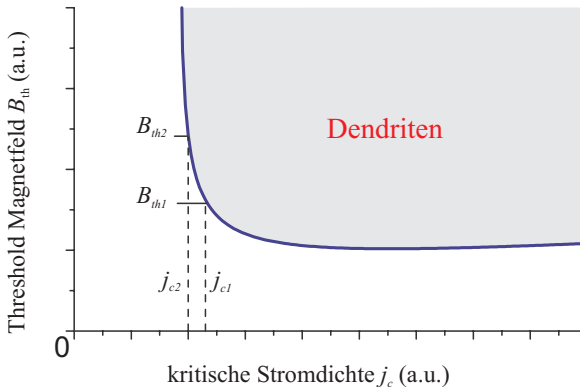


Abbildung 5.23: Abhängigkeit des „Threshold“ Magnetfeldes B_{th} von der kritischen Stromdichte j_c . Nur im grau eingefärbten Bereich treten Flusslawinen auf. (modifiziert aus ALBRECHT *et al.* [2007])

Für die Plain-Probe erwartet man die kleinste kritische Stromdichte j_c . Mit steigender Antidotdichte und/oder zunehmendem Antidotdurchmes-

ser erwartet man eine wachsende kritische Stromdichte $j_c(n_P, D)$. Betrachtet man die Ergebnisse der Bitterdekoration bei festem Magnetfeld, so lässt sich vermuten, dass die Ursache für das unterschiedliche Auftreten, der Anzahl und der Form der Dendriten im verschiedenen $j_c(n_P, D)$ der Proben liegt. Während für die Plain-Probe stets $B = 3 \text{ mT} < B_{th}$ gilt, wird bei den perforierten Proben das „Threshold“ Magnetfeld B_{th} überschritten.

Treten Flusslawinen auf, so so breiten sie sich von Antidot zu Antidot aus. Dies hat zur Folge, dass die Dendriten in einem Dreiecksgitter die Geometrie des Gitters widerspiegeln. In einem Penrosegitter erscheinen die Dendriten zunächst diffus. Bei genauer Betrachtung lässt sich allerdings auch hier eine Systematik wiederfinden. Die Ausbreitung erfolgt hier bevorzugt in Richtung des nächstgelegenen Antidots. Anscheinend ist es für die Vortices von Vorteil, die Länge der thermischen Spur zu minimieren. Die Kombination des Verständnisses des Auftretens und der

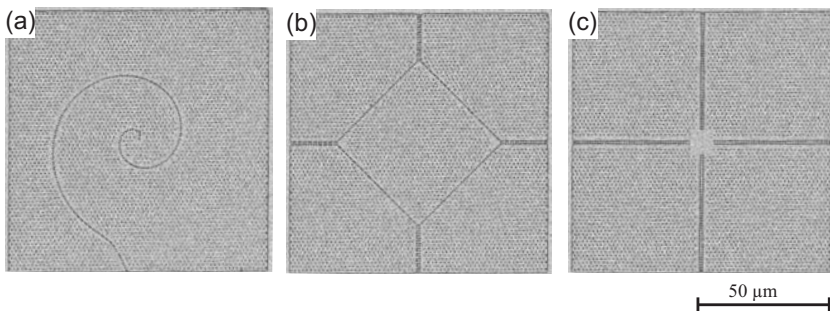


Abbildung 5.24: REM-Aufnahmen der Proben mit dem Design für geführte Vortexbewegung. Alle Proben besitzen ein Antidotgitter (Dreiecks- oder Penrosegitter) welchem eine zusätzliche Struktur von einer oder zwei Reihen von Antidots mit kürzerem Antidot-Abstand in Form einer Spirale (a), einer Raute (b) oder einem Kreuz (c) überlagert wurde.

Ausbreitungsrichtung von Dendriten in Abhängigkeit der Antidots führten zur Planung eines neuen Experiments. Das Ziel ist es, die Bewegung von Vortices auf einem Chip nur durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes zu manipulieren. Hierzu wurde einem Antidotgitter (Dreiecks- oder Penrosegitter) eine ein- oder zweireihige Struktur von Antidots überlagert. Durch den kürzeren Abstand der Antidots soll die Flusslawine entsprechend der Form der Struktur (z.B. Spirale, Raute o.ä.) auf dem Chip

gezielt geführt werden. Das zusätzliche Antidotgitter soll eine genügend hohe kritische Stromdichte für das Auftreten von Dendriten garantieren. Abbildung 5.24 (a)–(c) zeigen exemplarisch Nb-Quadrate für diese Art von Experiment.

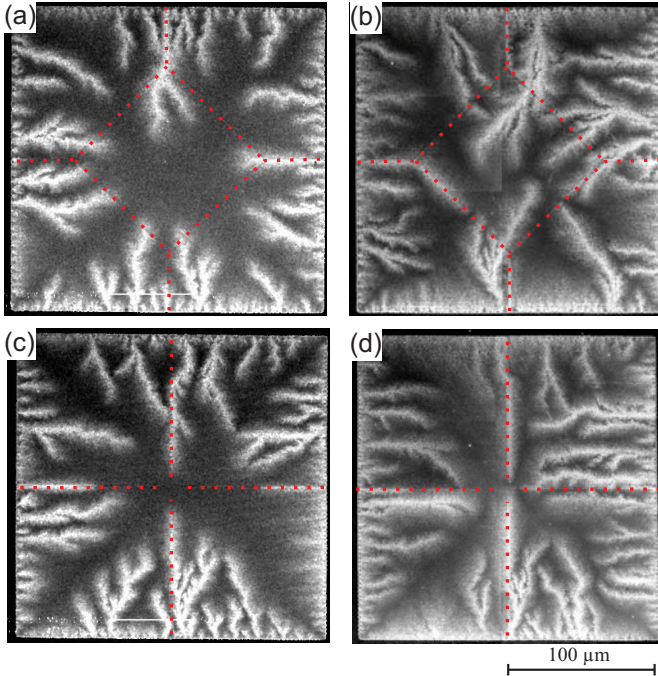


Abbildung 5.25: REM-Aufnahme von dendritischen Flusslawinen in Chips mit zweireihigen Strukturen von Antidots (angedeutet durch rotgestrichelte Linien) zur gezielten Führung von Flusslawinen. Der Abstand der Antidots in der Führungs-Struktur beträgt $1 \mu\text{m}$, die Antidotdichte des unterliegenden Antidotgitters beträgt $n_p = 0.52 \mu\text{m}^{-2}$. Das Verhältnis der Antidotdurchmesser der Führungs-Struktur zum Antidotgitter ist geringer als Faktor zwei. Das Magnetfeld (im Nullfeld gekühlt) der Dekoration betrug $B = 4 \text{ mT}$ (a), (c) und $B = 5 \text{ mT}$ (b), (d). In den Quadranten (a) und (b) ist eine raute-förmige Führung einem Penrosegitter überlagert. In den Quadranten (c) und (d) wurde eine kreuzförmige Struktur einem dreieckigen Antidotgitter überlagert.

In Abbildung 5.25 sind erste Bitterdekorationsexperimente an solchen Chips gezeigt. Die Form der Führungs-Struktur ist durch gepunktete rote Linien angedeutet. Deutlich ist zu erkennen, dass die zweireihige Struk-

tur von Antidots zu einer geführten Bewegung der Dendriten führt. So ist es in Abbildung 5.25 (d) beispielsweise gelungen vier Dendriten bis ins Zentrum des Chips zu führen. Allerdings tritt eine Vielzahl von (nicht gewollten) anderen Dendriten auf, welche sich in dem unterliegenden Antidotgitter ausbreiten. Offensichtlich war bei diesen Chips das Verhältnis der Antidotdichte bzw. -größe des Gitters und der Führungsstruktur nicht optimal gewählt. Experimente an Chips mit anderen Parametern sind in Vorbereitung.

Sollte dieses Experiment gelingen, so wäre dies nicht nur von grundlegendem Interesse. Die Form einer Flusslawine wäre nicht mehr zufällig (RUDNEV *et al.* [2005]), sondern ließe sich dann reproduzierbar modifizieren. Zusätzlich wäre die fraktale Dimension (RUDNEV *et al.* [2005]) der Flusslawinen deutlich (auf 1) reduziert. Des weiteren wäre es möglich magnetischen Fluss an gezielte Stellen auf einem Chip ohne das Anlegen von Transportströmen zu führen. Geführte Vortexbewegung durch Antidots wurde bereits vor kurzem mit MO-Abbildung an YBCO-Filmen visualisiert³ (YURCHENKO *et al.* [2006]). Die Kontrollierbarkeit von Flusslawinen könnten völlig neue Experimente ermöglichen, bei welchen Effekte wie Flussfokussierung relevant sind.

³In diesem Experiment wurden jedoch nicht einzelne Flusslawinen untersucht, sondern lediglich nachgewiesen, dass die Flussbewegung entlang der Antidots verläuft.

5.4 Zufällig verdünnte Dreiecksgitter

Das Projekt der zufällig verdünnten Dreiecksgitter wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit begonnen. Ein Großteil der Messungen/Messreihen wurden jedoch von Daniel Bothner während seiner Diplomarbeit (BOTHNER [2008]) durchgeführt, welche im Rahmen der vorliegenden Arbeit betreut wurde. Eine Veröffentlichung der Ergebnisse ist in Vorbereitung (KEMMLER *et al.* [2008]).

5.4.1 Probencharakterisierung

Insgesamt wurden 24 Nb-Brücken (Breite $W = 200 \mu\text{m}$ und Länge $L = 640 \mu\text{m}$) in Sets mit unterschiedlichem Antidotdurchmesser D gemessen. Zunächst erfolgte die Bestimmung von T_c durch eine $R(T)$ -Messung im Nullfeld bei einem Bias-Strom von $2 \mu\text{A}$. T_c wurde durch lineare Extrapolation der $R(T)$ -Kurven nahe des Übergangsbereichs $R = 0$ bestimmt. T_c markiert somit den Onset des nicht verschwindenden Widerstands.

Alle Proben zeigten ähnliche kritische Temperaturen ($T_c \approx 8.5 \text{ K}$) mit einer Variation von wenigen mK innerhalb eines Sets von Brücken. Der Normalwiderstand beträgt zwischen $R_n = 5.0 \Omega - 5.8 \Omega$, je nach Dichte der Antidots n_p und deren Durchmesser D .

Innerhalb eines Sets ($D = \text{const}$) mit konstanter Dichte n_p (skalierte Gitter), zeigte R_n unterschiedlicher Brücken Variationen unterhalb $\pm 2\%$.

Die Plain-Brücke (aus Set #4-A) besitzt $R_n = 5.0 \Omega$, dies führt zu dem spezifischen Widerstand von $\rho_n = R_n dW/L = 9.4 \mu\Omega\text{cm}$.

Mit der Relation $\rho l = 3.72 \times 10^{-6} \mu\Omega\text{cm}^2$ (MAYADAS *et al.* [1972]) erhält man eine mittlere freie Weglänge von $l = 4.0 \text{ nm}$.

5.4.2 Messungen

In diesem Abschnitt werden die Messungen an Nb-Brücken mit zufällig verdünnten Antidotgittern vorgestellt. Die Messungen erfolgten in dem in Kapitel 3 beschriebenen Aufbau mit batteriebetriebenen Verstärkern und Stromquellen. Zur I_c -Bestimmung diente für alle Messungen ein dynamisches Spannungskriterium mit $V_c = 1 \mu\text{V}$.

Gleiche Dichte von Pinningzentren (skaliert)

Zunächst werden die Messungen an skalierten Antidotgittern vorgestellt. Insgesamt wurden 3 Sets auf zwei Chips (Set #3-B, #4-A,B) untersucht. Jedes Set beinhaltet 5 Brücken mit zufällig verdünnten Antidotgittern mit $P_d = 0.0$ bis 0.8 , sowie einer Brücke ohne Antidots (Plain). Der Gitterabstand $a(P_d)$ variiert mit der Verdünnung P_d [$a(0.0) = 3.4 \mu\text{m}$ bis $a(0.8) = 1.5 \mu\text{m}$], um eine konstante Antidotdichte $n_p = 0.1 \mu\text{m}^{-2}$ aller perforierten Brücken zu garantieren. Diese Dichte führt zu einem gleichen „Density Matching“-Feld $B_1^p = 0.21 \text{mT}$ aller perforierten Brücken.

Abbildung 5.26 zeigt $I_c(B)$ -Kurven von 6 Nb-Brücken mit verschiedener Verdünnung $P_d = 0 \dots 1$ (Set #4-A; $D = 260 \text{nm}$). Die Graphen (a) – (h) zeigen Messdaten für verschiedene reduzierte Temperaturen $t = 0.9995$ bis 0.9945 . Für $P_d = 0$ können leider nur Daten in Graph (b) bis (d) gezeigt werden, da diese Brücke nach ersten Messungen und erneutem Bonden beschädigt wurde. Um einen Vergleich innerhalb der kompletten Messreihe zu ermöglichen, werden zusätzlich die Messdaten von Brücken mit $P_d = 0$ anderer Sets gezeigt [#4-B; ($D = 360 \text{nm}$) und #3-B; ($D = 450 \text{nm}$)]. Diese Brücken besitzen allerdings etwas größere Antidots. Die größeren Pinningzentren bewirken unterhalb von B_1^p ein höheres I_c . Dies ist beispielsweise in Graph (c) ersichtlich. Hier sind die $I_c(B)$ -Kurven von den drei verschiedenen ($P_d = 0$)-Kurven bei derselben reduzierten Temperatur eingezeichnet. Für $B > B_1^p$ liegen die drei Kurven exakt übereinander. Für $B \leq B_1^p$ dagegen zeigt I_c folgende Abhängigkeit vom Antidotdurchmesser D : $I_c(D = 450 \text{nm}) > I_c(D = 360 \text{nm}) > I_c(D = 260 \text{nm})$.

Vergleicht man die generelle Form der $I_c(B)$ -Kurven aus Abb.5.26, so findet man deutliche Unterschiede zwischen den unverdünnten Gittern ($P_d = 0$), den zufällig verdünnten Gittern ($0.2 \leq P_d \leq 0.8$) und der Plain-Brücke ($P_d = 1$).

Im Nullfeld und bei derselben reduzierten Temperatur t sind die kritischen Ströme der perforierten Brücken praktisch identisch. Auch $I_c(B = 0)$ der Plain-Probe weicht nicht sehr von $I_c(B = 0)$ der perforierten Brücken ab. Für $B \neq 0$ dagegen zeigen sich große Unterschiede. Im Gegensatz zu den perforierten Brücken zeigt die Plain-Brücke bereits für kleine Magnetfelder $B \approx 20 \mu\text{T} \approx 0.1 B_1^p$ einen schnellen Abfall von $I_c(B)$, gefolgt von einem Bereich, in welchem sich I_c mit wachsendem Magnetfeld fast nicht mehr ändert.

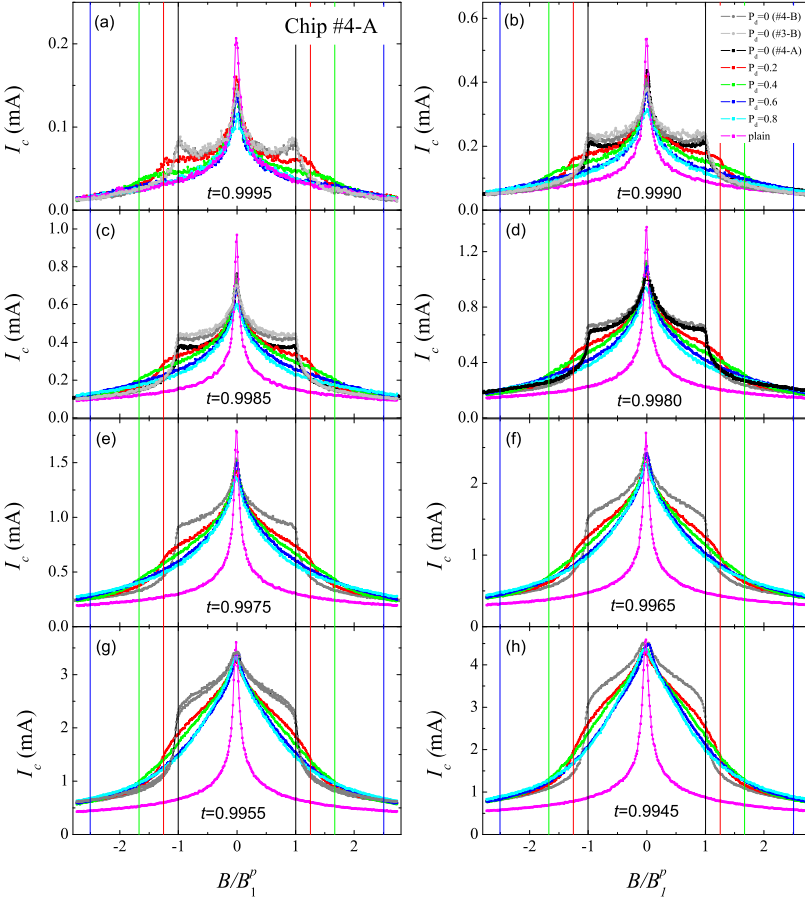


Abbildung 5.26: I_c vs B/B_1^p für skalierte Antidotgitter mit Gitterkonstante $a(P_d)$ (feste Antidotdichte n_p und Matchingfeld B_1^p): Direkter Vergleich von verschiedenen Nb-Brücken [Set #4-A; $D = 260$ nm und Sets #4-B ($D = 360$ nm) und #3-B ($D = 450$ nm) für $P_d = 0$] mit verschiedenen Verdünnungen $P_d = 0.0$ bis 0.8 , sowie einer Brücke ohne Antidots (Plain). Die reduzierte Temperatur lag zwischen $t = 0.9995$ (a) bis $t = 0.9945$ (h). Das Spannungskriterium lag bei $V_c = 1 \mu\text{V}$. Die vertikalen Linien zeigen die Felder $\pm B_1^l(P_d)/B_1^p$. (modifiziert und ergänzt aus KEMMLER et al. [2008])

Der kritische Strom der unverdünnten Probe sinkt für kleine Magnetfelder weniger stark ab als die Plain-Probe und führt zu einer Plateau-ähnlichen Struktur mit einem Peak in $I_c(B)$ bei $B = B_1^p (= B_1^l)$. Für

$B > B_1^p$ gibt es einen starken Abfall in I_c mit wachsendem Magnetfeld, welcher dem Abfall der Plain-Probe nicht unähnlich ist.

Die verdünnten perforierten Proben zeigen für kleine Magnetfelder ein ähnliches Verhalten wie die unverdünnte Probe. Die plateauartige Struktur verschwindet jedoch zunehmend mit steigender Verdünnung. Alle verdünnten Proben zeigen keinen „Density Matching“-Effekt bei $B = B_1^p$ in den $I_c(B)$ -Kurven. Dies steht im Gegensatz zu den Simulationen von REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007], bei welchen zumindest kleine Peaks in $I_c(B)$ bei $B = B_1^p$ für $P_d \leq 0.4$ vorhergesagt wurden.

Ein „Lattice Matching“-Effekt bei $B = B_1^l(P_d) = \frac{B_1^p}{1-P_d}$ (siehe durchgezogene vertikale Linien in Abb. 5.26), bei welchem die Flusslinien in einem Dreiecksgitter kommensurabel mit dem unterliegenden Antidotgitter sind, ist dagegen zu erkennen. Die verdünnten Proben mit $P_d = 0.2$ und 0.4 zeigen in der $I_c(B)$ -Kurve bei $B_1^l(P_d)$ eine Schulterstruktur, welche mit wachsendem P_d und/oder sinkender Temperatur allmählich auschmiert. Einen Peak in $I_c(B)$ bei B_1^l zeigt nur die Brücke mit $P_d = 0.2$ bei der höchsten Temperatur $t = 0.9995$.

Für $B < B_1^p$ sinkt der kritische Strom I_c mit wachsender Verdünnung P_d . Interessanterweise kehrt sich dieser Effekt für $B > B_1^p$ um. Hier zeigen die verdünnten Gitter ein erhöhtes I_c im Vergleich zur unverdünnten Brücke. Dieser Effekt ist für alle untersuchten Temperaturen zu beobachten. Des weiteren zeigt sich, dass die Brücken unterschiedlicher Verdünnung P_d in den „Lattice Matching“-Feldern $B_1^l(P_d)$ den höchsten kritischen Strom unter allen anderen Brücken besitzt.

Beide Effekte stimmen qualitativ mit den Simulationen von Reichhardt *et al.* überein (REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007]).

Abbildung 5.27 zeigt die Temperaturabhängigkeit der $I_c(B)$ -Kurven separat für verschiedene Verdünnungen P_d . Der kritische Strom $I_c(B)$ wurde auf $I_c(B = 0)$ normiert.

Für $P_d = 0$ [Abb. 5.27 (a)] sieht man, dass mit sinkender Temperatur $I_c/I_c(0)$ für alle nicht verschwindenden Magnetfelder ansteigt. Der Anstieg für $B < B_1^p = B_1^l$ ist deutlich stärker als im Matchingfeld B_1^p . Dies hat zur Folge, dass der bei hohen Temperaturen vorhandene Peak in I_c zunehmend verschwindet. Für Magnetfelder $B > B_1^p$ ist die Änderung in $I_c/I_c(0)$ (mit Ausnahme der beiden höchsten Temperaturen) verschwin-

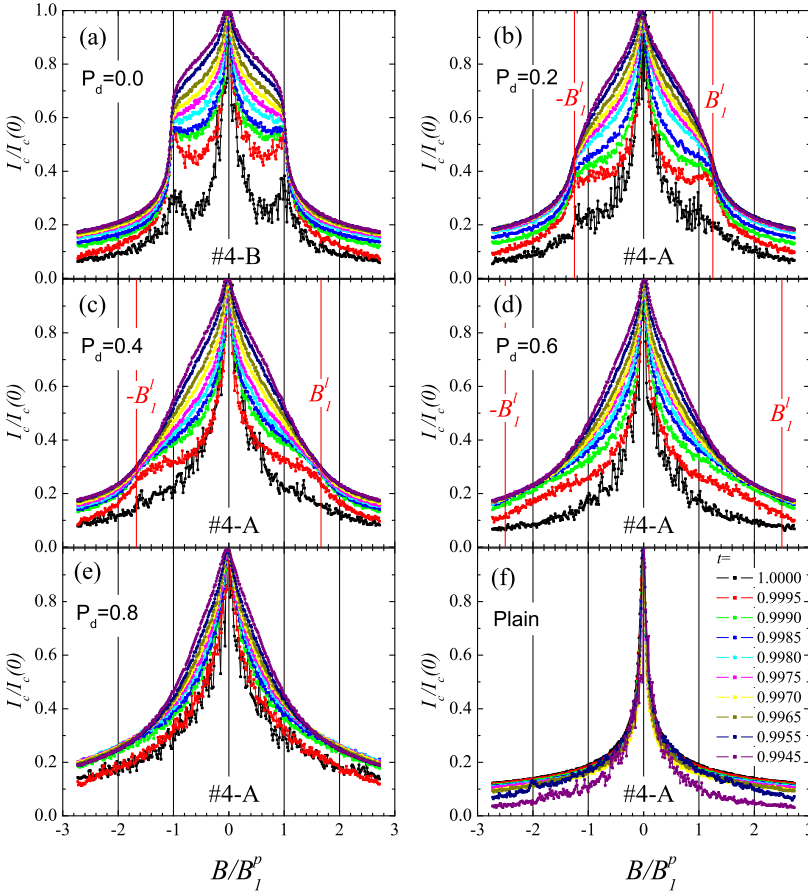


Abbildung 5.27: $I_c/I_c(0)$ versus B/B_1^p für skalierte Antidotgitter mit Gitterkonstante $a(P_d)$ (feste Antidotdichte n_p und Matchingfeld B_1^p): Vergleich der Temperaturabhängigkeit für verschieden verdünnte Brücken [Set #4-A; $D = 260$ nm und Set #4-B ($D = 360$ nm)]. Die reduzierte Temperatur lag zwischen $t = 1.0000$ und $t = 0.9945$. Das Spannungskriterium betrug $V_c = 1 \mu\text{V}$. Die vertikalen Linien zeigen die Felder $\pm B_1^l(P_d)/B_1^p$. (modifiziert und ergänzt aus KEMMLER et al. [2008])

dend gering.

Bei der Probe mit $P_d = 0.2$ [Abb. 5.27 (b)] steigt I_c vor allem für $B < B_1^p$ mit sinkender Temperatur an. Bei $B = B_1^l$ ist (mit Ausnahme der höchsten Temperatur) $I_c/I_c(0)$ bei allen Temperaturen nahezu

identisch. Deshalb verschwindet mit sinkender Temperatur die plateauartige Struktur in $I_c(B)$. Für $B > B_1^l$ ergibt für $t < 0.9995$ nahezu keine Änderung von $I_c(B)/I_c(0)$.

Die Probe $P_d = 0.4$ [Abb. 5.27 (c)] zeigt ebenfalls den maximalen Anstieg von $I_c/I_c(0)$ unterhalb von B_1^p . Bei $B = B_1^l$ ergibt sich für $t \leq 0.9995$ wieder nahezu keine Änderung mit sinkender Temperatur.

Die Proben $P_d = 0.6$ und 0.8 zeigen für $t < 0.9995$ wesentliche Änderung von $I_c/I_c(0)$ nur für $B < B_1^p$. Die Form der $I_c(B)$ -Kurven ähneln denen der Random-Probe aus Abb. 5.7. Ab dem Magnetfeld $B \approx 2B_1^p$ findet man nahezu identische Kurven.

Die Plain-Probe zeigt erwartungsgemäß keinerlei Matchingeffekte. Der Verlauf von $I_c(B)/I_c(0)$ ist praktisch unabhängig von der Temperatur.

Die Messungen aus Abb. 5.27 scheinen zu zeigen, dass die Temperaturabhängigkeit von I_c im „Lattice Matching“-Feld und im „Density Matching“-Feld unterschiedlich ist. $I_c(B_1^l)$ scheint die gleiche Abhängigkeit von der Temperatur zu zeigen wie $I_c(0)$. $I_c(B \leq B_1^p)$ dagegen steigt mit sinkender Temperatur schneller an als $I_c(0)$. Dies führt zum Verschwinden von Peaks bzw. von Plateaus in der $I_c(B)$ -Kurve mit sinkender Temperatur.

Abbildung 5.28 zeigt die $V(I)$ -Kurven unterschiedlicher Verdünnung bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9945$ und dem Magnetfeld $B \approx 2B_1^p$. Die korrespondierenden $I_c(B)$ -Kurven sind in Abb. 5.26 (h) zu sehen. Die $V(I)$ -Kurve mit $P_d = 0$ (siehe oberes Inset Abb. 5.28) zeigt zwei kritische Ströme. Für $I > I_{c,1} \simeq 0.9$ mA beginnen die interstitiellen Vortices sich zu bewegen. Für $I > I_{c,2} \simeq 3$ mA gibt es einen abrupten Anstieg in der $V(I)$ -Kurve. Der Wert von $I_{c,2}$ entspricht gerade dem kritischen Strom $I_c(B_1^l)$ der $P_d = 0$ Probe aus Abb. 5.26 (h). Daher lässt sich der Knick in der $V(I)$ -Kurve durch das zusätzliche Losreißen der Vortices in den Pinningzentren verstehen. Diese zusätzliche Vortextbewegung führt zu einer anderen Steigung in der $V(I)$ -Kurve oberhalb $I_{c,2}$.

Im Bereich kleiner Spannungen (unteres Inset in Abb. 5.28) sieht man den Einfluss der Verdünnung P_d auf den Flux-Flow-Widerstand. Der kritische Strom $I_{c,1}$, ab welchem die Proben eine nicht verschwindende Spannung aufweisen, ist mit Ausnahme der Plain-Probe für alle Verdünnung praktisch gleich (innerhalb der Auflösungsgrenze der Messung). Die Steigung der $V(I)$ -Kurven oberhalb von $I_{c,1}$ zeigt jedoch eine

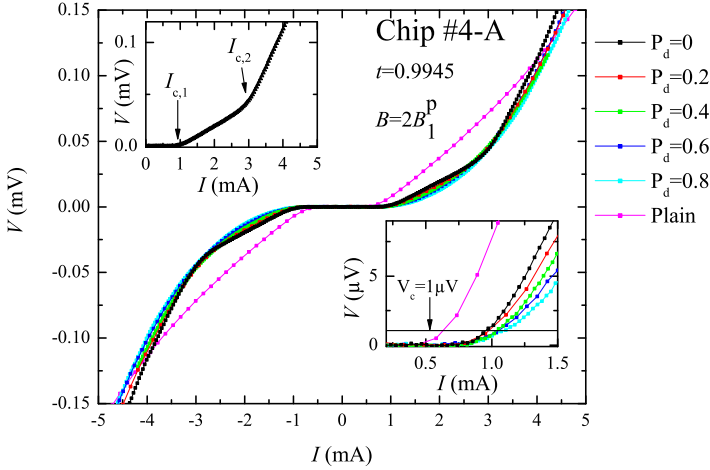


Abbildung 5.28: $V(I)$ -Messungen bei $t = 0.9945$ und $B \approx 2B_1^p$ für skalierte Antidotgitter mit $P_d = 0.0$ von Chip #4-B und $P_d = 0.2$ bis 1.0 (Plain) von Chip #4-A. Das obere Inset zeigt die $V(I)$ -Kurve der unverdünnten Brücke. Deutlich sind zwei kritische Ströme $I_{c,1}$ und $I_{c,2}$ zu erkennen. Das untere Inset zeigt die $V(I)$ -Kurven vergrößert im Bereich kleiner Spannungen.

deutliche Abhängigkeit von P_d . Generell scheinen die Kurven mit wachsender Verdünnung P_d zunehmend zu verrunden, während die Probe mit $P_d = 0$ noch einen nahezu linearen Bereich für $I_{c,1} < I < I_{c,2}$ zeigt. Der Spannungsabfall für Ströme $I_{c,1} < I < I_{c,2}$ sinkt mit wachsender Verdünnung. Der geringere Flux-Flow-Widerstand lässt sich durch eine wachsende Viskosität der Vortextbewegung mit wachsender Verdünnung P_d erklären. Dieser Effekt ist in Übereinstimmung mit den Vorhersagen von Reichhardt *et al.* (REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007]). In ihrer Simulation wird die Unterdrückung von Channeling der interstitiellen Vortices durch die Reihen gepinnter Vortices als Ursache des erhöhten kritischen Strom für $B > B_1^p$ zufällig verdünnter Pinninggitter im Vergleich zu unverdünnten Proben genannt. Die Definition eines dynamischen Spannungskriteriums führt daher zu größeren kritischen Strömen der Proben mit $P_d \neq 0$. Die schwarze durchgezogene Linie deutet das für die $I_c(B)$ -Messungen in Abb. 5.26 (h) gewählte Spannungskriterium von $V_c = 1 \mu\text{V}$ an. Ein höheres V_c in der $I_c(B)$ -Messung der Proben hätte offensichtlich noch deutlicher den Vorteil zufällig verdünnter Pinninggitter für $B > B_1^p$ zum Vorschein gebracht.

Gleiche Gitterabstände von Pinningzentren (fixed)

In einem anderen Experiment wurden zufällig verdünnte Pinninggitter (Sets #1-B und #2-B) untersucht, bei welchen der Abstand benachbarter Antidots konstant gehalten wurde. Die Gitterkonstante des unverdünnten Gitters betrug $a = 1.5 \mu\text{m}$. Für diese Proben erwartet man ein konstantes „Lattice Matching“-Feld B_1^l und ein reduziertes „Density Matching“-Feld $B_1^p = (1 - P_d)B_1^l$ mit steigender Verdünnung P_d . Die Antidotdichte der Probe mit $P_d = 0.8$ ist identisch mit der Dichte der skalierten Proben.

Abb. 5.29 zeigt $I_c(B)$ -Messungen für Brücken mit $P_d = 0.0$ bis 0.6 aus Set #1-B ($D = 300 \text{ nm}$) sowie für die Proben mit $P_d = 0.8$ und 1.0 (Plain) aus Set #4-A ($D = 260 \text{ nm}$). Die reduzierte Temperatur lag zwischen $t = 0.9995$ (a) bis $t = 0.9945$ (h). Die „Density Matching“-Felder $B_1^p(P_d)$ für die verschiedenen Werte von P_d sind als durchgezogene Linien (farblich getrennt) eingezeichnet.

Die Brücke mit $P_d = 0$ zeigt ausgeprägte Peaks in $I_c(B)$ für das erste Matchingfeld $B = B_1^l (= B_1^p)$. Für Temperaturen $t < 0.9995$ ist auch der Peak des zweiten Matchingfeldes $B = B_2^l = 2B_1^l$ deutlich zu erkennen.

Die Proben mit $P_d = 0.2$ und 0.4 zeigen auch Peaks in $I_c(B)$, allerdings nur für die beiden höchsten Temperaturen ($t = 0.9995$ und 0.9990) in Abb. 5.29(a) und (b). Diese Peaks sind deutlich breiter als die Peaks der unverdünnten Probe und befinden sich etwas oberhalb dem theoretisch zu erwartenden „Density Matching“-Feldes $B_1^p(P_d)$. Im Bereich der Peaks liegt I_c oberhalb des kritischen Stroms der unverdünnten Probe. Mit sinkender Temperatur verschwinden die Peaks zunehmend und gehen in Schulter-ähnliche Strukturen über.

Die Proben mit $P_d = 0.2$ und 0.4 zeigen zusätzlich noch einen Matchingeffekt bei B_2^l . Dies äußert sich durch einen starken Abfall von I_c für Magnetfelder oberhalb von B_2^l .

Für $P_d = 0.6$ ist kein Peak in $I_c(B)$ mehr zu beobachten. Dennoch sieht man einen Effekt der verbliebenen Antidots. Im Feldbereich unterhalb des „Density Matching“-Feldes $B_1^p(P_d)$ zeigt für $t > 0.9985$ auch diese Probe ein leicht höheres I_c trotz vergleichbarem $I_c(0)$.

Die Probe mit $P_d = 0.8$ und die Plain-Probe wurden innerhalb der Messreihe von Set #4-A (vgl. Abb. 5.26) vermessen. Deshalb existieren leider keine Messdaten für den gesamten Feldbereich. Die Messdaten für $P_d = 0.8$ passen, trotz des um etwa 10% kleineren Antidotdurchmessers,

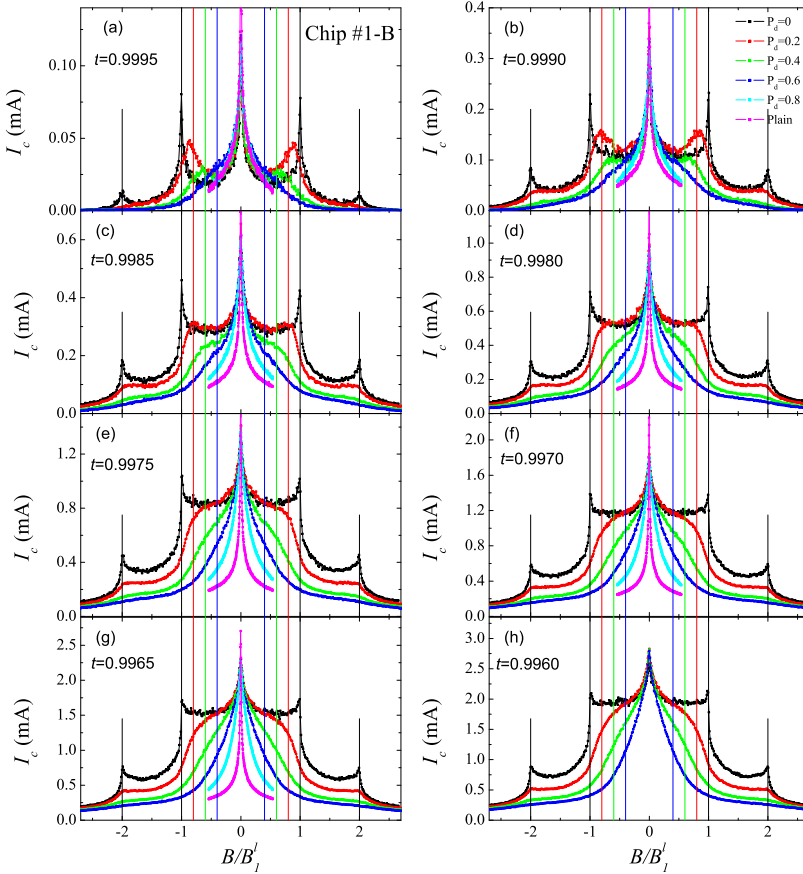


Abbildung 5.29: I_c vs. B/B_1^l für verdünnte Antidotgitter mit fester Gitterkonstante a (festes Matchingfeld B_1^l): Direkter Vergleich von verschiedenen Nb-Brücken mit den Verdünnungen $P_d = 0.0, 0.2, 0.4$ und 0.6 (Set #1-B; $D = 300$ nm) und $P_d = 0.8$ sowie eine Plain-Brücke (Set #4-A; $D = 260$ nm vgl. Abb. 5.26). Die reduzierte Temperatur lag zwischen $t = 0.9995$ (a) und $t = 0.9945$ (h). Das Spannungskriterium betrug $V_c = 1$ μ V. Die vertikalen Linien zeigen die Felder $\pm B_1^p(P_d)/B_1^l$. (modifiziert und ergänzt aus KEMMLER et al. [2008])

hervorragend zu den Daten vom Set #1-B. Die Werte von I_c im Nullfeld sind praktisch identisch zu denen der anderen perforierten Proben. Die Probe $P_d = 0.8$ zeigt keinerlei Peaks in $I_c(B)$. Im Vergleich mit der Plain-

Probe ergibt sich ein höheres I_c für alle Magnetfelder (mit Ausnahme im Nullfeld).

Unterhalb von $t = 0.9975$ liegen die $I_c(B)$ -Kurven aller Proben stets niedriger als die $I_c(B)$ -Kurve der unverdünnten Probe. Mit wachsender Verdünnung ist ein allmählicher Übergang zur Plain-Probe zu erkennen. Dies zeigt sich neben den Absolutwerten von I_c beispielsweise auch in der Krümmung der $I_c(B)$ -Kurven.

Alle obigen Features konnte man auch beim Set #2-B mit $D = 400$ nm beobachten (hier nicht gezeigt).

Abbildung 5.30 zeigt die Temperaturabhängigkeit der $I_c(B)$ -Kurven unterschiedlicher Verdünnung. Die kritischen Ströme wurden auf I_c im Nullfeld normiert.

Die Probe mit $P_d = 0$ [Abb. 5.30 (a)] zeigt unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten von $I_c/I_c(0)$ innerhalb und außerhalb der Matchingfeldern $B_{1,2}^l$. Der Anstieg von $I_c/I_c(0)$ zwischen den Matchingfeldern ist deutlich schneller mit sinkender Temperatur als in den Matchingfeldern. Dies hat zur Folge, dass die Peaks in $I_c(B)$ mit sinkender Temperatur weniger ausgeprägt sind.

Bei der Probe mit $P_d = 0.2$ [Abb. 5.30 (b)] steigt I_c vor allem für $B < B_1^p$ mit sinkender Temperatur an. Bei $B = B_1^l$ ist (mit Ausnahme der höchsten Temperatur) $I_c/I_c(0)$ bei allen Temperaturen nahezu identisch. Es scheint eine Art einhüllende Kurve zu geben. Bei hohen Temperaturen berührt die $I_c(B)$ -Kurve diese Einhüllende nur bei $B = B_1^l$ und $B = B_1^p$. Mit sinkender Temperatur nähert sich $I_c(B)$ auch für andere Magnetfelder der Einhüllenden an. Deshalb verschwindet mit sinkender Temperatur auch der Peak in der Nähe von $B = B_1^p$.

Die Probe $P_d = 0.4$ [Abb. 5.30 (c)] zeigt prinzipiell dasselbe Verhalten wie $P_d = 0.2$, nur die Form der Einhüllenden ist anders. Dasselbe Verhalten gilt für die Probe mit $P_d = 0.6$ [Abb. 5.30 (d)]. Mit steigender Verdünnung P_d scheint das Verhältnis von $I_c(B_1^l)/I_c(0)$ zu sinken. Eventuell wird dadurch auch die spitzere Form der Einhüllenden für hohe P_d verursacht.

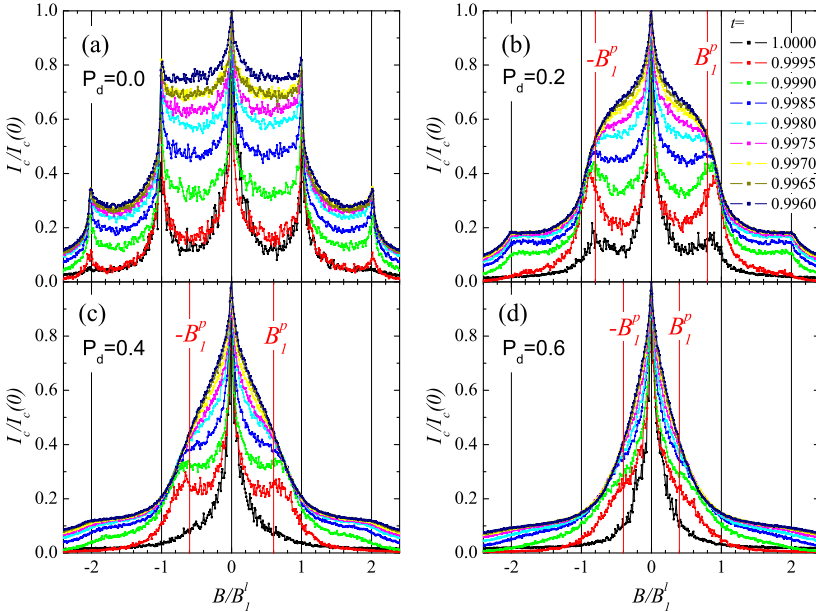


Abbildung 5.30: $I_c/I_c(0)$ vs. B/B_1^I für Antidotgitter mit fester Gitterkonstante a (festes Matchingfeld B_1^I): Temperaturabhängigkeit der Nb-Brücken mit den Verdünnungen $P_d = 0.0, 0.2, 0.4$ und 0.6 (Set #1-B; $D = 300$ nm). Die reduzierte Temperatur lag zwischen $t = 0.9995$ (a) und $t = 0.9945$ (h). Das Spannungskriterium betrug $V_c = 1$ μ V. Die vertikalen Linien zeigen die Felder $\pm B_1^p(P_d)/B_1^I$. (modifiziert und ergänzt aus KEMMLER et al. [2008])

5.4.3 Diskussion und Zusammenfassung

Die Experimente an Proben mit zufällig verdünnten periodischen Antidotgittern ermöglichten die systematische Untersuchung zweier unterschiedlicher Arten von Kommensurabilität des Vortextgitters mit dem Pinninggitter. Die zufällige Ausdünnung des periodischen Gitters erlaubte die getrennte Untersuchung des „Lattice Matching“- bzw. des „Density Matching“-Effekts, welche z.B. in einem Dreiecksgitter stets gemeinsam auftreten.

In der Versuchsreihe an (skalierten) verdünnten Gittern mit konstanter Dichte von Pinningzentren wurde systematisch ein Übergang von periodischer Anordnung zu einer rein zufälligen Anordnung von Pinningzentren untersucht. Die Pinningkraft der Antidots war relativ gering auf-

grund des geringen Verhältnisses von Durchmesser zur Gitterkonstante der Antidots. Dadurch war es möglich, einen „Lattice Matching“-Effekt für verschiedene P_d zu finden.

Des weiteren lieferten die Versuche den experimentellen Beweis der theoretischen Vorhersagen, dass zufällig verdünnte Antidotgitter die Bewegung interstitieller Vortices besser unterdrücken als nicht verdünnte Antidotgitter. Dies ist nicht nur von grundlegendem sondern auch von anwendungsorientiertem Interesse.

In der Versuchsreihe an verdünnten Gittern mit sinkender Dichte von Pinningzentren wurde systematisch ein Übergang von periodischer Anordnung zu einer Probe ohne Pinningzentren untersucht. Durch die kleineren Gitterabstände (für $P_d < 0.8$) war die Pinningkraft der Antidots, trotz vergleichbarer Durchmesser, höher als bei den skalierten Proben. Die Peaks in den $I_c(B)$ -Kurven konnten dem „Density Matching“-Effekt zugeordnet werden.

Zunächst erschien es, als ob die Messungen an den skalierten und an den unskalierten Proben jeweils nur die eine oder die andere Art von Kommensurabilitätseffekt zeigt. Die Betrachtung der Temperaturabhängigkeit der $I_c(B)$ -Kurven zeigte jedoch, dass beide Kommensurabilitäten die Form der $I_c(B)$ -Kurve beeinflussten. Während das Verhältnis von $I_c(B_1^l)/I_c(0)$ mit sinkender Temperatur nahezu konstant bleibt, steigt $I_c/I_c(0)$ für $B \leq B_1^p$ an. Die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit ist für verschiedene Werte von P_d in den skalierten und den unskalierten Proben ersichtlich.

Kapitel 6

Abrikosov-Vortex Ratsche

In diesem Abschnitt werden Messungen an der Probe Box-Nr3 aus Kapitel 4 vorgestellt. Diese Probe enthält dreieckige Antidots, bei welchen eine asymmetrische Pinningwirkung erwartet wird (z.B. ZHU *et al.* [2003b], ZHU *et al.* [2004], REICHHARDT und REICHHARDT [2005]). Die exakte Berechnung des Pinningpotenzials eines dreieckigen Antidots ist schwierig und wurde bis dato noch nicht durchgeführt. Qualitativ kann man allerdings verstehen, weshalb die Pinningkraft asymmetrisch ist. Hierfür sind drei Mechanismen verantwortlich:

- Zirkulierende Abschirmströme eines Flussschlauchs in einem dreieckigen Antidots besitzen aufgrund der Geometrie eine höhere Stromdichte an den Ecken des Dreiecks. Deshalb ist die Supraleitung an der Spitze stärker unterdrückt als an der flachen Seite des dreieckigen Antidots.
- Aufgrund der geometrischen Form ist die Stromdichte eines extern eingespeisten Biasstroms an der Spitze überhöht (vgl Abb. 6.1). Für Biasströme, welche nicht entlang einer der Symmetrieachsen des Dreiecks appliziert werden, führt dies zu einer stärkeren Lorentzkraft an der Spitze des Dreiecks.
- Eine Abschätzung eventueller Asymmetrien des „core pinnings“ ist schwierig. Der Potenzialunterschied für ein Vortex innerhalb bzw.

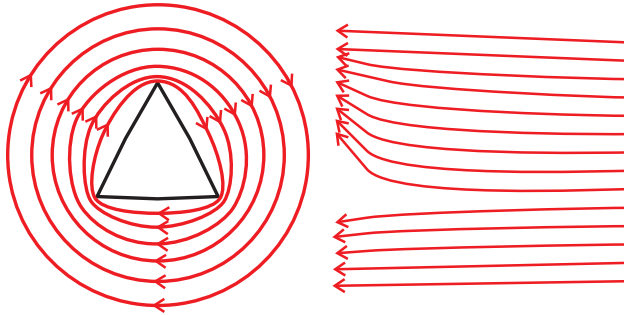


Abbildung 6.1: Schematische Zeichnung der Strömungslinien um ein dreieckiges Antidot. Die Abschirmströme um das Antidot haben eine erhöhte Stromdichte an den Spitzen. Zusätzliche Transportströme fließen aufgrund der Geometrie asymmetrisch verteilt um das Antidot.

außerhalb eines Antidots ist fix. Entfernt man eine gepinnte Flusslinie auf einem Weg durch die Spitze des Dreiecks, so muss ein längerer Weg zurückgelegt werden, als auf einem Weg durch die flache Seite des Dreiecks. Bei einer linearen Approximation des Potenzialgefälles bedeutet dies einen geringeren Gradienten des Potenzial entlang der Spitze des Dreiecks und somit eine geringere Pinningkraft.

Für dreieckige Antidots erwartet man also eine Asymmetrie der Pinningkraft entlang der Symmetrieachsen.

6.1 Simulationen

Im Rahmen der Doktorarbeit wurden unter Mithilfe von Albert Sterck Simulationen des Ratscheneffekts durchgeführt. Hierzu diente ein einfaches eindimensionales Modell, welches das gesamte Flussliniengitter als ein Teilchen der Masse m in einem Ratschen-Pinningpotenzial z.B. $W(x) = W_0 \cdot (\sin(\frac{2\pi x}{a}) + \frac{\alpha}{2} \sin(\frac{4\pi x}{a}))$ betrachtet. Hierbei beschreibt α die Asymmetrie des periodischen Ratschenpotenzials mit Periode a . Dieses Modell eignet sich besonders gut in den Matchingfeldern, da hier das gesamte Flussliniengitter kollektive Bewegungen durchführt.

Die Bewegungsgleichung lautet:

$$m\ddot{x} + \xi\dot{x} + \partial_x W(x) = F, \quad (6.1)$$

hierbei ist ξ ist der Reibungsterm und F die Kraft.

Durch die Normierung $\tilde{x} = 2\pi x/a$ des Ortes auf die Periode a des Potentials erhält man:

$$m \frac{a}{2\pi} \ddot{\tilde{x}} + \xi \frac{a}{2\pi} \dot{\tilde{x}} + F_0 (\cos(\tilde{x}) + \alpha \cos(2\tilde{x})) = F . \quad (6.2)$$

Hierbei ist $F_0 = \frac{2\pi W_0}{a}$ die kritische Kraft. Durch Einführung der normierten Kraft $f = F/F_0$ ergibt sich:

$$\frac{1}{\omega_p^2} \ddot{\tilde{x}} + \frac{1}{\omega_c} \dot{\tilde{x}} + \cos(\tilde{x}) + \alpha \cos(2\tilde{x}) = f , \quad (6.3)$$

mit $\frac{1}{\omega_p^2} \equiv m \frac{a}{2\pi F_0}$ und $\frac{1}{\omega_c} \equiv \xi \frac{a}{2\pi F_0}$. Nach Einführung der natürlichen Zeit $\tau = \omega_c \cdot t$ erhält man schließlich die dimensionslose Bewegungsgleichung:

$$\beta_c \ddot{\tilde{x}} + \dot{\tilde{x}} + \cos(\tilde{x}) + \alpha \cos(2\tilde{x}) = f . \quad (6.4)$$

Der Dämpfungsparameter $\beta_c \equiv \left(\frac{\omega_c}{\omega_p}\right)^2 = \frac{(2\pi)mF_0}{a\xi^2}$ beschreibt das Verhältnis von Trägheit zu Reibung. Die Gleichung (6.4) ist equivalent zu der Bewegungsgleichung eines Josephsonkontakts im Rahmen des RCSJ-Modell [vgl. Gleichung (2.9)]. Für $\beta_c > 1$ spricht man von einem unterdämpften, für $\beta_c < 1$ von einem überdämpften System.

Im folgenden betrachten wir eine zeitlich oszillierende, antreibende Kraft $f = f_{ac} \sin(\omega_{ac}\tau)$ mit der AC-Amplitude f_{ac} und der Frequenz ω_{ac} . Für verschiedene Werte von β_c lässt sich die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ des Teilchens von der AC-Amplitude i_{ac} berechnen. Im Falle von Abrikosov-Vortices entspricht die antreibende Kraft f_{ac} einem AC-Strom i_{ac} und die mittlere Geschwindigkeit der Vortices $\langle v \rangle$ lässt in einer mittlere Spannung V_{dc} messen.

Abbildung 6.2 zeigt für eine antreibende Kraft mit Frequenz $\omega_{ac} = 0.005\omega_c$ und einem Asymmetrieparameter von $\alpha = 0.05$ die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ von β_c .

Anhand der Form einer $V_{dc}(I_{ac})$ -Messung kann durch Vergleich mit Abb.6.2 ein Wert für β_c abgeschätzt werden. An der Breite 2α des Gleichrichtungfensters lässt sich die Asymmetrie der Pinningkraft ablesen. Für $\beta_c > 1$ spricht man von einer unterdämpften, für $\beta_c < 1$ von einer überdämpften Ratsche.

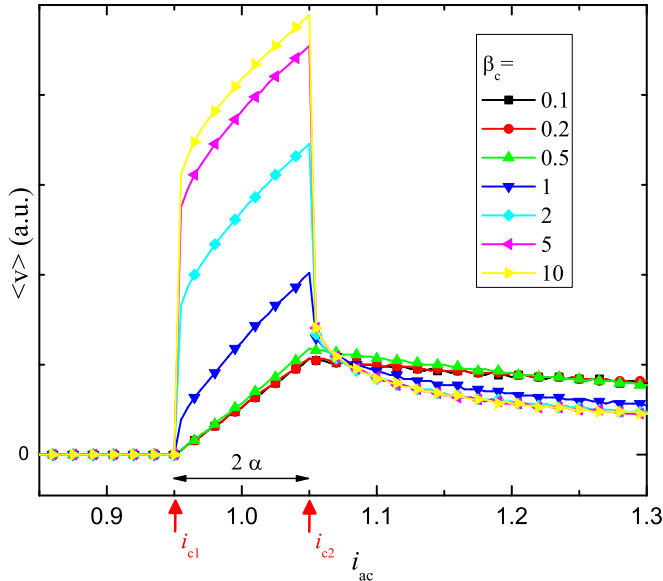


Abbildung 6.2: Simulation der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ versus der AC-Amplitude f_{ac} bzw. i_{ac} der antreibenden Kraft für verschiedene Werte des Dämpfungsparameters β_c . Die Frequenz der antreibenden Kraft betrug $\omega_{ac} = 0.005\omega_c$. Der Asymmetrieparameter war $\alpha = 0.05$.

6.2 Probencharakterisierung

Zunächst wurde die Probe in einer $R(T)$ -Messung (siehe Abb. 6.3) charakterisiert. Ein Maß für die Reinheit eines metallischen Films liefert das so genannte Restwiderstandsverhältnis $RRR = \frac{\rho(300 \text{ K})}{\rho(10 \text{ K})}$. Für die Probe Box-Nr3 erhält man $RRR = 4.55$.

Mit Hilfe des spezifischen Widerstands $\rho(10 \text{ K})$ bei 10 K lässt sich die mittlere freie Weglänge l der (ungepaarten) Elektronen berechnen. Bei einer Querschnittsfläche von $A = 200 \mu\text{m} \times 60 \text{ nm}$, einer Brückenlänge $L = 200 \mu\text{m}$ und einem Widerstand $R(10 \text{ K}) = 0.52 \Omega$ ergibt sich ein spezifischer Widerstand der Probe von $\rho_{\text{plain}}(10 \text{ K}) = R \cdot \frac{A}{L} = 3.12 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$. Dieser Berechnung liegt die Querschnittsfläche einer unperforierten Brücke zugrunde. Die Perforation der Brücke durch gleichseitige, dreieckige Antidots der Seitenlänge $c = 500 \text{ nm}$, angeordnet in einem quadratischen Gitter mit Gitterkonstante $a = 1 \mu\text{m}$, führt zu einer Korrektur des spezifischen Widerstands. Die Brücke lässt sich unterteilen

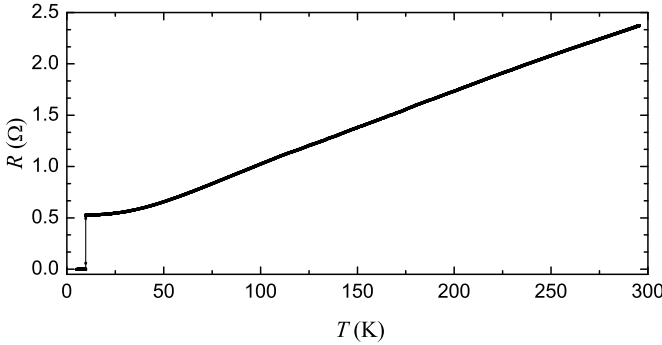


Abbildung 6.3: $R(T)$ -Messung der Probe Box-Nr3 mit dreieckigen Antidots. Die Probe zeigt eine kritische Temperatur von $T_c = 8.74\text{K}$.

in Streifen mit Perforation und Streifen ohne Perforation. Der Gesamtwiderstand der Brücke setzt sich zusammen aus einer Serienschaltung der Widerstände dieser Streifen:

$$R = \rho \cdot \int_0^{200\mu\text{m}} \frac{dl}{A(l)} = 200 \left(\underbrace{\int_0^{0.433\mu\text{m}} \frac{\rho \cdot dl}{A_{\Delta}(l)}}_{R_{\Delta}} + \underbrace{\int_{0.433\mu\text{m}}^{1\mu\text{m}} \frac{\rho \cdot dl}{A(l)}}_{R_{\text{plain}}} \right). \quad (6.5)$$

Hierbei bezeichnet R_{Δ} und R_{plain} die Widerstände der perforierten und unperforierten Streifen. Mit einer Parametrisierung der Querschnittsfläche $A_{\Delta}(l) = 60\text{nm}(200\mu\text{m} - 400 \cdot \tan 30^\circ \cdot l)$ erhält man schließlich mit Gleichung (6.5) und einem Widerstand $R(10\text{ K}) = 0.52\ \Omega$ einen spezifischen Widerstand von $\rho(10\text{ K}) = 2.67 \cdot 10^{-8}\ \Omega\text{m}$.

a [μm]	c [μm]	ρ_{plain} [Ωm]	ρ [Ωm]	B_1 [mT]
1	0.5	$3.12 \cdot 10^{-8}$	$2.67 \cdot 10^{-8}$	2.07

Tabelle 6.1: Kenndaten der Ratschenprobe Box-Nr3 mit Gitterkonstante a und dreieckigen Antidots der Seitenlänge c .

Mit der Relation $\rho \cdot l = 3.72 \cdot 10^{-6}\ \mu\Omega\text{cm}^2$ (MAYADAS *et al.* [1972]) für hochreines Nb lässt sich die mittlere freie Weglänge der Elektronen unserer Probe abschätzen zu $l \approx 14\text{ nm}$. Da $l \ll \xi$ ist, müssen die charakteristischen Längen im „dirty limit“ berechnet werden. Tabelle 6.2 zeigt

die charakteristischen Größen bei verschiedenen Werten der reduzierten Temperatur t .

$t = \frac{T}{T_c}$	ξ [nm]	λ [nm]	Λ [μm]	B_{c1} [μT]	B_{c2} [mT]	n_0^{MS} Mkrтчyan	n_0^D Doria
0.9954	295	685	15.6	2.7	3.8	0.4	0.7
0.9925	231	535	9.5	6.7	6.2	0.5	1.2
0.9897	197	456	6.9	12	8.5	0.6	1.6
0.9840	158	366	4.5	28	13	0.8	2.5
0.9783	136	314	3.3	49	18	0.9	3.4
0.9725	121	279	2.6	75	23	1.0	4.3
0.9706	117	270	2.4	85	24	1.1	4.6

Tabelle 6.2: Charakteristische Längen berechnet im dirty limit für verschiedene Werte der reduzierten Temperatur $t = \frac{T}{T_c}$ ($T_c = 8.74$ K). Die Berechnung der Sättigungszahl erfolgte nach Gleichung (1.21) für ein isoliertes Antidot (kreisförmig angenommen mit $D = 500$ nm) (n_0^{MS}) und nach Gleichung (1.22) für eine periodische Anordnung von Antidots (n_0^D).

6.3 Messungen

Nahe der kritischen Temperatur zeigte die Probe Box-Nr3 ausgeprägte Matchingeffekte im kritischen Strom. Abbildung 6.4 zeigt exemplarische $I_c(B)$ -Messungen bei den reduzierten Temperaturen $t = 0.9954$, 0.9925 und 0.9897 . Aus den Messungen ergibt sich ein erstes Matchingfeld von $B_1 = 2.5$ mT, welches sich vom theoretisch zu erwartenden Wert (2.07 mT) unterscheidet. Dies lässt sich beispielsweise durch Variationen der Schreibfeldgröße ($\approx 5\%$) bei der Elektronenstrahlithographie erklären. Auch die nicht exakte Positionierung der Probe in der Mitte des supraleitenden Magnets kann zu Abweichungen des Magnetfeldes vom zu erwartenden Wert führen. Bei der höchsten Temperatur $t = 0.9954$ zeigt die $I_c(B)$ -Messung Maxima im kritischen Strom bei $B = \pm B_1, \pm 2B_1$. Daher lässt sich annehmen, dass bei dieser Temperatur eine Sättigungszahl von $n_0 = 2$ vorlag. Bei $t = 0.9897$ sieht man mindestens die ersten 3 Matchingfelder. Vergleicht man die experimentell bestimmten Sättigungszahlen mit den Werten aus Tabelle 6.2, so findet

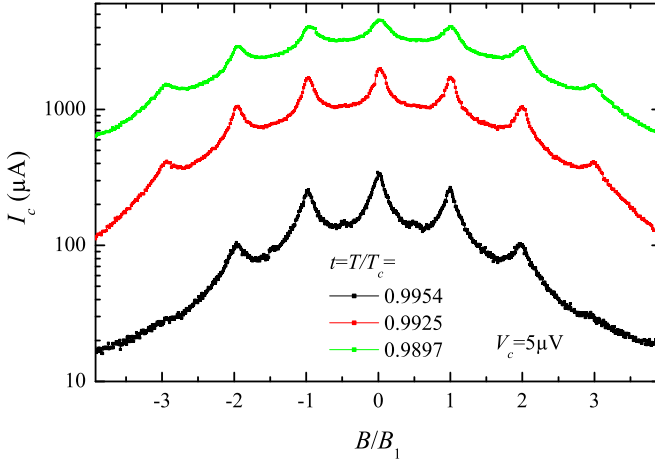


Abbildung 6.4: $I_c(B)$ -Messungen für verschiedene Temperaturen nahe T_c . Die Anzahl der Peaks im kritischen Strom wächst mit fallender Temperatur.

man absolut keine Übereinstimmung mit der Sättigungszahl n_0^{MS} . Diese liefert für die untersuchten Temperaturen stets Werte $n_0^{MS} < 1$. Eine bessere Übereinstimmung liefert die Sättigungszahl n_0^D , welche bei $t = 0.9897$ immerhin eine Sättigungszahl von $n_0^D = 1.6 \approx 2$ vorhersagt. Für die Berechnung von n_0^D und n_0^{MS} wurden kreisförmige Antidots mit $D = 500$ nm vorausgesetzt. Eventuell ist diese Approximation für dreieckige Antidots nicht zulässig.

Aufgrund der kreuzförmigen Struktur der Brücke (vgl. Abb. 4.5) war es möglich, den Transportstrom entlang der x- bzw. y-Richtung zu applizieren (vgl. Inset Abb. 6.5). Dadurch ist es möglich, die Asymmetrie der Pinningkraft des dreieckigen Antidots zu testen. Für Ströme entlang der x-Richtung sollte die Asymmetrie der Pinningkraft sichtbar werden. Bei den Messungen aus Abb. 6.4 ist keine Asymmetrie erkennbar, obwohl der Transportstrom bei diesen Messungen entlang der x-Achse appliziert wurde. Erst bei Temperaturen $t < 0.9897$ konnte eine Asymmetrie der Pinningkraft des dreieckigen Antidots gefunden werden. Abbildung 6.5 zeigt exemplarisch die Abhängigkeit des Ratscheneffekts von der Richtung des applizierten AC-Transportstroms. Hier wurde bei konstanter Anregungsamplitude $I_{ac} > I_c(B = 0)$ die DC-Spannung (integriert über eine Periode) in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes

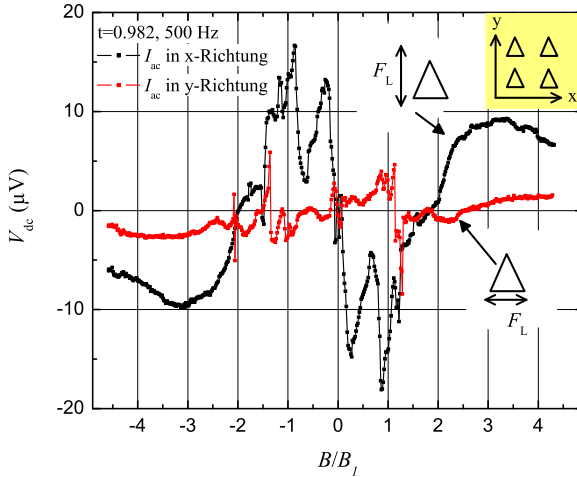


Abbildung 6.5: DC-Spannung für AC-Ströme in x- bzw. y-Richtung mit der festen Amplitude $I_{ac} > |I_c(0)|$ in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Die Proben­temperatur betrug $t = 0.982$ ($T_c = 8.74\text{K}$).

aufgenommen. Die Anregungsfrequenz lag bei $f_{ac} = 500$ Hz. Deutlich ist der Unterschied in der Amplitude der DC-Spannung zu sehen. Transportströme in x-Richtung erzeugen wesentlich (\approx Faktor 10) höhere DC-Spannungen als Ströme in y-Richtung. Die DC-Spannung wechselt das Vorzeichen für invertiertes Magnetfeld. Dies ist ein Indiz dafür, dass die DC-Spannung durch Bewegung von Flusslinien erzeugt wurde. Die Richtung der Asymmetrie ist unabhängig von der Polarität der Flusslinien. Die Bewegung der Flusslinien erfolgt daher stets in die gleiche Richtung. Die Polarität entscheidet jedoch über das Vorzeichen der DC-Spannung ($V \propto \dot{\Phi}$). Im folgenden werden nur noch Messungen betrachtet, bei welchen der Strom in x-Richtung angelegt wurde.

Nennenswerte Asymmetrien im kritischen Strom traten erst bei Temperaturen unterhalb von $t = 0.99$ auf. Hier war der kritische Strom im Nullfeld $I_c(t < 0.99) \geq 10$ mA bereits so hoch, dass bei Überschreiten desselben Heizeffekte sichtbar wurden. Bei solch hohen Transportströmen traten auch Sprünge in den $I_c(B)$ -Messungen für kleine Felder auf (vgl. Abb. 5.1). Die Temperaturregelung war nicht mehr in der Lage, die Proben­temperatur zu stabilisieren. Deshalb wurden bei diesen Temperaturen gepulste Messungen durchgeführt. Zur Messung von $V(I)$ -Kurven wurden rechteckige Strompulse (Amplitude I) der

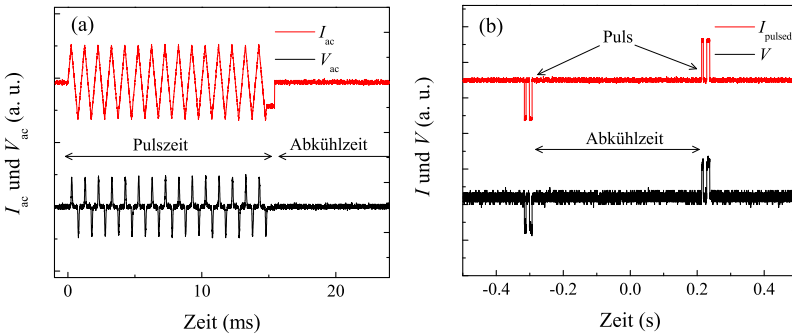


Abbildung 6.6: (a) Für $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen: Pulse mit AC-Strom erzeugen $V(t)$ -Signal der Probe. Die Integration über eine Periode des AC-Signals liefert die DC-Spannung V_{dc} . (b) Für $V(I)$ -Messungen: rechteckförmige Strompulse mit anschließender Abkühlzeit erlauben die Messung von $V(I)$ -Kurven. (Screenshots Oszilloskop).

Dauer von 10 ms und einer anschließenden Abkühlzeit der Dauer von Sekunden appliziert. Dadurch war es möglich, die Probertemperatur auch bei hohen Transportströmen zu stabilisieren. Das Spannungssignal V während des Strompulses I wurde aufgezeichnet. Dadurch entstanden Punkt für Punkt die $V(I)$ -Kurven. Eine eventuell auftretende Hysterese konnte mit dieser Methode natürlich nicht gemessen werden.

Die Aufnahme von $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen erfolgte mit einem für einige Perioden andauernden AC-Transportstrom. Diese Pulszeit betrug typischerweise einige Millisekunden, während eine anschließende Abkühlphase einige Sekunden dauerte. Während der Pulszeit wurde das an der Probe abfallende Spannungssignal aufgezeichnet. Die Berechnung der DC-Spannung erfolgte durch Integration (bzw. Summation) der Messpunkte über eine Periode mit anschließender Division durch eine Periodendauer. Abbildung 6.6 zeigt exemplarisch die gepulsten Stromsignale mit den entsprechenden Spannungssignalen der $V(I)$ - und der $V_{dc} - I_{ac}$ -Messmethode.

Abbildung 6.7 zeigt exemplarisch eine solche Messung bei $t = 0.9725$. Auch hier ändert sich das Vorzeichen der DC-Spannung bei Inversion des Magnetfeldes. Dies ist ein Indiz dafür, dass Flusslinienbewegung die Ursache für den beobachteten Gleichrichtungs-Effekt ist.

Hierbei wurde einerseits die Magnetfeldabhängigkeit des Ratschenef-

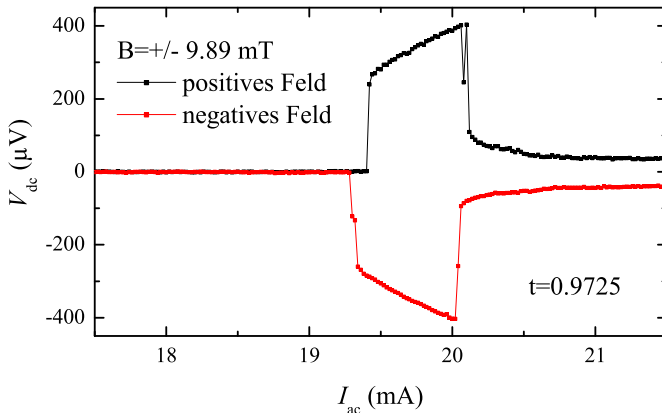


Abbildung 6.7: $V_{dc}(I_{ac})$ -Messung bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9725$. Das Magnetfeld betrug $B = 9.89 \text{ mT} \approx 4B_1$.

fekts bei fester Antriebsfrequenz, sowie bei verschiedenen Magnetfeldern die Frequenzabhängigkeit des Ratscheneffekts untersucht.

6.3.1 Strom–Spannungs–Kennlinien

Im folgenden werden $V(I)$ -Messungen, welche mit obig beschriebener Puls-Methode aufgenommen wurden, für verschiedene reduzierte Temperaturen t und Magnetfelder B vorgestellt.

Abbildung 6.8 (a) zeigt $V(I)$ -Kennlinien bei der (reduzierten) Temperatur $t = 0.9897$. Die Kreise, beschriftet mit R_{FF} , R_1 und R_2 , markieren Bereiche verschiedener resistiver Zustände. R_{FF} markiert den Bereich des Flux-Flow-Regimes bei kleinen Spannungen. Das Inset zeigt vergrößert die $V(I)$ -Kurven in diesem Bereich bei kleinen Spannungen. Hier ist die Magnetfeldabhängigkeit der (nichtlinearen) Kennlinien deutlich zu sehen. Tendenziell gilt, dass die Steigung der Kennlinien mit dem Magnetfeld anwächst. Aufgrund der Nichtlinearität ist es allerdings nicht möglich, einen Flux-Flow-Widerstand anzugeben. Der Übergang vom R_{FF} -Regime in den R_1 -Bereich geschieht kontinuierlich, d.h. der differentielle Widerstand zeigt kein sprunghaftes Verhalten. Das R_1 -Bereich ist gekennzeichnet durch einen linearen Anstieg der $V(I)$ -Kurve. Der differentielle Widerstand im R_1 -Regime zeigt keine Magnetfeldabhängigkeit. Mit steigendem Magnetfeld findet man das R_1 -Regime bei kleineren Strömen.

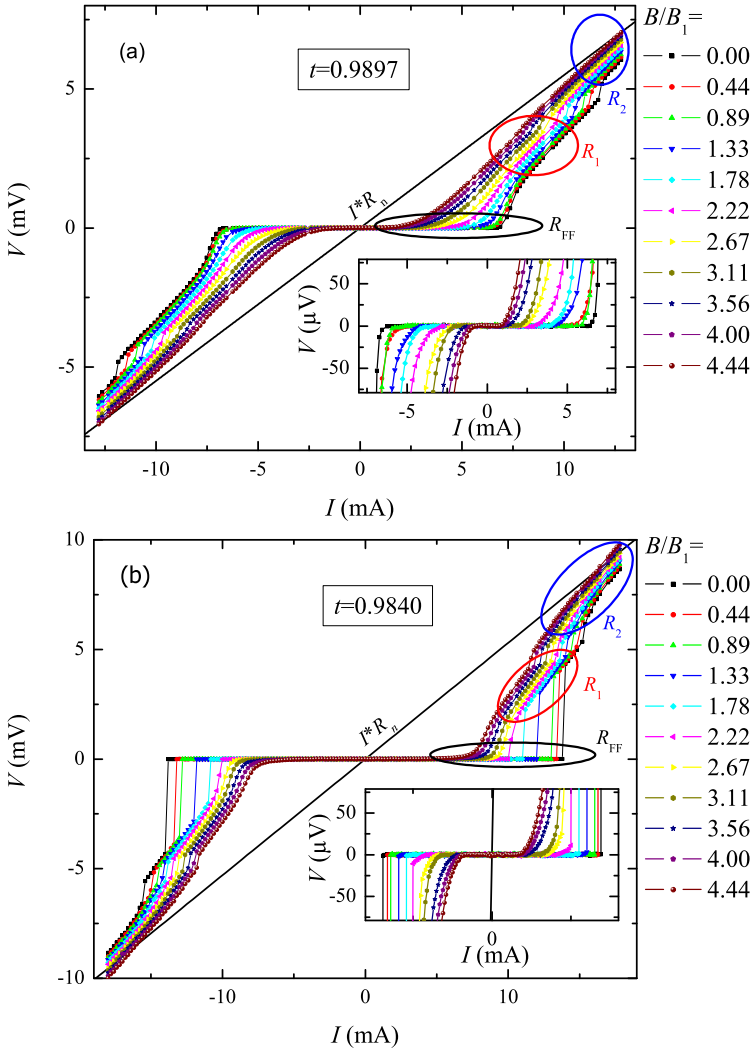


Abbildung 6.8: $V(I)$ -Kennlinien der Probe Box-Nr3 mit dreieckigen Antidots bei den Temperaturen (a) $t = 0.9897$ und (b) $t = 0.9840$ ($T_c = 8.74$ K). Die Insets zeigen die Ausschnitte der Kennlinien für kleine Spannungen.

Oberhalb von $V = 4\text{--}5$ mV (abhängig vom Magnetfeld) ist ein sprunghafter Anstieg der Kennlinie in den R_2 -Bereich zu beobachten. Dieser Bereich zeigt qualitativ die gleichen Eigenschaften wie das R_1 -

Regime – z.B. zeigt sich auch hier keine Magnetfeldabhängigkeit des differentiellen Widerstands mehr. Zum Vergleich ist der Spannungs-Verlauf des Normalwiderstands $I \cdot R_n$ ($R_n = 0.52 \Omega$) bei $T = 10$ K eingezeichnet. Der differentielle Widerstand des R_1 - und R_2 -Regimes übersteigt den Normalwiderstand R_n .

Betrachtet man die Kennlinien bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9840$ [siehe Abb. 6.8 (b)] so sieht man deutliche Unterschiede zu den Messungen aus Abb. 6.8 (a). Für Magnetfelder $B < 2 \cdot B_1$ ist ein sprunghafter Anstieg vom widerstandslosen Zustand in den resistiven Zustand R_1 zu sehen. Betrachtet man den Verlauf der Kurven bei kleinen Spannungen (Inset), so ist für $B < 2B_1$ kein R_{FF} -Regime festzustellen. Die Kurven mit $B > 2B_1$ dagegen steigen kontinuierlich an und zeigen einen R_{FF} -Bereich mit ähnlichem nichtlinearen Verhalten wie die Messungen bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9897$. Der Übergang vom R_1 -Regime in den R_2 -Bereich bei Spannungen $V \approx 4\text{--}5$ mV (abhängig vom Magnetfeld) geschieht wieder sprunghaft. Für $V > 8.5$ mV schneidet der R_2 -Bereich sogar die Normalwiderstands-Linie $I \cdot R_n$. Alle oben genannten Eigenschaften der $V(I)$ -Kennlinien wurden (bei dieser Temperatur) durch eine nicht-gepulste Messung reproduziert.

Abbildung 6.9 (a) zeigt $V(I)$ -Kurven bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9783$. Im Bereich kleiner Spannungen $V < 100 \mu\text{V}$ (Inset) existiert ein R_{FF} -Bereich nur für Magnetfelder $B < 2.22B_1$. Des weiteren existiert nur für Magnetfelder $B > 2.22B_1$ ein R_1 -Regime. Für $B < 2B_1$ geschieht der Übergang vom widerstandslosen Zustand direkt in das R_2 -Regime. Im R_2 -Bereich wird die Normalwiderstands-Linie $I \cdot R_n$ für genügend hohe Transportströme deutlich überschritten.

Betrachtet man die Kennlinien bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9725$ [siehe Abb. 6.9 (b)], so bemerkt man für hohe Transportströme das Auftreten eines resistiven Zustands, bei welchem der differentielle und absolute Widerstand dem Normalwiderstand bei $T = 10$ K entspricht. Daher wird dieser Zustand als R_n -Regime bezeichnet. Aufgrund des Überschreitens der Normalleitungslinie im R_2 -Regime zeigt die Probe beim Übergang zum Normalzustand einen Negativ-differentiellen Widerstand (NDR). Bei kleinen Spannungen $V < 100 \mu\text{V}$ ist ein R_{FF} -Bereich nur nachzuweisen für Magnetfelder $B > 3B_1$. Ein R_1 -Regime existiert nur für Magnetfelder $B > 4B_1$. Die $V(I)$ -Kurven kleinerer Magnetfelder dagegen zeigen einen Übergang vom widerstandslosen Zustand

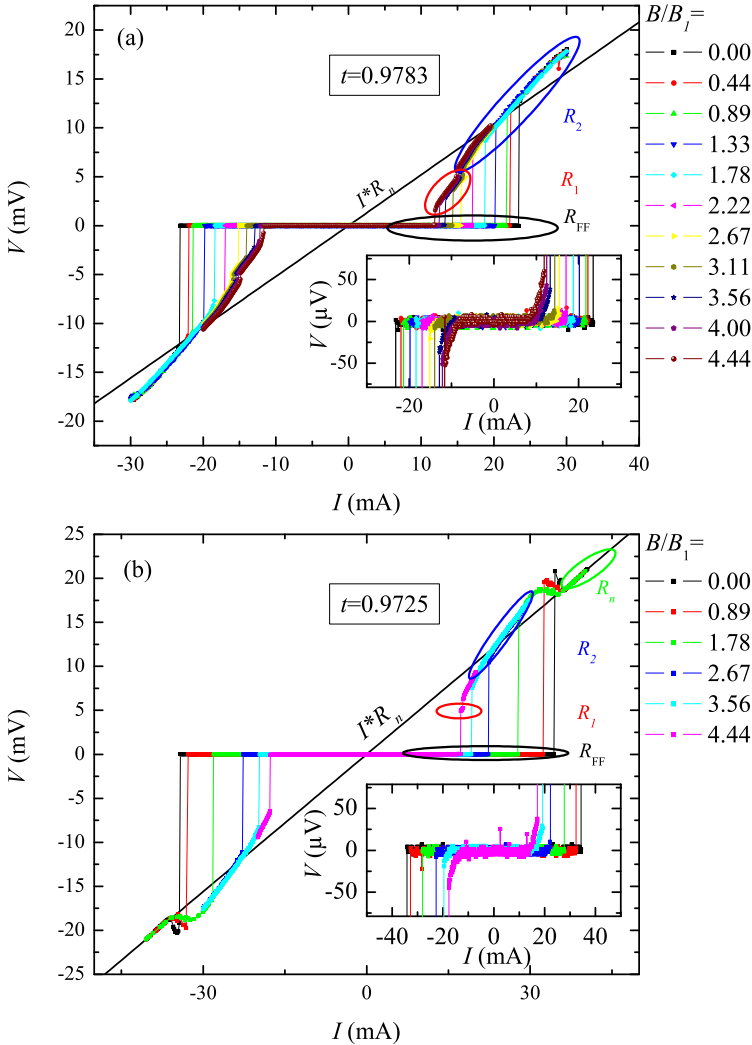


Abbildung 6.9: $V(I)$ -Kennlinien der Probe Box-Nr3 mit dreieckigen Antidots bei den Temperaturen (a) $t = 0.9783$ und (b) $t = 0.9725$ ($T_c = 8.74$ K). Die Insets zeigen Ausschnitte der Kennlinien für kleine Spannungen.

direkt in das R_2 -Regime. Für Magnetfelder $3B_1 < B < 4B_1$ lässt sich feststellen, dass der Übergang vom R_{FF} -Bereich zum R_2 -Bereich stets zu einer Spannung unterhalb der Normalleitungslinie führt. Für $B < 2B_1$ (kein R_{FF} -Bereich) liegt das R_2 -Regime stets komplett oberhalb der

Normalleitungslinie. Es scheint, als ob die Existenz eines R_{FF} -Bereichs entscheidende Auswirkung auf das Auftreten anderer resistiven Zustände hat.

6.3.2 $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen

Neben gepulsten $V(I)$ -Messungen wurden bei denselben reduzierten Temperaturen auch $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen mit obig vorgestellter Methode durchgeführt. Die Anregungsfrequenz betrug bei allen in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen $f_{ac} = 1000$ Hz.

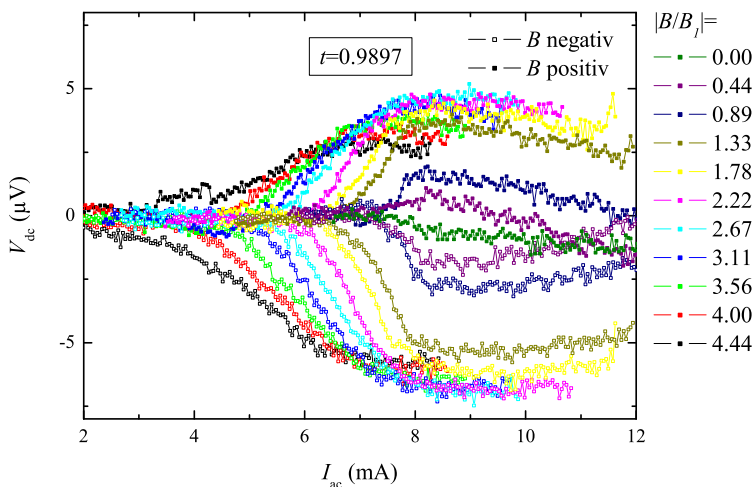


Abbildung 6.10: $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen der Probe Box-Nr3 mit dreieckigen Antidots bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9897$ für verschiedene Magnetfelder (beider Polaritäten).

Bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9897$ wurden Spannungen V_{dc} in der Größenordnung von einigen μV gemessen. Die Änderung der Polarität des Magnetfeldes führte zu einer invertierten DC-Spannung. Die Form der $V_{dc}(I_{ac})$ -Messung lässt auf eine überdämpfte Ratsche schließen (vgl. Abb. 6.2). Ein Vergleich der DC-Spannung mit denen der $V(I)$ -Messungen zeigt, dass der gemessene Ratscheneffekt im R_{FF} -Bereich anzusiedeln ist. Die Asymmetrie der Amplituden der DC-Spannungen bei invertiertem Magnetfeld kann durch geringe Offsets im Transportstrom verursacht werden. Dies kann auch das Auftreten der geringen

DC-Spannung im Nullfeld erklären.

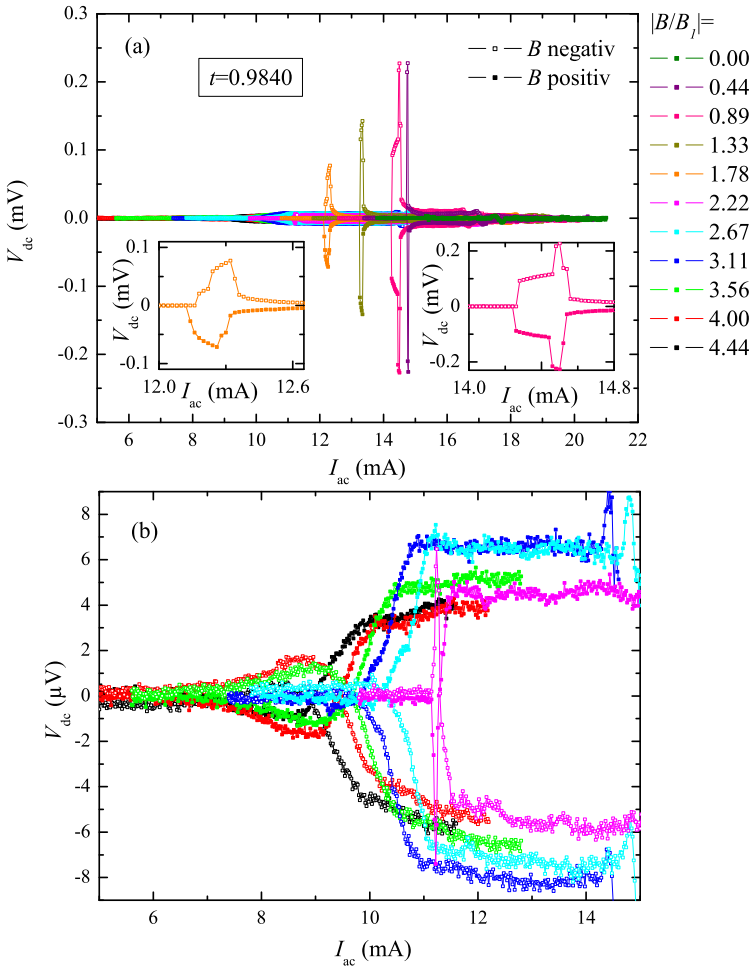


Abbildung 6.11: (a) $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen der Probe Box-Nr3 bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9840$ ($T_c = 8.74$ K). Die Insets zeigen vergrößerte Ausschnitte bei $B/B_1 = 1.78$ (links) und $B/B_1 = 0.89$ (rechts).

(b) Vergrößerte Ausschnitte der $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen bei hohen Magnetfeldern $B/B_1 > 2$. Diese zeigen den Effekt des „Current Reversal“.

Betrachtet man die Messungen bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9840$, so findet man abhängig vom Magnetfeld zwei unterschiedli-

che Varianten von Gleichrichtungseffekten. Abbildung 6.11 (a) zeigt alle Messdaten in einem Graph. Für Magnetfelder $B < 2B_1$ treten sehr hohe DC-Spannungen auf, außerdem ähnelt die Form der $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen einer stark unterdämpften Ratsche. Der Vergleich mit den $V(I)$ -Messungen aus Abb. 6.8 (b) legt nahe, dass die gemessenen DC-Spannungen im R_1 -Regime erzeugt wurden. Abbildung 6.11 (c) zeigt vergrößert die $V_{dc}(I_{ac})$ -Messung bei $B = \pm 0.89B_1$ und $B = \pm 0.44B_1$. Hier sieht man eine zweifach gestufte DC-Spannung. Eine zeitaufgelöste Messung der Spannung zeigt, dass die erste Stufe tatsächlich dem R_1 -Regime zuzuordnen ist, während die zweite Stufe im R_2 -Regime erzeugt wurde. Für Magnetfelder $B > 2B_1$ tritt ein Ratscheneffekt mit DC-Spannungen unterhalb von $V_{dc} < 10 \mu\text{V}$ auf [Abb. 6.11 (b)]. Bei dieser reduzierten Temperatur ist sogar der Effekt des „Current Reversal“ präsent, bei welchem die DC-Spannung ab einem bestimmten Transportstrom das Vorzeichen wechselt. Ein Vergleich mit Abb. 6.8 (b) legt nahe, dass dieser Ratscheneffekt im R_{FF} -Regime vonstatten geht.

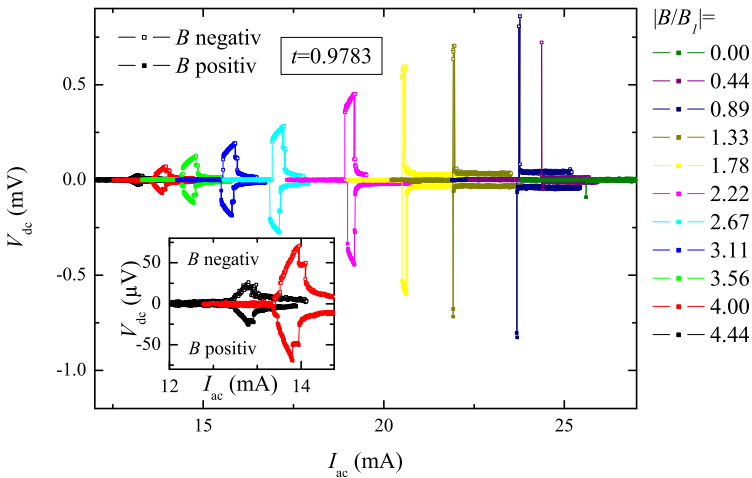


Abbildung 6.12: $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen der Probe Box-Nr3 bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9783$ ($T_c = 8.74$ K). Das Inset zeigt eine Vergrößerung der Messungen bei hohen Magnetfeldern.

Bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9783$ (Abb. 6.12) zeigen alle $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen mit Magnetfeldern unterhalb des vierten Matchingfeldes ein unterdämpftes Verhalten. Des weiteren ist die Breite 2α (vgl.

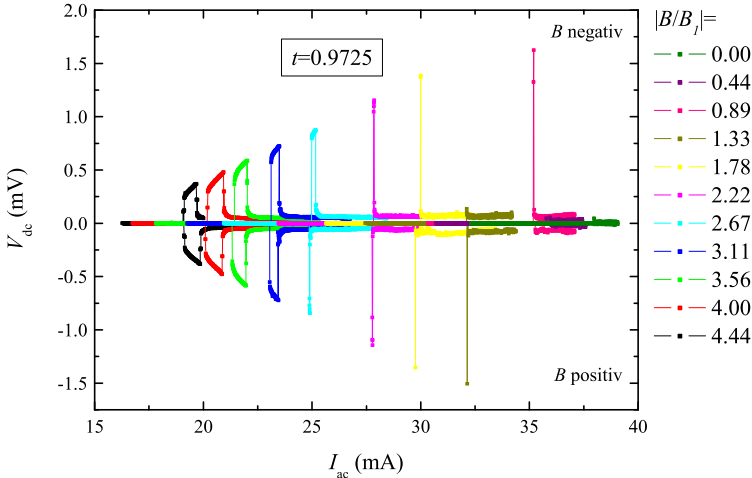


Abbildung 6.13: $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen der Probe Box-Nr3 bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9725$ ($T_c = 8.74$ K).

Abb. 6.2) des Gleichrichtungsfensters für Magnetfelder $B < 2B_1$ verschwindend gering. Für diese Magnetfelder war übrigens auch kein resistiver Zustand unterhalb der Normalleitungslinie in den $V(I)$ -Messungen feststellbar. Die Stufen in den $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurven bei Magnetfeldern $B > 2B_1$ lassen sich wieder verstehen durch Übergänge zwischen den verschiedenen resistiven Zuständen.

Bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9725$ zeigen alle $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen aus Abb. 6.13 ein unterdämpftes Verhalten. Die Breite 2α des Gleichrichtungsfensters fällt für Magnetfelder $B < 3B_1$ deutlich ab. Wie bei der Temperatur $t = 0.9783$ existiert also kein Gleichrichtungsfenster für die Magnetfelder, welche vom widerstandslosen Zustand direkt in das R_2 -Regime oberhalb der Normalleitungslinie übergehen.

6.3.3 Frequenzabhängigkeit des Ratscheneffekts

In einem weiteren Experiment wurde die Frequenzabhängigkeit des Ratscheneffekts im Bereich $f_{ac} = 1$ kHz bis 1 MHz bei Temperaturen $t < 0.98$ untersucht. Anstatt der batteriebetriebenen Stromquelle (obige Messung), welche für Frequenzen oberhalb $f_{ac} = 1$ kHz ungeeignet ist, diente ein Funktionsgenerator¹ welcher über die GPIB-Schnittstelle angesteuert wurde. Der Ausgang des Funktionsgenerators wurde mit einem (passenden) Widerstand in Serie direkt an die Stromanschlüsse der Probe angeschlossen. Eine kapazitive Einkopplung des Probenstroms ist für Frequenzen unterhalb $f_{ac} = 1$ MHz nicht notwendig. Diese Art der Stromeinspeisung ermöglichte auch eine direkte Kontrolle der Amplitude des AC-Transportstroms. Prinzipiell bestand bei dieser Methode allerdings die Möglichkeit eines DC-Strom-Offsets, welcher bei einer $V_{dc}(I_{ac})$ -Messung eine dem Ratscheneffekt ähnliche DC-Spannung verursachen könnte. Durch Invertierung des Magnetfeldes ist es allerdings stets möglich, einen Ratscheneffekt von einem Offset-Effekt zu unterscheiden.

Die Messmethode mit dem Funktionsgenerator ist ähnlich zu vorangegangenen Messungen. Als Spannungsverstärker diente ein batteriebetriebener Verstärker² mit Verstärkungsfaktor $G = 100$. Die Bandbreite (3dB Abschneidefrequenz f_g , ab welcher das verstärkte Ausgangssignal um den Faktor $\sqrt{2}$ reduziert ist) des Verstärkers betrug etwa $f_g = 16$ kHz. Die Sampling-Rate der Messkarte betrug 200 kHz, daher konnten Aliasing-Effekte vernachlässigt werden. Für $f_{ac} \gg f_g$ wirkt der Vorverstärker wie ein Integrator, d.h der Verstärker bildet bereits den zeitlichen Mittelwert des Spannungssignals. Im Bereich der Abschneidefrequenz f_g können allerdings Mess-Artefakte auftreten.

Wie bei obigen Messungen wurde im so genannten Burst-Modus während einer Pulszeit von etwa 10 ms ein AC-Strom angelegt. Eine Abkühlzeit von etwa 1 s ermöglichte wieder eine stabile Proben temperatur. In einer getriggerten Messung wurde während der Pulszeit das zeitliche Spannungssignal $V(t)$ aufgezeichnet. Anschließend wurde in einem definierten Zeitintervall (z.B. zwischen 5 und 10 ms) der zeitliche Mittelwert der Spannung berechnet. Hierbei betrug das Zeitintervall stets ganzzahlige Vielfache der Periodendauer des AC-Signals. Auf diese Weise

¹Agilent 33250A Function/Arbitrary Waveform Generator

²OP27, Low noise, precision operational amplifier

entstanden die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen.

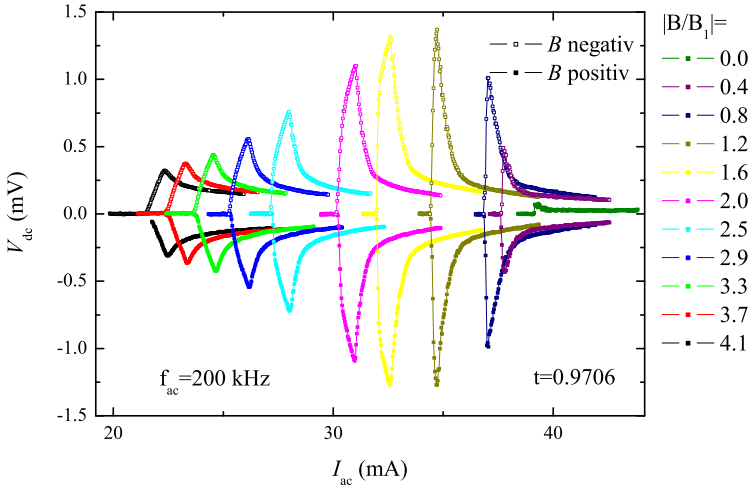


Abbildung 6.14: $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen der Probe Box-Nr3 bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9706$ ($T_c = 8.706 \text{ K}$).

Zunächst wurden wieder $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen bei einer festen Anregungsfrequenz f_{ac} in Abhängigkeit des Magnetfeldes untersucht. Abbildung 6.14 zeigt eine solche Messung für die reduzierte Temperatur $t = 0.9706$ bei einer Frequenz $f_{ac} = 200 \text{ kHz}$. Die Integrationszeit zur Bestimmung der DC-Spannung betrug 5 ms, d.h. das bereits vom Vorverstärker integrierte zeitliche Spannungssignal wurde im Zeitintervall 5 – 10 ms nach Pulsbeginn zeitlich gemittelt. Dies entspricht einer Mittelung über 1000 Perioden. Mit steigendem Magnetfeld zeigen die Messungen einen Übergang zu überdämpftem Verhalten. Dies ist erstaunlich, da die Messungen bei $f_{ac} = 1 \text{ kHz}$ und $t = 0.9725$ stets unterdämpftes Verhalten zeigten (vgl. Abb. 6.13).

Die $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen erlauben die Extraktion der Breite 2α (vgl. Abb. 6.2) des Gleichrichtungsfensters und des kritischen Stromes in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Abbildung 6.15 (a) zeigt $I_{c1}(B) \equiv (1 - \alpha)I_c$ und $I_{c2}(B) \equiv (1 + \alpha)I_c$ in Abhängigkeit des Magnetfeldes. I_{c1} bezeichnet die Amplitude I_{ac} , bei welcher die DC-Spannung V_{dc} ein Spannungskriterium V_c (hier $V_c = 50 \mu\text{V}$) überschreitet. I_{c2} ist der AC-Strom mit der maximalen DC-Spannung. Die normierte Differenz von I_{c2} und I_{c1} liefert die Breite des Gleichrichtungsfensters [siehe Abb. 6.15 (b)].

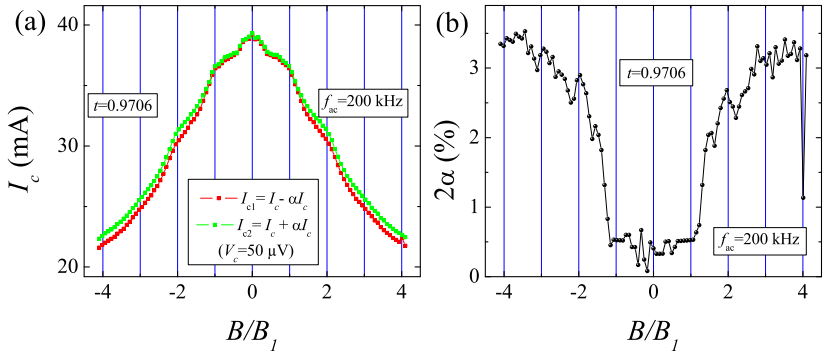


Abbildung 6.15: (a) $I_c(B)$ -Kurven des minimalen und des maximalen kritischen Stroms extrahiert aus $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen mit $f_{ac} = 200$ kHz bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9706$ ($T_c = 8.706$ K). (b) Die Breite 2α (vgl. Abb. 6.2) des Gleichrichtungsfensters in Abhängigkeit des Magnetfeldes extrahiert aus den $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen bei $f_{ac} = 200$ kHz.

Für $B < B_1$ fällt die Breite 2α deutlich ab. Oberhalb B_1 steigt die Breite mit wachsendem Feld und zeigt ein Maximum kurz vor dem zweiten Matchingfeld. Für höhere Felder nimmt die Breite wieder ab und steigt kurz vor dem dritten Matchingfeld wieder stark an. Das Gleichrichtungsfenster 2α zeigt also ausgeprägte Matchingeffekte. Das Auftreten und die Form des Ratscheneffekts wiederum scheint abhängig zu sein von der Anregungsfrequenz f_{ac} .

Im folgenden wurde bei festem Magnetfeld systematisch die Frequenzabhängigkeit der $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurven untersucht. Bei diesen Messungen wurde eine Pulszeit von 10 ms für alle Frequenzen gewählt. Dementsprechend wurde die Anzahl von Perioden während der Pulszeit der Frequenz f_{ac} angepasst. Das Zeitintervall der Integration des Spannungssignals lag zwischen 5 und 10 ms. Die Abb. 6.16 und 6.17 zeigen exemplarisch die Messserien bei $B = \pm 2.9B_1$ und $\pm 1.6B_1$. Die Messungen weisen deutliche Unterschiede auf. So existiert bereits bei kleinen Frequenzen f_{ac} ein ausgeprägter Ratscheneffekt für $B = \pm 2.9B_1$ im Gegensatz zu den Messungen bei $B = \pm 1.6B_1$. Mit steigender Frequenz wird ein Ratscheneffekt auch für die Messungen bei $B = \pm 1.6B_1$ ersichtlich. Bei beiden Magnetfeldern scheinen (unterschiedliche) Frequenzbereiche zu existieren, in welchen der Ratscheneffekt besonders ausgeprägt ist. Die DC-Spannungen wechseln das Vorzeichen mit invertiertem Magnetfeld.

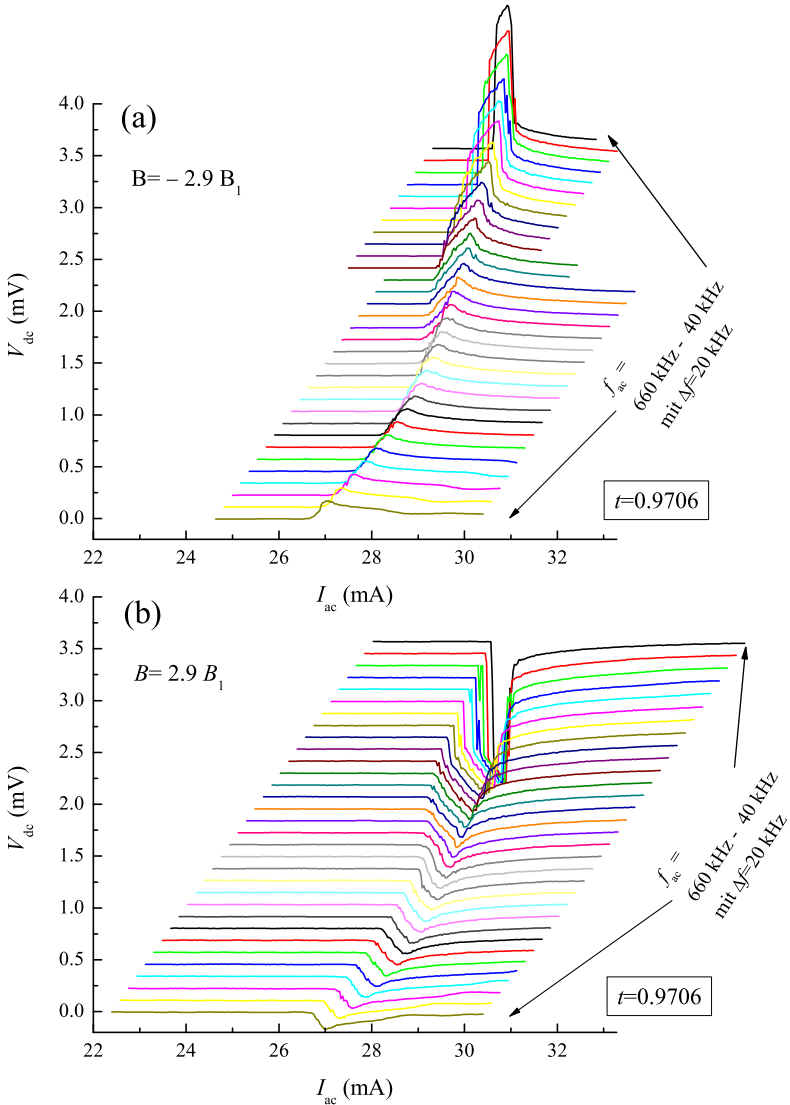


Abbildung 6.16: $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen mit verschiedenen Anregungsfrequenzen $f_{ac} = 40\text{--}660$ kHz bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9706$ ($T_c = 8.706$ K) für (a) $B = -2.9B_1$ und (b) $B = 2.9B_1$.

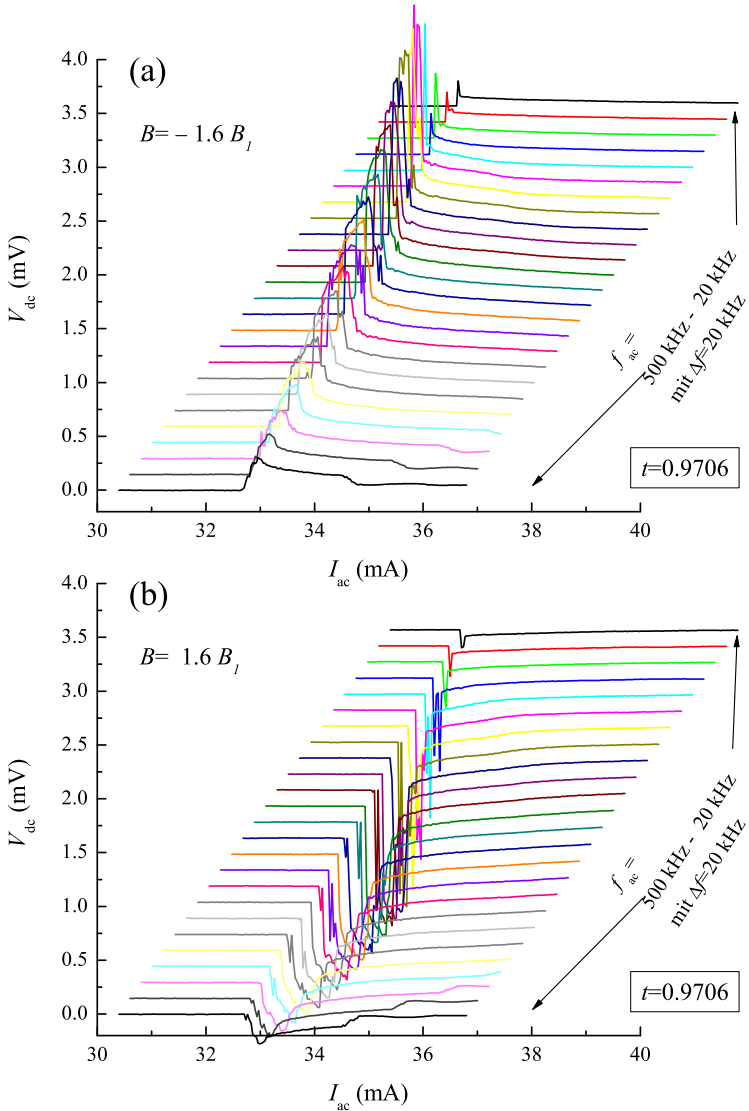


Abbildung 6.17: $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen mit verschiedenen Anregungsfrequenzen $f_{ac} = 20\text{-}500$ kHz bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9706$ ($T_c = 8.706$ K) für (a) $B = -1.6B_1$ und (b) $B = 1.6B_1$.

Somit kann man auf einen Ratscheneffekt schließen. Aufgrund der Abschneidefrequenz des Vorverstärkers lässt sich über die Absolutwerte der DC-Spannung allerdings keine Aussage machen. Die Extraktion der Breite des Gleichrichtungsfensters dagegen sollte davon unabhängig sein.

Abbildung 6.18 zeigt die Breite 2α des Gleichrichtungsfensters in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz f_{ac} für verschiedene Magnetfelder $B = 0.8B_1, 1.6B_1, 2.9B_1$ und $3.7B_1$. Die Werte von α wurden aus $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen extrahiert. Das Spannungskriterium zur Bestimmung von I_{c1} betrug $V_c = 5 \mu\text{V}$. Für $f_{ac} < 30 \text{ kHz}$ zeigt nur die Messung bei $B = 3.7B_1$ ein Gleichrichtungsfenster. Ab etwa $f_{ac} \approx 30 \text{ kHz}$ beginnt auch ein Ratscheneffekt für das Magnetfeld $B = 2.9B_1$. Oberhalb 150 kHz zeigen schließlich auch die Messungen mit $B = 1.6B_1$ eine nichtverschwindende Breite 2α des Ratscheneffekts. Die Messungen mit $B = 0.8B_1$ zeigen im untersuchten Frequenzbereich keinerlei Gleichrichtungsfenster.

Alle Messungen mit Ausnahme von $B = 0.8B_1$ besitzen ein Maximum von α für unterschiedliche Werte von f_{ac} . Tendenziell lässt sich festhalten, dass sich das Maximum von α mit steigendem Magnetfeld zu tieferen Frequenzen schiebt.

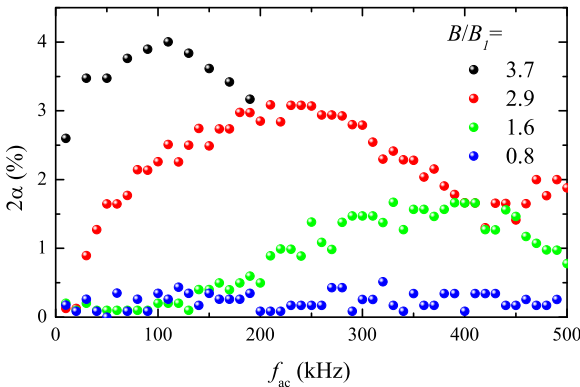


Abbildung 6.18: Die Breite 2α (vgl. Abb. 6.2) des Gleichrichtungsfensters in Abhängigkeit des Anregungsfrequenz f_{ac} extrahiert aus den $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen bei den Magnetfeldern $B = 0.8B_1, 1.6B_1, 2.9B_1$ und $3.7B_1$. Die Temperatur betrug $t = 0.9706$.

6.4 Diskussion

Im folgenden werden obige Messungen an der Ratschen-Probe Box-Nr3 diskutiert. Für die Interpretation der $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurve ist das Verständnis der $V(I)$ -Kurven enorm wichtig. Zunächst werden deshalb die gepulsten $V(I)$ -Messungen diskutiert. Nach der Diskussion der Ratscheneffekte erfolgt dann noch eine Betrachtung von Heizeffekten.

6.4.1 $V(I)$ -Kurven

Die $V(I)$ -Kurven aus Abb. 6.8 und 6.9 zeigen ein nicht-lineares Verhalten und weisen abhängig von Temperatur und Magnetfeld unterschiedliche resistive Regimes auf. In der Literatur findet man eine Vielzahl von solchen $V(I)$ -Kennlinien bei dünnen supraleitenden Filmen. Neben der Diskussion von Heizeffekten existiert eine Vielzahl von anderen Interpretationsmodellen.

Instabilitäten auf der Flux-Flow-Kennlinie bei Vortices mit hoher Geschwindigkeit werden durch die Physik der Quasiteilchen im Vortex-Kern erklärt. Hohe Geschwindigkeiten der Flusslinien führen zu einem Vortex-Kern geringerer Ausdehnung. Dies führt wiederum zu geschwindigkeitsabhängigen Reibungskräften der Vortices. Dadurch existieren kritische Geschwindigkeiten bzw. kritische elektrische Felder, ab welchen der Flux-Flow-Widerstand drastisch ansteigt. Eine theoretische Beschreibung des Effekts liefert die Theorie von Larkin und Ovchinnikov (LARKIN und OVCHINNIKOV [1976]). Experimente an supraleitenden Filmen von Al, In und Sn konnten die Theorie bestätigen (z.B. KLEIN *et al.* [1985]). Im Falle tieferer Temperaturen und im clean Limit wurden Stufen in $V(I)$ -Kennlinien (welche obiger Messung verblüffend ähnlich sehen) an $Nd_{2-x}Ce_xCuO_y$ durch elektronische Strukturen im Vortex-Kern erklärt (STOLL *et al.* [1998], HUEBENER *et al.* [2000]).

Im Falle einer periodischen Anordnung von Pinningzentren gibt es eine Reihe von theoretischen Simulationen des Flux-Flow (siehe z.B. REICHHARDT *et al.* [1998]). Durch Pinninggitter können abhängig von Pinningkraft, Unordnung, etc. verschiedene Flux-Flow-Regimes entstehen, welche ohne Pinning bzw. bei zufälliger Anordnung von Pinningzentren nicht vorhanden wären. Abbildung 6.19 zeigt exemplarisch eine $V(I)$ -Kennlinie mit verschiedenen resistiven Regimes. Mit steigendem Strom gibt es (teilweise sprunghafte) Übergänge des Flux-Flow-Widerstands.

Die $V(I)$ -Kurve weist eine Hysterese auf (siehe Inset).

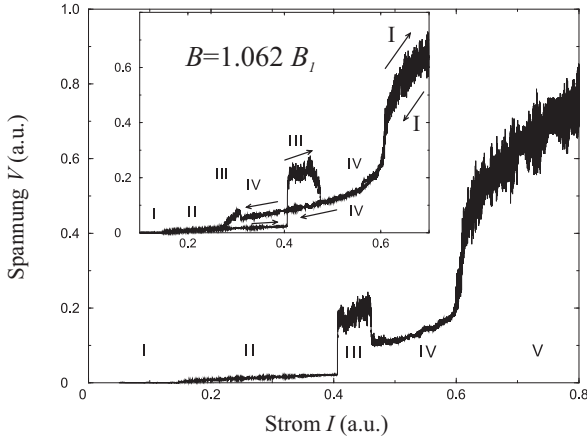


Abbildung 6.19: Theoretisch berechnete $V(I)$ -Kennlinie für Flusslinien in einem quadratischen Gitter von Pinningzentren. Das Inset zeigt die auftretende Hysterese. Die römischen Ziffern bezeichnen verschiedene Flux-Flow-Regimes. (modifiziert aus REICHHARDT et al. [1997])

In eindimensionalen (1D) Supraleitern, d.h. in Supraleitern, die nur in einer Dimension eine räumliche Ausdehnung besitzen, welche die charakteristischen Längenskalen überschreitet, treten andere dissipative Prozesse auf. In den $V(I)$ -Kennlinien findet man stufenartige Anstiege der Spannung, welche durch so genannten Phase-Slip Center (PSC) erklärt werden (SKOCPOŁ *et al.* [1974]). PSC sind dissipative Regionen im Supraleiter, in welchen der Ordnungsparameter zeitlich oszilliert. Die Phasendifferenz über ein PSC durchläuft fortwährend Änderungen um Vielfache von 2π . Üblicherweise treten PSC nur sehr nahe T_c auf. Bei tiefen Temperaturen führen thermische Instabilitäten zu normalleitenden Domänen (Hot Spots). Das Modell von PSC wird allerdings auch in dünnen Filmen von Hochtemperatur-Supraleitern bei tiefen Temperaturen zur Erklärung von dissipativen Domänen herangezogen (REYMOND *et al.* [2002]).

Alle obig vorgestellten Modelle sind in der Lage, Instabilitäten in $V(I)$ -Kennlinien zu erklären. Obwohl die experimentell gefundenen $V(I)$ -Kennlinien sich verblüffend ähnlich sehen, werden zu deren Erklärung die unterschiedlichsten physikalischen Modelle herangezogen.

Daher erscheint es schwierig, die Messungen aus Abb. 6.8 und 6.9 irgendeinem Modell zuzuordnen. Die Tatsache, dass die Probe Box-Nr3 einen Ratscheneffekt in bestimmten resistiven Regimen auf der $V(I)$ -Kurve zeigt, kann allerdings hilfreich für die Interpretation der experimentellen Befunde sein.

Betrachtet man die $V(I)$ -Messungen aus Abb. 6.8 und 6.9 so sieht man eine ausgeprägte Magnetfeldabhängigkeit des differentiellen Widerstands im R_{FF} -Regime. Der differentielle Widerstand steigt mit wachsendem Magnetfeld. Der differentielle Widerstand des R_1 -Regimes und des R_2 -Regimes zeigt praktisch keine Magnetfeldabhängigkeit und beträgt etwa $1.6R_n$. Diesen Wert findet man übrigens auch bei den intrinsischen Spannungsstufen in $Nd_{2-x}Ce_xCuO_y$ (HUEBENER *et al.* [2000]).

Betrachten wir nun den Übergang vom R_{FF} -Regime in die anderen Regimes. Bei hohen Temperaturen erfolgt der Übergang fließend. Mit sinkender Temperatur gibt es hingegen sprunghafte Übergänge. Bei tiefen Temperaturen scheinen kritische Spannungen V_c im R_{FF} -Regime zu existieren, oberhalb welcher der Übergang in ein anderes Regime erfolgt. Eventuell lässt sich dieser Effekt mit einer kritischen Geschwindigkeit v_c der Vortices erklären. Diese lässt sich abschätzen zu

$$v_c = \frac{V_c}{B \cdot L} \approx 10 \text{ m/s} , \quad (6.6)$$

wobei L der Abstand zwischen den Spannungsabgriffen ist. Dieser Wert der kritischen Geschwindigkeit ist nur eine grobe Abschätzungen unter der Annahme, dass sich alle Vortices mit der kritischen Geschwindigkeit v_c durch den Supraleiter bewegen.

Das Antidotgitter scheint einen Effekt auf die Existenz des R_{FF} -Regimes zu haben. Beispielsweise ist bei $t = 0.9725$ unterhalb des zweiten Matchingfeldes kein R_{FF} -Regime zu erkennen. Eventuell sind die Flusslinien hier so stark gepinnt, dass nach Überschreiten der Pinningkraft die Vortices schnell auf eine überkritische Geschwindigkeit beschleunigt werden. Eventuell ist dieser Kollaps des Flux-Flow Regimes ähnlich zu verstehen wie das Auftreten von dendritischen Flusslawinen. Auch diese entstehen erst durch genügend hohe kritische Stromdichten. Beispielsweise konnten durch MO-Abbildungen Dendriten, welche durch Strompulse erzeugt wurden, nachgewiesen werden (BOBYL *et al.* [2002]). Eventuell liegen in den resistiven Regimes (mit Ausnahme des R_{FF} -Bereichs) also Flusslawinen vor.

Im Zentrum einer Flusslawine können aufgrund der Dissipation sehr hohe Temperaturen herrschen. Eventuell ist die lokale Temperatur deutlich höher als T_c . Durch die gepulste Messmethode befindet sich dann die Probe in einem extremen Nichtgleichgewichtszustand. Eine solche Konstellation wäre in der Lage, das Überschreiten der Normalwiderstandslinie (für $T = 10$ K) zu erklären im R_2 -Regime zu erklären. Für genügend hohe Strompulse entsteht möglicherweise in der gesamten Probe Wärme. Dann herrschen weniger starke Temperaturunterschiede vor und man befindet sich im R_n -Regime. Letztlich können nur abbildende Verfahren Aufschluss über die tatsächliche Konstellation liefern. Eventuell wäre eine MO-Abbildung an der Probe interessant.

Das Ziel der Arbeit bestand eigentlich in der Realisierung einer Abrikosov-Vortex Ratsche. Offensichtlich ist die Untersuchung eines solchen Systems nicht trivial. Das Auftreten verschiedener resistiver Regime in der $V(I)$ -Kurve ist ein störender Effekt für solch ein Experiment. Der eigentliche Ratscheneffekt sollte im R_{FF} -Regime untersucht werden.

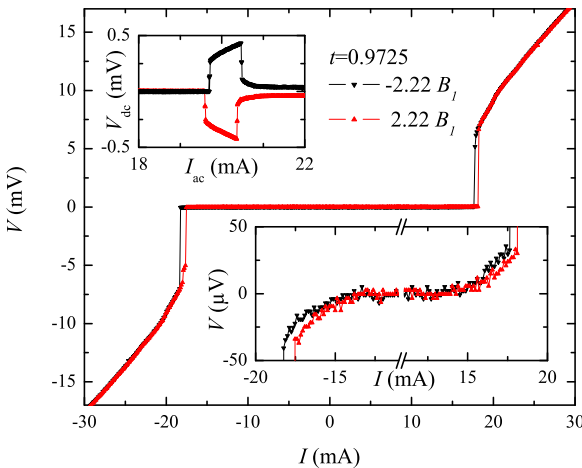


Abbildung 6.20: $V(I)$ -Messungen bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9725$ für die Magnetfelder $B = \pm 4.22B_1$. Unteres Inset zeigt vergrößert das R_{FF} -Regime. Oberes Inset zeigt die korrespondierende $V_{dc}(I_{dc})$ -Messungen mit $f_{ac} = 1$ kHz.

Wie bereits erwähnt wurde, scheint die Existenz eines R_{FF} -Regimes von enormer Bedeutung für den Ratscheneffekt zu sein. Wie lässt sich

dies verstehen? Abbildung 6.20 zeigt exemplarisch eine $V(I)$ -Messung bei der Temperatur $t = 0.9725$ für die Magnetfelder $B = \pm 4.22B_1$. Hier erkennt man, dass der Übergang vom R_{FF} -Regime in das R_1 - bzw. R_2 -Regime bei unterschiedlichen Transportströmen erfolgt. Dies lässt zunächst vermuten, dass der kritische Strom aufgrund des asymmetrischen Pinnings eine Asymmetrie aufweist. Betrachtet man allerdings den R_{FF} -Bereich detaillierter (unteres Inset Abb. 6.20), so erkennt man weniger eine Asymmetrie im kritischen Strom als einen Unterschied des differentiellen Widerstands im R_{FF} -Regime. Die kritische Spannung, oberhalb welcher der Übergang in das R_1 - bzw. R_2 -Regime erfolgt, ist für beide Magnetfelder etwa gleich groß. Bei gleichem kritischen Strom und unterschiedlichem Flux-Flow-Widerstand wird die kritische Spannung erst bei unterschiedlich hohen Transportströmen erreicht. Durch die sprunghaften Übergänge in andere resistive Regime lassen sich daher in $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen sehr hohe DC-Spannungen messen (oberes Inset Abb. 6.20), welche den (eigentlichen) Ratscheneffekt im R_{FF} -Regime überdecken. Die Untersuchung eines Ratscheneffekt von Abrikosov-Vortices sollte daher nur im R_{FF} -Regime erfolgen.

6.4.2 $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen

Betrachten wir zunächst die Messungen bei $f_{ac} = 1$ kHz. Die $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen bei der höchsten Temperatur $t = 0.9897$ (vgl. Abb. 6.10) sind im R_{FF} -Regime entstanden. Diese Messungen zeigen in der Tat einen Ratscheneffekt von Abrikosov-Vortices. Die Ratsche zeigt ein überdämpftes Verhalten und die erzeugten DC-Spannungen liegen im μV -Bereich.

Bei der (tieferen) Temperatur $t = 0.9840$ treten zwei verschiedene Arten von $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurven auf (vgl. Abb. 6.11). Für hohe Magnetfelder zeigen die Kurven ein überdämpftes Verhalten während die Kurven bei $B < 2B_1$ stark unterdämpftes Verhalten zeigen. Auch der Wert der DC-Spannungen unterscheidet sich wesentlich für hohe und niedrige Magnetfelder. Für $B > 2B_1$ liegen die Werte im μV -Bereich. Für $B < 2B_1$ erhöht sich die DC-Spannung um Größenordnungen. Dieser Effekt lässt sich durch Betrachten der korrespondierenden $V(I)$ -Kurven erklären.

Unterhalb von $B = 2B_1$ treten Sprünge vom R_{FF} -Regime in andere resistive Regimes auf. Wie oben erläutert erfolgt der Übergang aufgrund der Asymmetrie im R_{FF} -Regime bei unterschiedlich hohen Amplituden des antreibenden Stroms. Dadurch ist es möglich, sehr hohe

DC -Spannungen zu erzeugen. Durch den sprunghaften Übergang in die verschiedenen resistiven Regime weisen die $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurven eine unterdämpfte Form auf. Der Vergleich mit der Simulation lässt auf eine unterdämpfte Ratsche (vgl. Abb. 6.2) schließen. Diese Interpretation ist jedoch falsch, da in der Simulation der Reibungsterm der Bewegung konstant angenommen wurde [vgl. Gleichung (6.4)]. Der Übergang zwischen verschiedenen resistiven Regimes lässt sich dagegen als eine sprunghafte Änderung des Reibungsterms bzw. der Viskosität der Vortexbewegung auffassen. Die Untersuchung eines Ratscheneffekts sollte daher nur innerhalb eines resistiven Regimes erfolgen. Ein Effekt durch das asymmetrische Pinningpotenzial ist nur im R_{FF} -Regime zu finden.

Die $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurven für $B > 2B_1$ und $t = 0.9840$ wurden im R_{FF} -Regime aufgenommen. Diese Kurven sind als Ratscheneffekt zu interpretieren. Hier konnte auch der Effekt des „current reversal“ gefunden werden. Dies ist nochmals in Abb. 6.21 gezeigt. Die Vortexbewegung

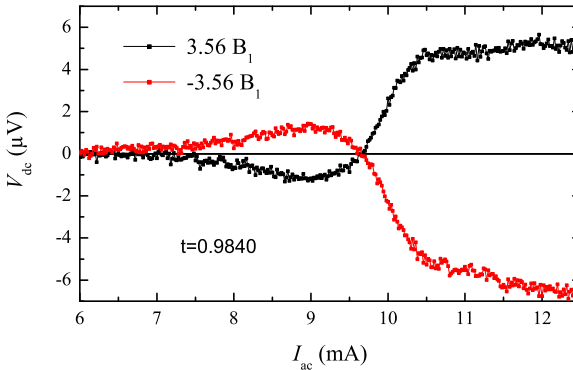


Abbildung 6.21: *Current Reversal* bei $V_{dc}(I_{ac})$ -Messung an der Probe Box-Nr3 bei der reduzierten Temperatur $t = 0.9840$ ($T_c = 8.74\text{K}$)

erfolgt zunächst in eine Richtung und erzeugt eine DC -Spannung. Bei genügend hoher Amplitude invertiert sich die Bewegung der Vortices. Solche Effekte wurden schon in der Vergangenheit gefunden (z.B. VILLEGAS *et al.* [2003b], DINIS *et al.* [2007]). Es gibt verschiedene Modelle zur Beschreibung dieses Effekts. Eine dynamische Rekonfiguration des Vortextgitters könnte einen solchen Effekt verursachen (DINIS *et al.* [2007]). Ein anderer Erklärungsansatz wird durch die Inversion der Asymmetrie des Pinningpotenzials für Interstitielle gegenüber den stärker gepinnten

Vortices in den Pinningzentren gegeben (VILLEGAS *et al.* [2003b, 2005a]).

Betrachtet man die $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurven bei $t = 0.9783$ und $t = 0.9725$, so findet man ein nicht verschwindendes Gleichrichtungsfenster nur für die Magnetfelder, welche in den $V(I)$ -Messungen ein R_{FF} -Regime aufwiesen. Die $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurven zeigen sehr hohe DC -Spannungen, welche wiederum durch den (asymmetrischen) Übergang in andere resistive Regimes verursacht wurde. Diese Kurven werden daher nicht als Ratscheneffekt im eigentlichen Sinne interpretiert.

6.4.3 Frequenzabhängigkeit des Ratscheneffekts

Bei sehr tiefen Temperaturen war es möglich, durch Erhöhung der Anregungsfrequenz f_{ac} die Form der $V_{dc}(I_{ac})$ -Kurven und die Breite 2α des Gleichrichtungsfensters zu verändern. Die Veränderung der Form ist vermutlich ein Messartefakt. Die Breite 2α dagegen sollte nicht von der Messmethode beeinflusst werden.

Wie oben erläutert werden DC -Spannungen durch Asymmetrien im R_{FF} -Regime verursacht. Je größer der Bereich des R_{FF} -Regimes desto breiter wird das Gleichrichtungsfenster. Daher liegt es nahe zu vermuten, dass eine Erhöhung der Anregungsfrequenz f_{ac} das Auftreten und den Bereich des R_{FF} -Regimes beeinflusst.

Prinzipiell erlauben zwei simple Modelle die Beschreibung eines solchen Effekts. J.I. Gittleman und B. Rosenblum konnten eine Frequenzabhängigkeit des Flux-Flow-Widerstands in Typ-II Supraleitern mit Pinning nachweisen (GITTLEMAN und ROSENBLUM [1966]). Durch einen unterkritischen DC -Strom in Addition zu einem AC -Strom (Radiowellen bis zu 100 Mhz) konnte ab einer bestimmten Frequenz f_0 die absorbierte Leistung im Supraleiter erhöht werden. Dies bedeutet, dass durch Einstrahlung von Radiowellen mit $f > f_0$ eine Vortexbewegung verursacht wird. Das Experiment zeigte eine Proportionalität zwischen f_0 und der Pinningkraft der Pinningzentren. Nahe T_c werden die Pinningkräfte beliebig klein. Eventuell reichen schon Frequenzen f_{ac} von einigen 100 kHz aus um einen solchen Effekt zu verursachen. Die Breite des Gleichrichtungsfensters zeigte zumindest qualitativ ein ähnliches Verhalten. Für niedrige Magnetfelder zeigte 2α bei höheren Frequenzen ein Maximum, während sich bei hohen Magnetfeldern das Maximum zu tieferen Frequenzen verschob (vgl. Abb. 6.18). Da sich mit wachsendem Magnetfeld die Pinningkraft der Antidots verringert, ergibt sich qualitativ ein ähn-

licher Effekt zu den Experimenten von Gittleman und Rosenblum.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit erhält man durch die Abschätzung der maximalen Geschwindigkeit, mit welcher sich Vortices durch den Supraleiter bewegen dürfen. Mit der kritischen Spannung V_c , ab welcher das R_{FF} -Regime verlassen wird, erhält man Geschwindigkeiten von etwa 10 m/s. Vergleicht man diesen Wert mit der Breite der Brücke, so findet man Zeiten von $t \approx 20 \mu\text{s}$ welche von Vortices benötigt werden, um die Brücke zu durchqueren. Mit sinkender Temperatur steigen die Pinningkräfte der Pinningzentren an. Nach Übersteigen des kritischen Stroms werden die Vortices beschleunigt und erreichen eventuell sehr schnell die kritische Geschwindigkeit. Wird der Strom allerdings vor Erreichen der kritischen Geschwindigkeit invertiert, so befinden sich die Vortices im R_{FF} -Regime. Die Zeitkonstante zum Durchqueren der kompletten Brücke liefert die Größenordnung der Anregungsfrequenz, bei welcher dieser Effekt auftreten sollte. Zeitkonstanten von $t \approx 20 \mu\text{s}$ liefern Frequenzen, welche in der Größenordnung der Frequenzen liegen, in denen die Breite 2α ihr Maximum zeigt. Eventuell ist obiges Modell eine mögliche Erklärung der experimentell gefundenen Frequenzabhängigkeit des Ratscheneffekts.

6.5 Zusammenfassung

Das Einbringen eines periodischen Gitters von dreieckigen Antidots in einen Typ-II Supraleiter erlaubt die Realisierung einer Abrikosov-Vortex Ratsche. Durch Messungen von $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen war es möglich, die Gleichrichtung von Vortexbewegung nachzuweisen.

Die $V(I)$ -Kurven zeigen mehrere resistive Regime R_{FF} , R_1 , R_2 und R_n . Eventuelle physikalische Ursachen der verschiedenen Regime wurden diskutiert. Die Messungen zeigen, dass eine Asymmetrie in der Vortexbewegung nur im R_{FF} -Regime vorliegt. Dieses Regime wird durch eine kritische Geschwindigkeit der Vortices begrenzt, oberhalb welcher kein gewöhnlicher Flux-Flow mehr möglich ist.

Aufgrund der Asymmetrie im R_{FF} -Bereich erfolgt der Übergang in andere resistive Regime ebenfalls asymmetrisch. Dadurch können sehr hohe DC -Spannungen erzeugt werden, welche nicht durch einen Ratscheneffekt hervorgerufen werden. Die Form dieser $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen ähneln denen einer stark unterdämpften Ratsche. Der eigentliche Ratscheneffekt ist nur im R_{FF} -Bereich zu untersuchen. Dies war bei $t = 0.9897$ und $t = 0.9840$ möglich. Die Ratschen im R_{FF} -Regime zeigten stets ein überdämpftes Verhalten.

In der Vergangenheit wurden ähnliche Messungen an Pb-Filmen durchgeführt (VANDEVONDEL *et al.* [2005]; DE SOUZA SILVA *et al.* [2006b]). Die Form dieser $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen zeigte ein stark unterdämpftes Verhalten. Die Messungen sehen denen aus Abb. 6.12 verblüffend ähnlich und wurden als eine unterdämpfte Ratsche interpretiert. Eventuell wurden diese Kurven allerdings ebenfalls durch Übergänge zwischen verschiedenen resistiven Regime erzeugt. Spätere Untersuchung von Ratscheneffekten an Abrikosov-Vortices zeigten jedenfalls stets überdämpftes Verhalten und ergaben geringere DC -Spannungen.

Bei Temperaturen $t < 0.984$ und kleinen Magnetfeldern konnte in gepulsten $V(I)$ -Messungen kein R_{FF} -Regime nachgewiesen werden. Die korrespondierenden $V_{dc}(I_{ac})$ -Messungen mit $f_{ac} = 1$ kHz zeigten keine DC -Spannungen. Der Übergang zu höheren Frequenzen $f_{ac} = 20...500$ kHz führte allerdings wieder zu einer DC -Spannung. Dieser Effekt konnte qualitativ anhand von zwei Modellen erklärt werden.

Das Hauptproblem bei der Durchführung von Experimenten sowie bei deren Interpretation lag in den Instabilitäten der $V(I)$ -Kurven. Solche sollten in zukünftigen Messungen durch geeignete Wahl der Probenpa-

parameter vermieden werden. Zum einen sollten geringere Pinningkräfte einen Vorteil bringen. Zum anderen könnten in reineren Supraleitern geeignetere (lineare) Flux-Flow Eigenschaften zur Untersuchung von Ratscheneffekten vorliegen, allerdings sind bei solchen geringere kritische Geschwindigkeiten zu erwarten (PEROZ und VILLARD [2005]).

Kapitel 7

SFS Josephsonkontakte

Die in diesem Kapitel vorgestellten experimentellen Ergebnisse beruhen auf einer Kooperation mit Martin Weides vom Forschungszentrum Jülich. Die untersuchten Nb/Al₂O₃/Ni_{0.6}Cu_{0.4}/Nb SIFS-Kontakte wurden von Martin Weides hergestellt und charakterisiert. Die detaillierte Untersuchung einiger Kontakte in rauscharmer Mess-Umgebung und bei variabler Temperatur wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt.

7.1 Messungen an SIFS 0- oder π -Kontakten

Zunächst soll in kurzer Form auf den Herstellungsprozess der SIFS-Josephsonkontakte eingegangen werden (Eine detaillierte Beschreibung findet man in WEIDES *et al.* [2006c]). Auf einem 4 Zoll Si-Wafer (thermisch oxidiert) wird mittels Magnetron-Sputterns eine 120 nm dicke Nb-Schicht und anschließend eine 5 nm dicke Al-Schicht aufgebracht. Die Isolationsschicht des Kontakts entsteht durch Oxidation der Al-Schicht zu Al₂O₃ in einer definierten Sauerstoffumgebung. Um ein homogenes Wachstum der ferromagnetischen Ni_{0.6}Cu_{0.4}-Schicht zu ermöglichen, wird zuerst eine 2 nm dicke Zwischenschicht aus Kupfer auf die Isolationsschicht aufgebracht. Anschließend wird die verdünnte ferromagnetische Schicht mit einem keilförmigem Dickenprofil ($d_F = 1..15$ nm) und einer abschließenden 40 nm dicken Nb-Schicht aufgesputtert. Die Struk-

turierung der Schichten zu Josephsonkontakten erfolgt mittels optischer Lithographie in Kombination mit reaktivem Ionen-Ätzen und anodischer Oxidation. Zuletzt wird eine 400 nm dicke Nb-Topielektrode aufgebracht.

Die auf diese Weise entstandenen Josephsonkontakte mit verschiedener Dicke d_F des Ferromagnets hatten eine quadratische Form mit einer Kontaktfläche von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Eine Messreihe des kritischen Stroms (bei $T = 4.2 \text{ K}$) in Abhängigkeit von d_F ist in Abb. 7.1 gezeigt.

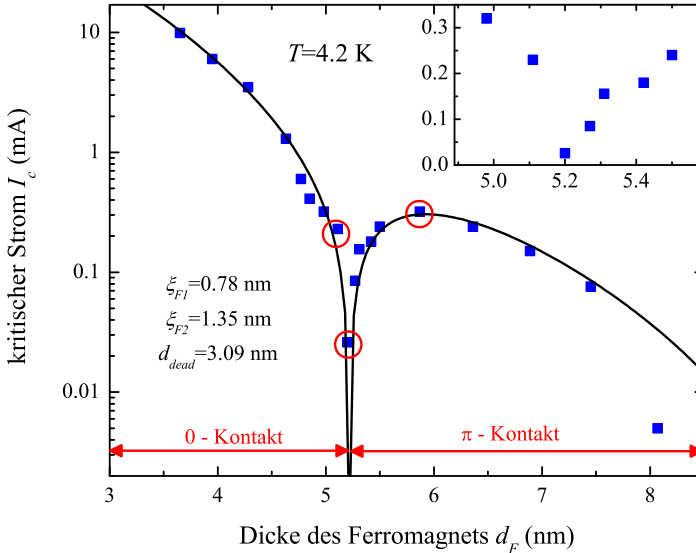


Abbildung 7.1: Abhängigkeit des kritischen Stroms I_c von der Dicke d_F des Ferromagnets. Blaue Punkte = Messdaten; Schwarze Linie = Fit gemäß Gleichung (2.27); Das Inset zeigt eine Vergrößerung des 0- π -Übergangs auf linearer Skala. Rote Kreise markieren Proben mit ferromagnetischen Dicken d_F , welche im Rahmen dieser Arbeit intensiv untersucht wurden (modifiziert aus WEIDES et al. [2006a]).

Die Messungen zeigen eine deutliche Nullstelle in $I_c(d_F)$. Dies lässt sich durch einen Übergang von 0- nach π -Kopplung erklären. Durch geeignete Wahl der Größen ξ_{F1} , ξ_{F2} und d_{dead} ist es möglich, die experimentellen Werte (blaue Punkte) durch die theoretische Kurve gemäß Gleichung 2.27 zu reproduzieren. Dadurch ist auch die Klassifizierung in 0- oder π -Kontakt legitimiert. In Abb. 7.1 sind drei Messpunkte mit roten Kreisen markiert. Hierbei handelt es sich um eine 0-gekoppelte Probe

mit $d_F = 5.11$ nm, um eine π -gekoppelte Probe mit $d_F = 5.87$ nm sowie um eine Probe in der Nähe des Übergangs von 0 nach π -Kopplung mit $d_F = 5.20$ nm. Diese Proben wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit vermessen, insbesondere wurde der Einfluss der Temperatur auf die Eigenschaften der Proben bei angelegtem Magnetfeld untersucht.

7.1.1 Temperaturabhängigkeit von 0- oder π -SIFS-Kontakten

Die SIFS-Kontakte wurden in dem in Kapitel 3 beschriebenen Messaufbau untersucht. Ein spezieller für diese Messungen gefertigter Probenhalter (vgl. Kapitel 3) ermöglichte das Anlegen eines (sehr stabilen) Magnetfeldes der supraleitenden Spule parallel zur Filmebene der Kontakte. Die Proben wurden wahlweise mit dem SQUID-Verstärker und/oder einem Raumtemperaturverstärker in einer 4-Punktmessung vermessen. Die Probentemperatur wurde durch den Helium-Gasdruck geregelt. Abbildung 7.2 (a) zeigt Messungen des kritischen Stroms in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes des 0-gekoppelten SIFS-Kontakt mit einer ferromagnetischen Dicke $d_F=5.11$ nm bei Temperaturen zwischen 4 und 2.3 K. Diese Messungen wurden mit einem Raumtemperaturverstärker RTV durchgeführt. Das Spannungskriterium für die $I_c(B)$ -Messungen betrug $V_c = 5 \mu\text{V}$. Die korrespondierenden $I_c(B)$ -Messungen an der π -gekoppelten Probe mit $d_F=5.87$ nm sind in Abb. 7.2 (b) gezeigt.

Für beide Proben lässt sich mit Gleichung (2.12) die Josephson Eindringtiefe λ_J berechnen. Für die 0-gekoppelte Probe ergibt sich unter Annahme einer effektiven Barrierendicke d_{eff} von 200 nm ein Wert von ca. 200 μm . Für die π -gekoppelte Probe ein Wert von 160–180 μm zwischen 2.1 und 4.2 K. Beide Proben lagen also im Limit kurzer Kontakte und somit erwartete man eine Fraunhofer-Funktion (Gleichung 2.18) für den kritischen Strom in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die $I_c(B)$ -Messungen beider Kontakte zeigen für tiefere Temperaturen ein deutlich ausgeprägteres Fraunhofer-Muster als bei 4.2 K. Dies lässt sich durch die Wahl des Spannungskriteriums von $V_c = 5 \mu\text{V}$ erklären. Der Subgap-Widerstand¹ R_{subgap} beider Kontakte steigt mit sinkender Temperatur an (siehe Abb. 7.4). In den Minima der Fraunhofer-Funktion erwartet man einen verschwindenden kritischen Strom. Die Bestimmung des kri-

¹Subgap-Widerstand bezeichnet den Widerstand der VI -Kennlinie eines Josephsonkontakts für Spannung unterhalb V_g .

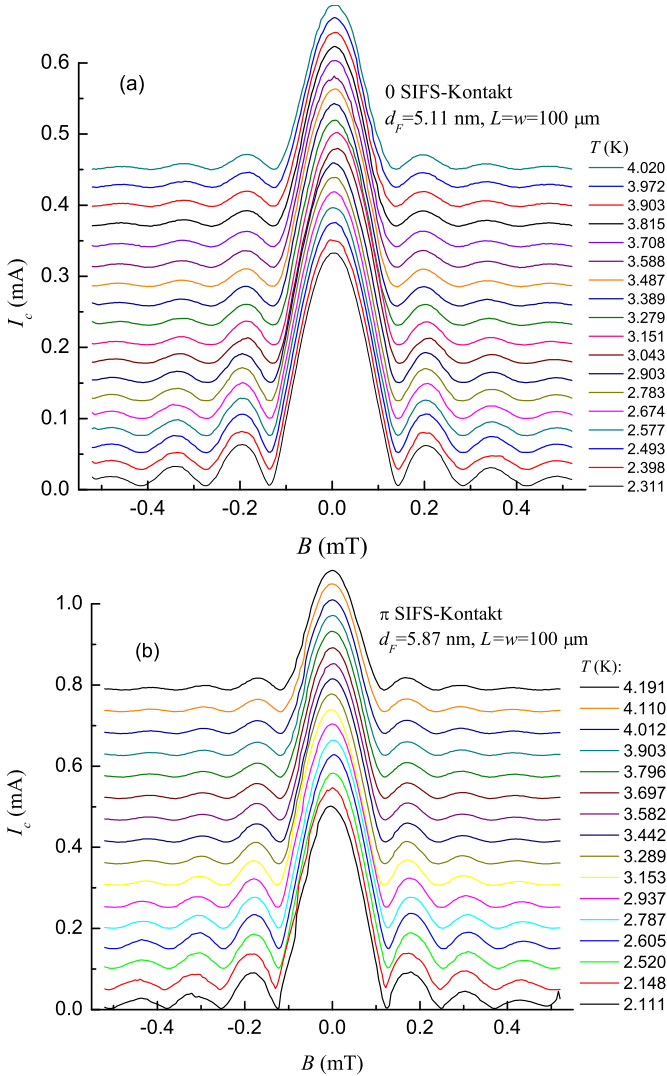


Abbildung 7.2: $I_c(B)$ -Messungen mit Spannungskriterium $V_c = 5 \mu\text{V}$ des 0-Kontakts (a) und des π -Kontakts (b) in Abhängigkeit der Temperatur. Zur Veranschaulichung wurden die Daten vertikal verschoben.

tischen Stroms erfolgt folgendermaßen: der Bias-Strom wird so lange erhöht, bis am Kontakt die Spannung des Kriteriums abfällt. Dadurch erhält man abhängig vom Widerstand R_{subgap} und dem gewählten Span-

nungskriterium V_c ein unteres Limit von V_c/R_{subgap} für den kritischen Strom. Dies erklärt die Abweichung von der Fraunhofer-Funktion bei hohen Temperaturen.

Ein Indiz für die hohe Qualität der untersuchten Kontakte lieferte eine exemplarische $I_c(B)$ -Bestimmung des 0-gekoppelten Kontakts mit dem SQUID-Verstärker und einem Spannungskriterium von $V_c = 50$ nV. Abbildung 7.3 zeigt Messungen mit dem SQUID und einem RTV sowie eine theoretisch berechnete Fraunhofer-Funktion. Der Vergleich der

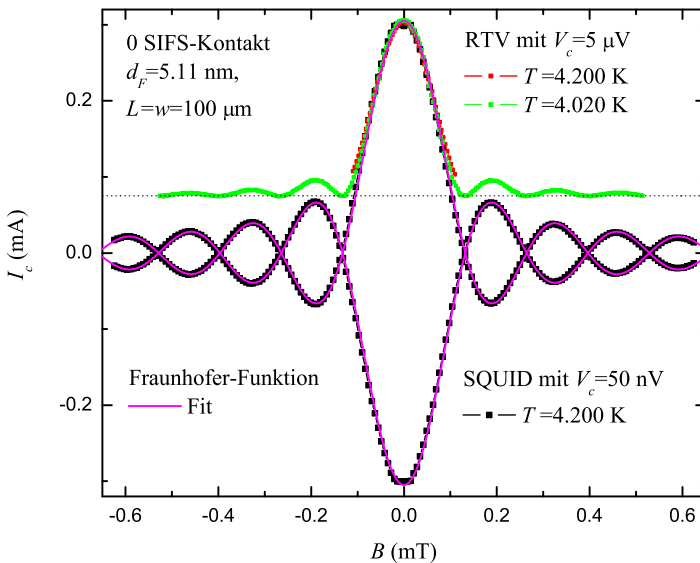


Abbildung 7.3: Einfluss des Spannungskriteriums auf $I_c(B)$ des 0-Kontakts. Rote und Grüne Messpunkte: $I_c(B)$ -Kurve mit $V_c = 5$ μ V. Schwarze Messpunkte: $V_c = 50$ nV. Magenta Linie: Fraunhofer-Funktion. Gestrichelte Linie: Unteres Limit für I_c -Messung bei $V_c = 5$ μ V und $R_{subgap} = 67$ m Ω (aus Abb. 7.4)

SQUID-Messung mit der Fraunhofer-Funktion lässt auf eine hohe Homogenität der kritischen Stromdichte über den Kontakt schließen. Die Messungen mit dem RTV weichen nur in Feldbereichen mit kleinen kritischen Strömen von der SQUID-Messung ab. Daher ist eine Aussage über den maximalen kritischen Strom in Abhängigkeit der Temperatur an Hand der Messreihe aus Abb. 7.2 legitim. Abb. 7.4 zeigt Strom-Spannungs Kennlinien des 0- und π -gekoppelten Kontakts in Abwesenheit vom Ma-

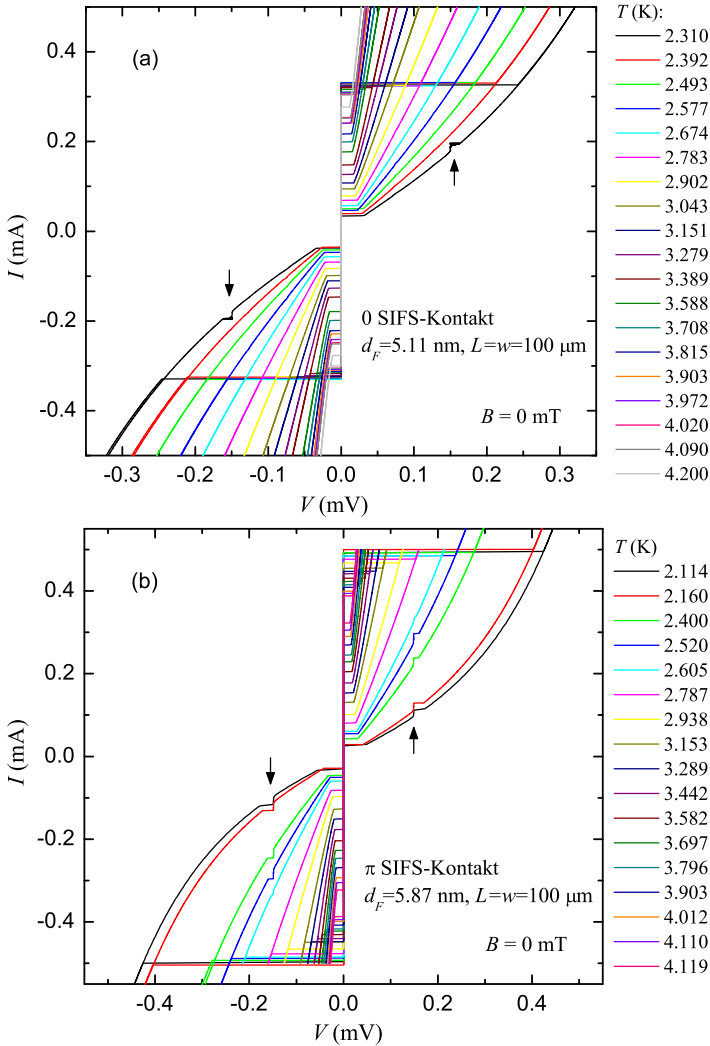


Abbildung 7.4: I - V -Kennlinien ohne angelegtes Magnetfeld des (a) 0 -Kontakts und (b) π -Kontakts bei verschiedener Temperatur

gnetfeld. Diese I - V -Kurven zeigen insbesondere für tiefe Temperaturen eine Abhängigkeit des Widerstands R_{subgap} von der Spannung. Dies ist nicht im Rahmen eines „linearen“ RCSJ-Modells erklärbar. Die Bestimmung eines McCumber-Parameters erfolgte unter Anwendung von Gleichung 7.10.

chung (2.11).

Für tiefe Temperaturen findet man in Abb. 7.4 Stufen bei einer Spannung von ca. $148 \mu\text{V}$. Messungen der Fiskestufen (von M. Weides) (WEIDES [2006]) ergaben $V_n^{FS} = n \cdot 74 \mu\text{V}$. Der Vergleich mit dem Wert der ersten Fiskestufe legt nahe, dass es sich hierbei vermutlich um Zero Field Steps handelt.

In Abb. 7.5 ist die Temperaturabhängigkeit (a) des kritischen Stroms und (b) des McCumber-Parameters β_c für den 0- und π -Kontakt gezeigt. Der kritische Strom des 0-gekoppelten Kontakts zeigt ein nahe-

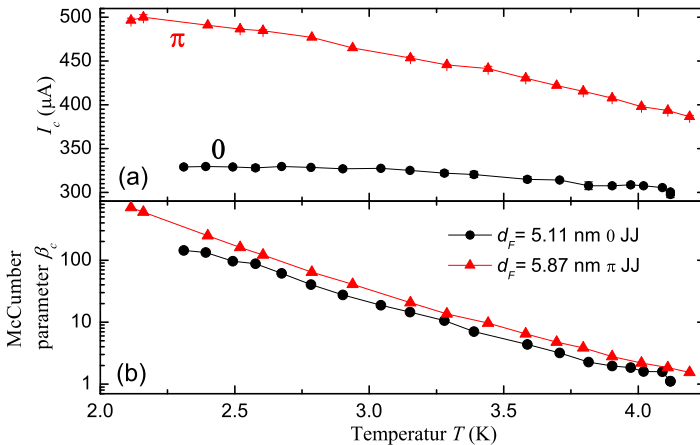


Abbildung 7.5: Temperaturabhängigkeit des (a) kritischen Stroms I_c und (b) des McCumber Parameters β_c des 0- und π -Kontakts. (modifiziert aus WEIDES et al. [2006a])

zu konstantes Verhalten für Temperaturen unterhalb 3.5 K, während der π -gekoppelte Kontakt mit sinkender Temperatur einen stets steigenden kritischen Strom zeigt. Dies lässt sich durch ein Wechselspiel zwischen den Temperaturabhängigkeiten der Cooper-Paardichte und der Kohärenzlänge ξ_{F2} verstehen. Gemäß Gleichung (2.26) verringert sich $\xi_{F2}(T)$ mit sinkender Temperatur, dies bedeutet für die $I_c(d_F)$ -Funktion aus Abb. 7.1 eine geringere Dicke d_F des Übergangs von 0 nach π . In der Nähe des Übergangs ist es also möglich, den kritischen Strom durch Variation der Temperatur zu variieren. Der 0-gekoppelte Kontakt befindet sich an einer steilen Flanke der $I_c(d_F)$ -Funktion, daher hat die Temperaturabhängigkeit von $\xi_{F2}(T)$ eine große Auswirkung auf den kritischen

Strom. Der π -gekoppelte-Kontakt dagegen befindet sich im Maximum der $I_c(d_F)$ -Funktion, bei dieser Dicke d_F ist der kritische Strom nahezu unabhängig von kleinen Veränderungen von $\xi_{F2}(T)$.

Für beide Kontakte steigt mit sinkender Temperatur die Cooper-Paardichte an und hätte einen höheren kritischen Strom gemäß Ambegaokar-Baratoff (vgl. Abb. 2.3) zur Folge. Für den 0-gekoppelten Kontakt scheint sich dieser Effekt mit dem zuvor erläuterten Effekt durch $\xi_{F2}(T)$ nahezu aufzuheben. Beim π -gekoppelten Kontakt überwiegt der Effekt der Cooper-Paardichte und führt somit zu einem Anstieg des kritischen Stroms mit sinkender Temperatur.

Der McCumber-Parameter steigt für beide Kontakte exponentiell mit sinkender Temperatur an. Dies deutet darauf hin, dass bei den untersuchten Temperaturen die ferromagnetische Barriere nicht zusätzlich zum Aufbrechen von Cooper-Paaren führt.

7.1.2 Temperaturgesteuerter 0- π Übergang

In diesem Abschnitt werden Messungen an einem Kontakt mit $d_F = 5.20$ nm vorgestellt. Dieser Kontakt befindet sich in der $I_c(d_F)$ -Funktion aus Abb. 7.1 direkt am Übergang der Kopplung von 0 nach π .

Somit war dieser Kontakt ein möglicher Kandidat für einen temperaturgesteuerten 0- π Übergang. Abbildung 7.6 zeigt $I_c(B)$ -Messungen bei verschiedenen Temperaturen. Aufgrund des kleinen kritischen Stromes von maximal $15 \mu\text{A}$ war der Kontakt stets überdämpft. Die Messungen wurden mit einem SQUID-Verstärker und einem Spannungskriterium $V_c = 50$ nV durchgeführt. Bei einer Temperatur von ca 3.1 K sank der kritische Strom auf einen Wert von $0.8 \mu\text{A}$, für Temperaturen unter- und oberhalb dieses Wertes lag der kritische Strom stets höher. Bei Temperaturen unterhalb von 2.5 K wurde der Kontakt hysteretisch und eine Messung mit dem SQUID-Verstärker war nicht mehr möglich. Deshalb wurden die Kurven bei tiefster Temperatur mit einem RTV und einem Spannungskriterium von $V_c = 1 \mu\text{V}$ aufgenommen.

Abbildung 7.7 zeigt die Abhängigkeit des maximalen kritischen Stroms $I_{c,\text{max}}$ von der Temperatur. Wie oben erörtert lässt dieses Verhalten auf einen temperaturgesteuerten Übergang der Kopplung des Kontakts von 0 nach π schließen. Im Übergang verschwindet der kritische Strom allerdings nicht komplett. Dies könnte mit einer $\sin(2\phi)$ -Komponente in der Strom-Phasenbeziehung des kritischen Stromes be-

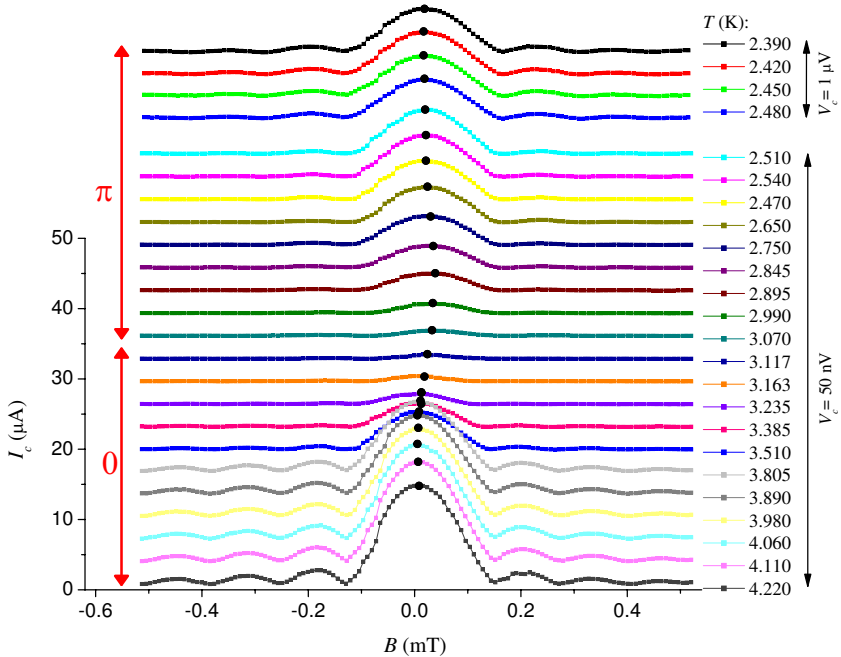


Abbildung 7.6: $I_c(B)$ -Messungen mit Spannungskriterium von $V_c = 50 \text{ nm}$ ($T = 4.2\text{-}2.5 \text{ K}$) oder $V_c = 1 \mu\text{V}$ ($T = 2.4\text{-}2.5 \text{ K}$) des SIFS-Kontakts mit $d_F = 5.20 \text{ nm}$ in Abhängigkeit der Temperatur. Zur Veranschaulichung wurden die Daten vertikal um $3.5 \mu\text{A}$ verschoben. Der Kontakt zeigt einen temperaturgesteuerten Übergang von 0- nach π -gekoppelt bei einer Temperatur $T_{0\pi} \approx 3.1 \text{ K}$. Schwarze Punkte markieren den Maximalwert von I_c .

gründet werden (BUZDIN [2005], SELLIER *et al.* [2004]). Eine inhomogene Stromverteilung des Kontakts im Übergang aufgrund von z.B. Rauigkeiten in der Barriere könnte allerdings ähnliche Effekte hervorrufen (MINTS [1998], MINTS *et al.* [2002]).

Betrachtet man den Bereich im 0- π -Übergang detaillierter, so findet man eine deutliche Abweichung der $I_c(B)$ -Kurve von der (idealen) Fraunhofer-Funktion. Des weiteren stellt man eine allmähliche Verschiebung des Maximums von $I_c(B)$ um etwa 25 % eines Flussquants Φ_0 fest. Die Asymmetrie verschwindet wieder bei Temperaturen deutlich unterhalb der Übergangstemperatur $T_{0\pi}$. Abbildung 7.8 (a) zeigt normierte $I_c(B)$ -Messungen bei Temperaturen oberhalb und unterhalb von $T_{0\pi}$ sowie im Übergang. Des weiteren wurde eine ideale Fraunhofer-

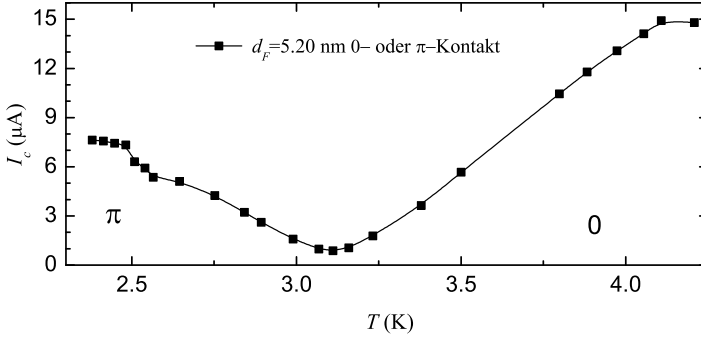


Abbildung 7.7: $I_{c,max}$ in Abhängigkeit der Temperatur. Der Kontakt zeigt einen temperaturgesteuerten Übergang von 0- nach π -gekoppelt bei einer Temperatur $T_{0\pi} \approx 3.1$ K.

Funktion eingezeichnet. Wie in Kapitel 2 beschrieben, ergibt sich die Fraunhofer-Funktion aus der Fouriertransformation eines Rechtecks. Somit kann man durch eine (Rück-)Fouriertransformation einer $I_c(B)$ -Messung Informationen über die Homogenität der kritischen Stromdichte bekommen. Aufgrund der fehlenden Phaseninformation bei einer $I_c(B)$ -Messung wurde die Fouriertransformation des Produkts $I_c(B)$ mit sich selbst durchgeführt. Nach dem Faltungstheorem (BRONSTEIN und SEMENDJAJEW [1989]) entspricht eine Multiplikation im Fourierraum einer Faltung im Ortsraum. Die Faltung zweier Rechtecke ergibt ein Dreieck, somit lässt sich aus Abweichungen von der (idealen) Dreiecksfunktion Informationen über das Stromprofil des Josephsonkontakt gewinnen. Abb. 7.8 (b) zeigt die Fouriertransformierte der $I_c(B)$ -Messungen². Bei einer Temperatur von $T = 4.11$ K sieht man praktisch keine Abweichung von der Dreiecksfunktion (der Fraunhofer-Funktion), was auf einen homogenen Stromfluss im Kontakt schließen lässt. Bei der Übergangstemperatur $T_{0\pi} = 3.11$ K zeigen sich deutliche Abweichungen von der Dreiecksfunktion, darüber hinaus findet man eine deutlich reduzierte Breite des Dreiecks. Unterhalb des Übergangs $T_{0\pi}$ ähnelt die Fouriertransformierte wieder der idealen Dreiecksfunktion. Dies lässt sich folgendermaßen interpretieren. Die ferromagnetische Barriere des Kontakts zeigt kleine Variationen in der Dicke d_F . In der Nähe der Übergangstemperatur $T_{0\pi}$ haben diese Unterschiede eine große Auswirkung auf den Stromtrans-

²Hinweis: Abb. 7.8 (b) zeigt nicht das Stromprofil $j_c(x)$.

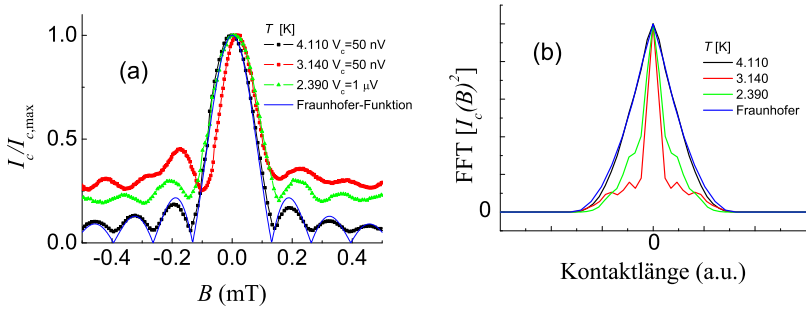


Abbildung 7.8: (a) Normierte $I_c(B)$ -Messungen des 0- oder π -gekoppelten Kontakts ($d_F = 5.20$ nm) bei 4.110, 2.390 und 3.140 K. Zusätzlich wurde die Fraunhofer-Funktion eingezeichnet. (b) Leistungsspektrum von $I_c(B) \cdot I_c(B)$. Abweichungen von der Dreiecksfunktion geben Aufschluss auf Homogenität der kritischen Stromdichte $j(x)$.

port. Dadurch ist es unmöglich, einen 0- π Übergang des gesamten Kontakts bei einer Temperatur zu erzielen. Vielmehr gibt es mit sinkender Temperatur 0-gekoppelte Bereiche mit stark unterschiedlicher kritischer Stromdichte. Aufgrund des keilförmigen Dickenprofils³ ist es denkbar, dass auf der einen Seite des Kontakts der kritische Strom sich im Minimum von $I_c(d_F)$ befindet, während sich auf der gegenüberliegenden Seite der kritische Strom noch deutlich von Null unterscheidet. Eine solche Konstellation könnte auch die Asymmetrie der $I_c(B)$ -Messung bei $T_{0\pi} = 3.11$ K erklären.

In der Nähe der Übergangstemperatur $T_{0\pi} = 3.11$ K wurde intensiv nach einer $\sin(2\phi)$ -Komponente in der Strom-Phasenbeziehung des kritischen Stromes gesucht. Hierbei wurden $I_c(B)$ -Messungen mit einem Spannungskriterium von 5 nV durchgeführt. Alle diese Messungen zeigten allerdings keine $\sin(2\phi)$ -Komponente, welche sich durch Auftreten einer zusätzlichen Periode bemerkbar gemacht hätte (GOLDOBIN *et al.* [2007]).

Nach Aufwärmen der Probe (über die Curietemperatur $T = 225$ K) und erneutem Abkühlen konnte der temperaturgesteuerte 0- π Übergang reproduziert werden. Allerdings zeigten die $I_c(B)$ -Kurven im Übergang leicht unterschiedliches Verhalten. Eventuell ist die Ausbildung der ferromagnetischen Phase abhängig von der Abkühlrate, sowie durch leicht

³Die Dickevariation über einen einzelnen Kontakt ist geringer als eine Monolage

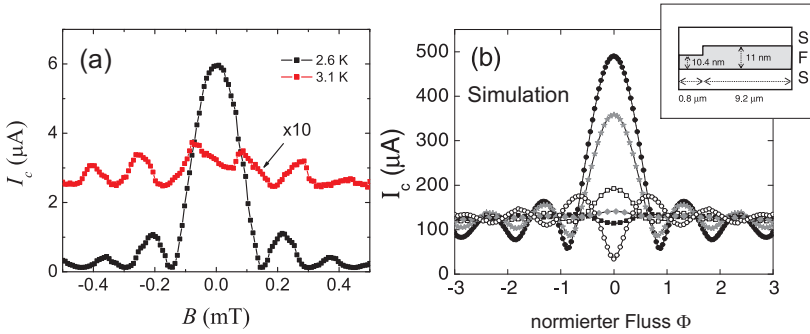


Abbildung 7.9: (a) $I_c(B)$ -Messungen bei $T_{0\pi} = 3.1$ K und 2.6 K. Zur Veranschaulichung wurde I_c bei $T_{0\pi} = 3.1$ K mit dem Faktor 10 multipliziert. (b) Simulation von $I_c(B)$ für Dickeprofil der Ferromagnetischen Barriere (Inset) bei Temperaturen oberhalb und unterhalb des $0-\pi$ Übergangs. (modifiziert aus FROLOV [2005])

unterschiedliche Magnetfelder beeinflussbar. Dadurch kann sich die ferromagnetische Barriere von Experiment zu Experiment leicht unterscheiden. Für Kontakte nahe des Minimums der $I_c(d_F)$ -Funktion können kleine Änderungen von d_F zu großen Änderungen in I_c führen.

Abb. 7.9 (a) zeigt beispielsweise eine Messung, welche stark an die Daten 7.9 (b) von Frolov et. al. (FROLOV [2005], FROLOV *et al.* [2006]) erinnert. Bei dieser Messung scheint zufällig ein $0-\pi$ -Übergang innerhalb des Kontakts entstanden zu sein.

Bei allen Messungen war es unmöglich, eine $\sin(2\phi)$ -Komponente in der $I_c(B)$ -Messung nachzuweisen. Für solche Messungen empfehlen sich kürzere Kontakte, da hier die Wahrscheinlichkeit für einen temperaturgesteuerten $0-\pi$ Übergang des gesamten Kontakts sehr viel wahrscheinlicher ist.

7.2 0- π -Josephsonkontakte

Wie im Grundlagenteil dieser Arbeit bereits beschrieben wurde, gibt es bis dato nur wenige Arbeiten zu gestuften SFS-Kontakten. Diese wiederum beruhen weitgehend auf präparativen Glückstreffern.

In diesem Abschnitt sollen Messungen des ersten per Design gestuften 0- π -Kontakt mit zwei unterschiedlichen ferromagnetischen Dicken $d_{F1, F2}$ vorgestellt werden. Teile dieses Abschnitts sind bereits publiziert (WEIDES *et al.* [2006b, 2007]).

7.2.1 Die Proben

Die Proben wurden von Martin Weides am Forschungszentrum Jülich in einem speziellen Verfahren hergestellt⁴. Zunächst wurden auf einem 4 Zoll Wafer, mit einem keilförmigem Dickenprofil der ferromagnetischen Barriere ($2.5 \text{ nm} < d_F < 10 \text{ nm}$), mehrere (ungestufte) Kontakte definiert. Für die Herstellung gestufter Kontakte wurden Teile des Wafers mit Photolack bedeckt. In einem Ätzprozess wurde die ferromagnetische Schicht der nicht geschützten Bereiche des Wafers um Δd_F ($\approx 0.3 \text{ nm}$) verringert.

Auf diese Weise erhielt man auf dem Wafer drei unterschiedliche Arten von SIFS-Kontakten:

- (i) Ungeätzte SIFS-Kontakte mit ferromagnetischer Dicke d_F ,
- (ii) Geätzte SIFS-Kontakte mit ferromagnetischer Dicke $d_F - \Delta d_F$,
- (iii) Gestufte Kontakte mit zwei unterschiedlichen ferromagnetischen Dicken $d_1 = d_F$ und $d_2 = d_F - \Delta d_F$. Abbildung 7.11 (a) zeigt schematisch einen gestuften Kontakt.

Alle Kontakte hatten eine Fläche von $10^4 \mu\text{m}^2$ und laterale Abmessungen vergleichbar mit der Josephson-Eindringtiefe $L \approx \lambda_J$.

Abb. 7.10 zeigt Messungen des kritischen Stroms von ungestuften Kontakten mit quadratischer Grundfläche von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Hierbei lässt sich die Auswirkung des Ätzschrittes auf den kritischen Strom der Kontakte zeigen. Die durchgezogene schwarze Linie ist ein Fit der ungeätzten Kontakte (gefüllte Kreise) mit Gleichung (2.27). Der Fit ergibt $\xi_{F1} = 0.78 \text{ nm}$, $\xi_{F2} = 1.35 \text{ nm}$ und $d_F^{\text{dead}} = 3.09 \text{ nm}$, sowie die Dicke

⁴Details hierzu findet man z.B. in WEIDES [2006].

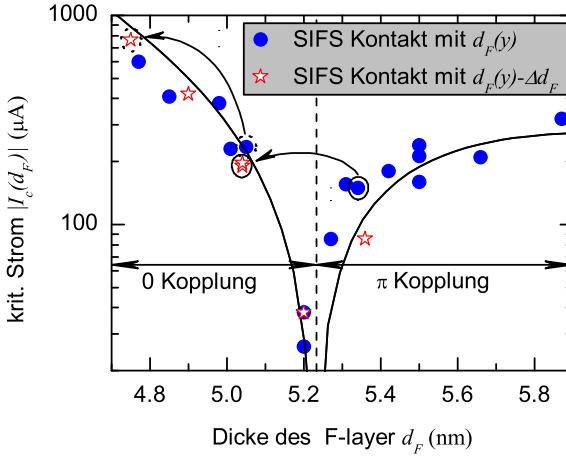


Abbildung 7.10: Abhängigkeit des kritischen Stroms für ungeätzte SIFS-Kontakte (gefüllte Kreise) und geätzte SIFS-Kontakte (Sterne). Die durchgezogene Linie zeigt die $I_c(d_F)$ -Funktion der ungeätzten Kontakte (aus WEIDES et al. [2006b]).

$d_F^x = 5.21$ nm des Übergangs von 0- nach π . Vergleicht man die kritischen Ströme der geätzten Kontakte (ungefüllte Sterne in Abb. 7.10) so findet man eine um $\Delta d_F \approx 0.3$ nm verringerte Schichtdicke.

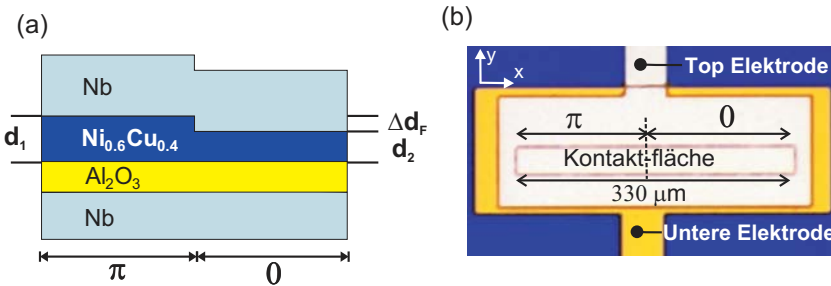


Abbildung 7.11: (a) Skizze eines gestuften 0- π -Kontakts mit unterschiedlichen Dicken des Ferromagnets (b) Optisches Bild eines gestuften 0- π -Kontakts. (aus WEIDES et al. [2006b])

Aufgrund des ferromagnetischen Keils ist es möglich, ein Set, bestehend aus einem ungeätzten, einem geätzten und einem gestuften Kontakt mit vergleichbaren kritischen Stromdichten, zusammenzustellen. In

Abb. 7.10 sind der π -Kontakt mit $d_2 = 5.33$ nm und der 0-Kontakt mit $d_1 = d_2 - \Delta d_F = 5.05$ nm durch Kreise markiert. Der zugehörige gestufte 0- π -Kontakt (vgl. Abb. 7.11 (b)) besitzt 0- und π -gekoppelte Bereiche von gleicher Länge $L_0 = L_\pi = 165$ μm . Alle Kontakte haben dieselben Abmessungen von $L \times w = 330 \times 33$ μm^2 ($L \parallel x, w \parallel y$). Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieses Set von Kontakten detailliert untersucht.

7.2.2 $I_c(B)$ -Messungen

An allen drei Kontakten wurden $I_c(B)$ -Messungen ($B \parallel y$) durchgeführt. Da es sich als äußerst schwierig erwies, alle drei Kontakte gleichzeitig flussfrei einzukühlen, wurden die Kontakte in mehreren Zyklen nacheinander vermessen. Bei $T \approx 4.0$ K lagen die kritischen Ströme des 0- und des π -Kontakts bei $I_c^0 \approx 208$ μA und $I_c^\pi \approx 171$ μA . Beide Messungen $I_c^0(B)$ und $I_c^\pi(B)$ zeigten fast perfekte Fraunhofer-Muster (vgl. Abb. 7.12(a)).

Die $I_c(B)$ -Kurve des gestuften Kontakts zeigt deutlich das für 0- π -Kontakte charakteristische Minimum im Nullfeld. Des Weiteren ergibt sich eine etwas asymmetrische Form der $I_c^{0-\pi}(B)$ -Kurve, z.B. gibt es deutliche Unterschiede in der Nähe des ersten Minimums. Dies lässt sich unter der Annahme unterschiedlicher kritischer Stromdichten $j_c^0 \neq j_c^\pi$ des 0- und π -gekoppelten Teils verstehen.

Wie bereits bei den Messungen im vorigen Abschnitt beschrieben wurde, ist die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms eines 0- und π -gekoppelten Kontakts unterschiedlich. Mit sinkender Temperatur verringert sich die Dicke $d_F^x(T)$ des Übergangs von 0 nach π . Dies führt zu einer Absenkung von I_c^0 und zu einer Erhöhung von I_c^π . Zusätzlich wächst für beide Kontakte die Amplitude des kritischen Stroms $I_c(d_F)$ an (vgl. Ambegaokar-Baratoff Relation). Beide Effekte haben zur Folge, dass mit sinkender Temperatur I_c^π schneller anwächst als I_c^0 . Dadurch ist es möglich, durch Verringerung der Temperatur die kritischen Stromdichten des 0- und π -gekoppelten Kontakts anzugleichen. Bei nicht zu großer Asymmetrie ist bereits im Grundzustand ($I = B = 0$) mit der spontanen Entstehung eines Semifluxons zu erwarten (BULAEVSKIĬ *et al.* [1978]).

Bei der Temperatur $T \approx 2.65$ K [Abb. 7.12 (b)] zeigen die $I_c^0(B)$ - und $I_c^\pi(B)$ -Messungen nahezu identische, fast perfekte Fraunhofer-Muster mit gleicher Modulationsperiode und mit den maximalen kritischen

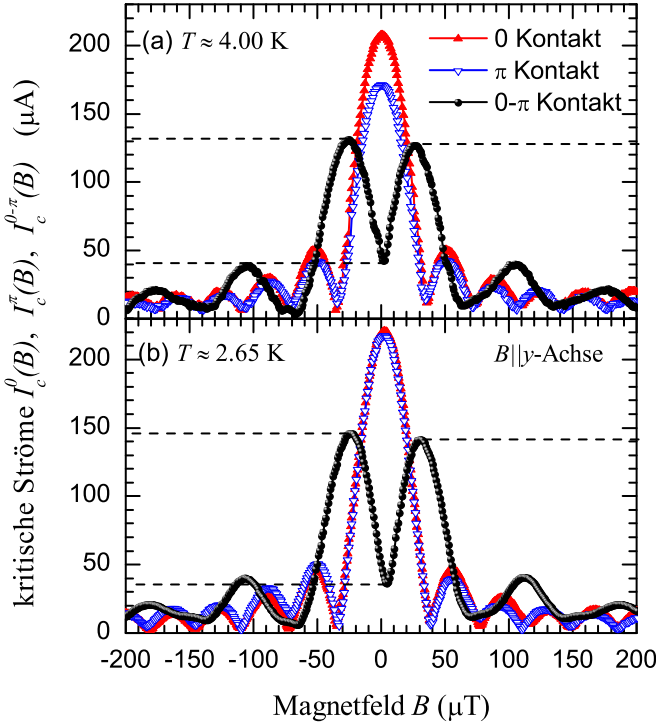


Abbildung 7.12: $I_c(B)$ -Messungen ($B \parallel y$) am 0-SIFS-Kontakt (rote gefüllte Dreiecke), π -SIFS-Kontakt (blaue ungefüllte Dreiecke) und $0-\pi$ -SIFS-Kontakt (schwarze Kreise) bei den Temperaturen: (a) $T \approx 4.0 \text{ K}$ (b) $T \approx 2.65 \text{ K}$ (aus WEIDES et al. [2006b])

Strömen $I_c^0 \approx 220 \mu\text{A}$, $I_c^\pi \approx 217 \mu\text{A}$. Bei dieser Temperatur ist in der $I_c^{0-\pi}(B)$ -Messung des gestuften Kontakt fast keine Asymmetrie mehr feststellbar. Die kritischen Ströme im linken und rechten Nebenmaximum unterscheiden sich um weniger als 4 %. Auch hier ist ein deutliches (wenn auch von Null verschiedenes) Minimum des kritischen Stromes im Nullfeld zu erkennen (siehe Abb. 7.12(b)). Um sicherzustellen, dass das Minimum bei $B = 0$ durch die $0-\pi$ -Stufe verursacht ist, wurden $I_c(B)$ -Messungen⁵ mit $B \parallel x$ durchgeführt (siehe PFEIFFER *et al.* [2008]). In diesem Fall ähnelten die $I_c^{0-\pi}(B)$ -Kurven typischen Fraunhofer-Mustern mit maximalem I_c bei Nullfeld. Die Modulationsperiode war, entspre-

⁵Diese Messungen wurden von Judith Pfeiffer durchgeführt

chend dem Verhältnis der Seitenlängen ($L/w = 10$), etwa zehnmal so groß wie die Messungen mit $B \parallel y$.

7.2.3 Vergleich $I_c(B)$ -Messungen mit Theorie

Mit der London Eindringtiefe $\lambda_L = (90 \pm 10)$ nm und der kritischen Stromdichte des 0-gekoppelten Kontakts $j_c = I_c^0/(Lw) \approx 2$ A/cm² erhält man mit Gleichung (2.12) eine Josephson Eindringtiefe von $\lambda_J \approx 256$ μ m. Somit hat der Kontakt eine normierte Länge $l = L/\lambda_J \approx 1.3$ bei $T = 2.65$ K ⁶ In diesem Falle lässt sich berechnen (BULAEVSKIĬ *et al.*

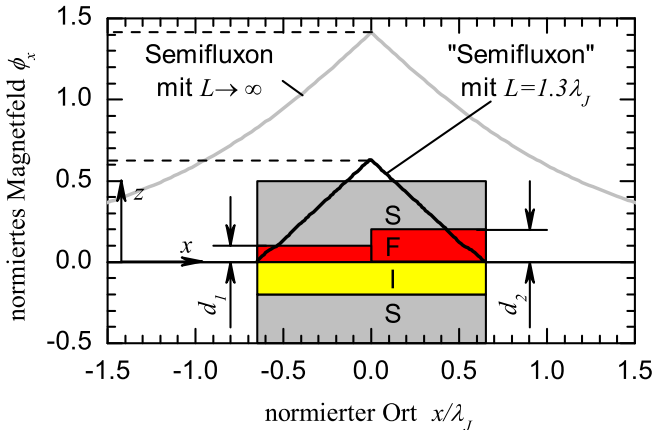


Abbildung 7.13: Numerisch berechnetes Feldprofil eines spontanen fraktionalen Flusswirbel in einem 0- π -Kontakt mit $l = 1.3$. Zum Vergleich ist auch das Feldprofil eines Semifluxons in einem unendlich ausgedehnten Kontakt eingezeichnet. (aus WEIDES *et al.* [2006b])

[1978], XU *et al.* [1995], KIRTLEY *et al.* [1997], GOLDOBIN *et al.* [2002]), dass sich bereits im Grundzustand ($I = B = 0$) spontan ein fraktionaler Flusswirbel im gestuften Kontakt bilden wird, solange der Unterschied der kritischen Stromdichten nicht zu groß wird. In unserem Fall gilt: $0.78 < j_c^\pi/j_c^0 < 1.39$. Somit lässt sich annehmen, dass sich bei allen untersuchten Temperaturen $T = 2.3 - 4.2$ K ein fraktionaler Flusswirbel im Kontakt befunden hat. Im symmetrischen Fall ($T = 2.65$ K) lässt sich

⁶Bei diesen Berechnungen wurden eventuelle Idle-Region Korrekturen, welche die Überlapp-Geometrie des Josephsonkontakts berücksichtigen, nicht durchgeführt.

der spontane Fluss berechnen zu (KIRTLEY *et al.* [1997]):

$$\pm\Phi = \Phi_0 l^2 / 8\pi \approx 0.067\Phi_0. \quad (7.1)$$

Dies ist etwa 13 % von $\Phi_0/2$, des Flusses eines Semifluxons. Abbildung 7.13 zeigt das theoretisch berechnete Feldprofil eines Semifluxons in einem unendlich ausgedehnten Kontakt, sowie den Feldverlauf des spontan gebildeten fraktionalen Flusswirbels bei $T = 2.65$ K in unserem gestuften $0-\pi$ -Kontakt. Für einen symmetrischen $0-\pi$ -Kontakt im kurzen Limit ($l \ll 1$) erwartet man folgende $I_c^{0-\pi}(B)$ -Abhängigkeit (VAN HARLINGEN [1995]):

$$I_c^{0-\pi}(B) = I_c^0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)}{\left|\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Phi}{\Phi_0}\right|}, \quad (7.2)$$

wobei $\Phi = BLd_{\text{eff}}$ der in den Kontakt eingekoppelte Fluss ist. Vergleicht

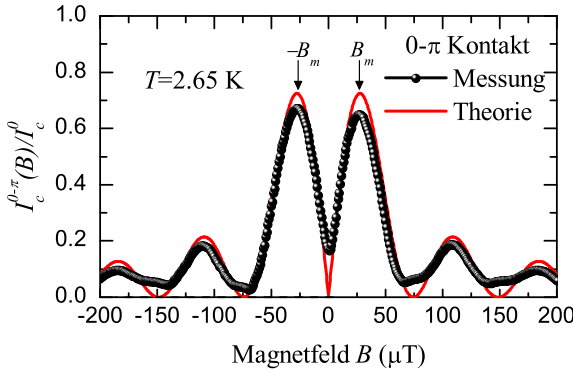


Abbildung 7.14: $I_c^{0-\pi}(B)$ -Kurve des $0-\pi$ SIFS-Kontakt (schwarze Kreise) normiert auf den kritischen Strom I_c^0 des 0 -gekoppelten Kontakts. Durchgezogene rote Linie zeigt die theoretisch berechnete Kurve gemäß Gleichung (7.2) für einen kurzen Kontakt.

man die $I_c^{0-\pi}(B)$ -Messung mit Gleichung (7.2) (siehe Abb. 7.14), so findet man qualitativ eine schöne Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Dennoch gibt es kleinere Abweichungen:

- (i) Das Zentrale Minimum von $I_c^{0-\pi}(B)$ ist ungleich Null - $I_c^{0-\pi}/I_c^0 \approx 0.16$.
- (ii) Die kritischen Ströme der Maxima $I_c^{0-\pi}(-B_m)/I_c^0 \approx 0.66$ und

$I_c^{0-\pi}(+B_m)/I_c^0 \approx 0.64$ liegen unterhalb des theoretischen Wertes von 0.72 und unterscheiden sich etwas.

- (iii) Die Nebenminima von $I_c^{0-\pi}(B)$ liegen zwar symmetrisch bei gleichen Magnetfeldwerten, aber die Form der Minima unterscheidet sich doch deutlich von der Theorie.

Sämtliche Abweichungen lassen sich durch Berücksichtigung der endlichen Länge ($l \approx 1.3$), sowie durch Einführung kleiner Asymmetrien in der kritischen Stromdichte und der Nettomagnetisierung der beiden Kontakthälften verstehen und numerisch reproduzieren. Details hierzu findet man z.B. in (WEIDES [2006]).

7.2.4 Resonanzen in 0- π -Josephsonkontakten

Betrachtet man die IV -Kennlinien der drei Kontakte in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld, so zeigen sich deutliche Unterschiede. Abbildung 7.15(c) zeigt die $I_c(B)$ -Messungen der drei Kontakte bei $T=2.65$ K. Abbildungen 7.15(a),(b),(d) und (e) zeigen die korrespondierenden IV -Kennlinien bei vier unterschiedlichen Magnetfeldern (angedeutet durch gestrichelte Linien in Abb. 7.15(c)). Im Magnetfeld $B = -61 \mu\text{T}$ (Abb. 7.15(b)) und ausgeprägter bei $B = -23 \mu\text{T}(=\Phi_0/2)$ tritt deutlich die erste Fiskestufe bei $V_{n=1}^{FS} = n \cdot 34 \mu\text{V}$ zum Vorschein. Teilweise ist auch noch die zweite Fiskestufe zu erkennen. Diese Resonanzen sind besonders stark im 0- und im π -gekoppelten SIFS-Kontakt ausgeprägt, während sie im gestuften 0- π -Kontakt nur noch andeutungsweise zu erkennen sind.

Im Nullfeld (Abb. 7.15(d)) zeigen weder der 0- noch der π -gekoppelte Kontakt irgendeine Resonanz. Die Unterdrückung von Zero-Field Steps, welche theoretisch bei Spannungen $V_n^{ZFS} = 2 \cdot V_n^{FS} = n \cdot 68 \mu\text{V}$ zu erwarten sind, lässt sich durch die geringe räumliche Ausdehnung des Kontakts ($l = L/\lambda_J \approx 1.3$) erklären.

Im gestuften Kontakt existiert im Gegensatz zu den Referenzkontakten eine Resonanzstufe im Nullfeld bei $34 \mu\text{V}$. Des weiteren ist eine Resonanz bei $96 \mu\text{V}$ zu erkennen.

In einer weiteren Messung wurde deshalb die Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Stroms I_m der Resonanzstufen bei $36 \mu\text{V}$ des 0-gekoppelten Kontakts und des gestuften Kontakts genauer untersucht. Abbildung 7.16(a) zeigt eine solche Messung für den 0-gekoppelten SIFS-Kontakt. Hier zeigt die I_m^0 -Messung deutliche Maxima bei $B \approx$

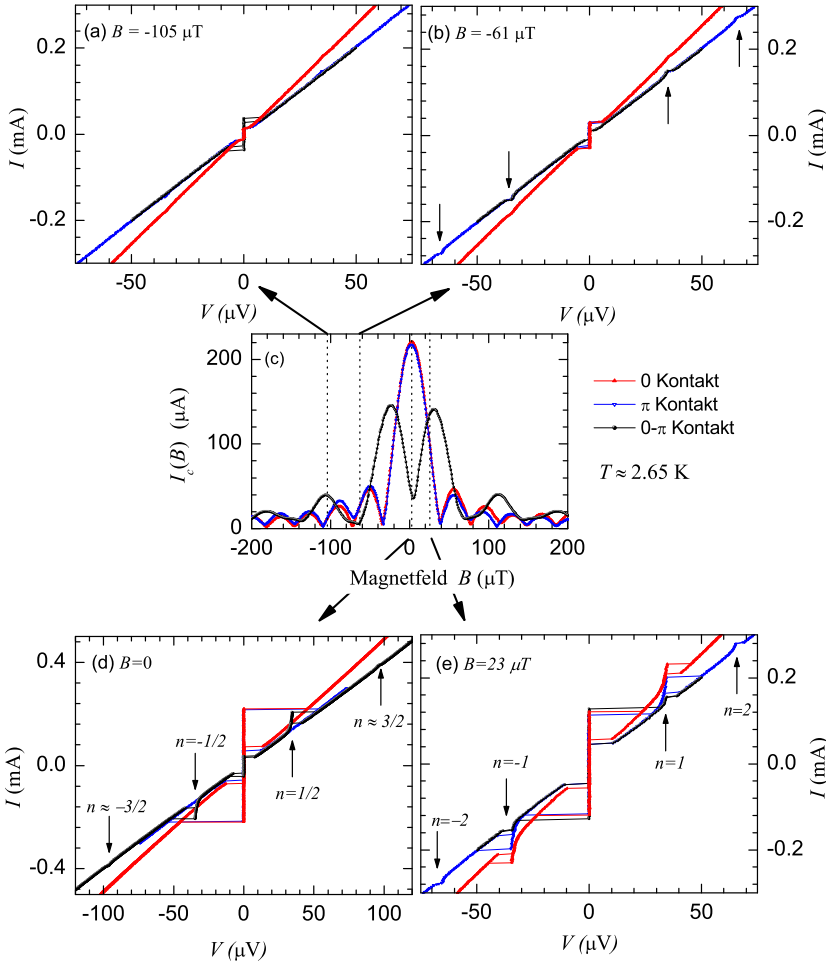


Abbildung 7.15: $I_c(B)$ -Messungen (c) ($B \parallel y$) bei $T \approx 2.65$ K sowie zugehörige Strom-Spannungs-Kennlinien (a),(b),(d),(e) bei ausgewählten Magnetfeldern am 0-SIFS-Kontakt (rote gefüllte Dreiecke), π -SIFS-Kontakt (blaue ungefüllte Dreiecke) und 0- π -SIFS-Kontakt (schwarze Kreise). Im Nullfeld (d) zeigt der gestufte 0- π -SIFS-Kontakt halbzahlige Zero-Field Steps ($n=1/2$ und $3/2$). Bei $B=23 \mu\text{T}$ (e) zeigen alle Kontakte Fiske-Stufen.

$\pm 23 \mu\text{T} \hat{=} \pm \Phi_0/2$. Somit lassen sich die Resonanzen der ungestuften Kontakte klar als Fiskestufen identifizieren.

Die $I_m^{0-\pi}$ -Messung des 0- π SIFS-Kontakt (Abb.7.16(b)) dagegen zeigt

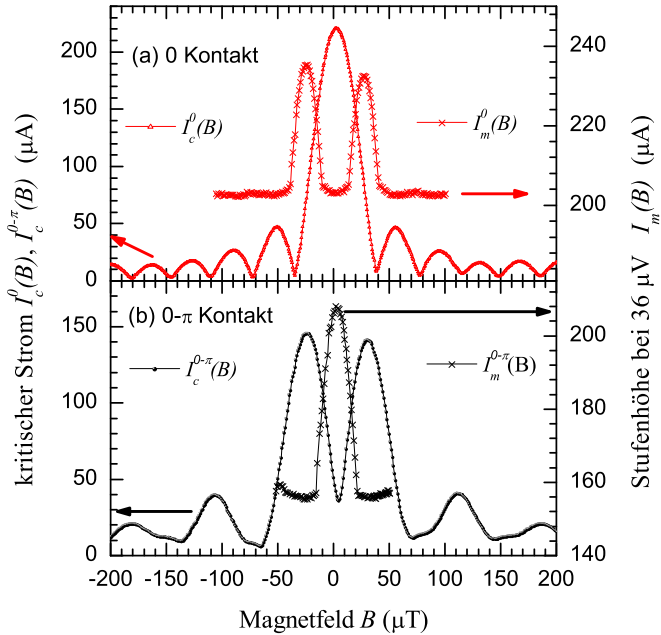


Abbildung 7.16: Messungen des kritischen Stroms I_c und des maximalen Stroms I_m der Resonanzstufe bei $36 \mu\text{V}$ in Abhängigkeit des angelegten Magnetfelds ($B \parallel y$) für: den (a) 0 SIFS-Kontakt (rote gefüllte Dreiecke) und (b) den 0- π SIFS-Kontakt (schwarze Kreise). Die $I_m^{0-\pi}$ -Messung mit maximalem Strom im Nullfeld belegt das Auftreten eines halbzahligen Zero-Field Steps am gestuften 0- π SIFS-Kontakt (b). Der 0 SIFS-Kontakt dagegen zeigt Maxima in $I_m^0(B)$ bei $B = \pm 23 \mu\text{T}$, was typisch ist für Fiske-Stufen. Die Messtemperatur war $T \approx 2.65 \text{ K}$

ein Maximum im Nullfeld und unterscheidet sich wesentlich von den Fiskestufen des 0-gekoppelten Kontakts. Wie lässt sich so ein Verhalten erklären?

Ähnliche Resonanzen wurden bereits in langen 0- π -Kontakten mit Injektoren beobachtet. Diese ließen sich durch Umklappprozesse und Reflexionen von (fraktionalen) Flussquanten im gestuften Kontakt erklären und werden deshalb halbzahlige Zero-Field Steps genannt (STEFANAKIS [2002], GOLDOBIN *et al.* [2004]). Die asymptotische Spannung dieser Resonanz liegt bei der Hälfte eines Zero-Field Steps und ist somit identisch

mit der Spannung einer Fiskestufe:

$$V_{1/2}^{ZFS} = \frac{V_n^{ZFS}}{2} = V_n^{FS}. \quad (7.3)$$

Vor kurzem erschien eine theoretische Arbeit (NAPPI *et al.* [2006]),

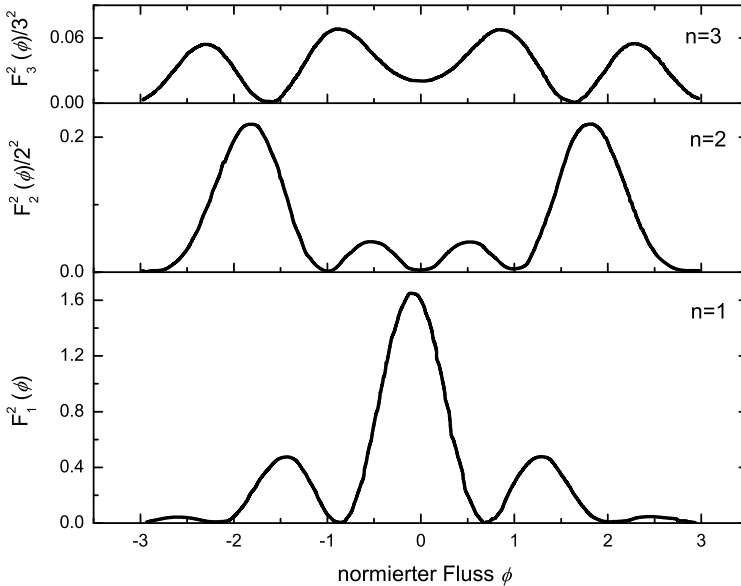


Abbildung 7.17: Theoretische Magnetfeldabhängigkeit der Funktion $F_n^2(\phi)/n^2$ von Fiskestufen in einem (symmetrischen) gestuften $0-\pi$ -Kontakt für $n = 1, 2, 3$. Die Funktion $F_n^2(\phi)/n^2$ ist direkt proportional zur maximalen Stromdichte J_n^{max} der n -ten Fiskestufe. (modifiziert aus NAPPI *et al.* [2006])

in welcher Resonanzen von kurzen gestuften Kontakten mit einer einzigen $0-\pi$ -Diskontinuität untersucht werden. Berechnungen der Magnetfeldabhängigkeit von Fiske-Stufen zeigen qualitativ ein ähnliches Verhalten wie die obig vorgestellten Messungen am $0-\pi$ -Kontakt. So wird eine maximale Stromdichte im Nullfeld für $n=1$ und eine nicht verschwindende Resonanz im Nullfeld für $n=3$ vorhergesagt. Abbildung 7.17 zeigt Berechnungen der maximalen Stromdichte $J_n^{max} \propto F_n^2(\phi)/n^2$ der n -ten Fiske-Stufe.

Die Resonanzen von kurzen und langen gestuften Kontakten zeigen also ähnliche Eigenschaften. Bei dem hier vorliegenden fluxonischen Anteil von 6.7% (siehe Gleichung 7.1) ist die $0-\pi$ -Diskontinuität und nicht das

Vorhandensein eines spontanen fraktionalen Flusswirbels verantwortlich für die Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzen. Insofern ist eine allgemeingültige Bezeichnung der Resonanz des gestuften Kontakts schwierig. Aufgrund des Vorhandenseins von spontanem Fluss in unserem gestuften Kontakt, wird die Resonanz aus Abb. 7.16 (b) als halbzahliger Zero-Field Step interpretiert. Das Auftreten von der halbzahligen Zero-Field Steps ist (neben den $I_c^{0-\pi}(B)$ -Messungen) ein weiterer Hinweis auf das Vorhandensein einer $0-\pi$ -Diskontinuität im untersuchten Kontakt. Die (schwache) Resonanz bei $\pm 96 \mu\text{V}$ in Abb. 7.15 findet man ungefähr bei der dreifachen Spannung von $V_{1/2}^{ZFS}$ und sie lässt sich daher als ein $n = 3/2$ Zero-Field Step interpretieren. Der Zero-Field Step bei $n=1$ wird unterdrückt. Das gleiche Verhalten wird übrigens auch für die Fiskestufen aus Abb. 7.17 vorhergesagt.

7.3 Zusammenfassung

Im Rahmen der Arbeit wurden Nb/Al₂O₃/Ni_{0.6}Cu_{0.4}/Nb SIFS-Josephsonkontakte untersucht. Hierbei wurden einerseits Messungen an SIFS-Kontakten mit über den Kontakt konstanter ferromagnetischer Dicke untersucht und andererseits wurde der erste gestuften SIFS-Kontakt mit einer künstlich hergestellten $0-\pi$ -Diskontinuität sowie korrespondierende Referenzkontakte untersucht.

7.3.1 Messungen an SIFS 0- oder π -Kontakten

Zunächst wurden in $I_c(B)$ -Messungen und durch IV -Kennlinien reine 0- bzw. π -Kontakte charakterisiert. Die Form der $I_c(B)$ -Kennlinien lässt auf eine homogene kritische Stromdichte in dem Kontakt schließen. Messungen bei variabler Temperatur (4.2-2 K) zeigten für den 0- und den π -Kontakt unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten des kritischen Stroms und der Dämpfung des Kontakts. Der π -Kontakt zeigte eine kritische Stromdichte von 5 A/cm^2 bei $T = 2.11 \text{ K}$ und ein $I_c R$ -Produkt von $400 \mu\text{V}$. Diese Parameter sollten es ermöglichen, einen langen SIFS-Josephsonkontakt (akzeptabler Größe) mit künstlichen $0-\pi$ -Diskontinuität herzustellen. Bei der geringen Dämpfung des Kontakts (bei tiefen Temperaturen) sollte es möglich sein, die Dynamik von halbzahligen Flußquanten zu untersuchen.

In einer weiteren Messung wurde ein SIFS-Kontakt mit einer ferromagnetischen Dicke nahe des Übergangs von 0 nach π untersucht. Mit diesem Kontakt war es möglich einen temperaturgesteuerten $0-\pi$ Übergang nachzuweisen. Im Übergang wurde in $I_c(B)$ -Messungen intensiv nach einer möglichen $\sin(2\phi)$ -Komponente gesucht. Die Messungen zeigten keinerlei Hinweise auf die Existenz einer solchen. Das Verhältnis der $\sin(2\phi)$ -Komponente (falls vorhanden) zur $\sin(\phi)$ -Komponente ist daher als äußerst gering anzunehmen. Weitere Untersuchungen durch eventuell andere Messungen (GOLDOBIN *et al.* [2007]) und an geeigneteren Proben zur endgültigen Klärung sind notwendig. Solche Messungen werden von Judith Pfeiffer im Rahmen ihrer Dissertation durchgeführt.

7.3.2 $0-\pi$ -Josephsonkontakte

Die Messungen an dem gestuften Josephsonkontakt konnten zeigen, dass dieser tatsächlich die per Design gewollte $0-\pi$ -Diskontinuität aufweist. Durch Variation der Temperatur war es möglich die kritischen Stromdichten der π - und der 0 -gekoppelten Hälfte des Kontakts anzugleichen. Durch Messungen an Referenzkontakten konnte dies bestätigt werden. Es war also möglich einen symmetrischen $0-\pi$ -Kontakt zu untersuchen, welcher bereits im Grundzustand ein Semifluxon besitzt.

Die Messungen von Fiske-Resonanzen und Zero-Field Steps in dem gestuften sowie in den Referenzkontakte zeigten wesentliche Unterschiede. Diese Unterschiede werden durch die $0-\pi$ -Diskontinuität verursacht. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit war es erstmals möglich so genannte semi-integer Zero-Field Steps in gestuften $0-\pi$ SIFS-Kontakten nachzuweisen. Diese konnten in späteren Messungen durch Judith Pfeiffer reproduziert werden. Eine Publikation hierzu ist in Vorbereitung (PFEIFFER *et al.* [2008]).

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung statischer und dynamischer Eigenschaften von Abrikosov- und Josephson-Vortices in maßgeschneiderten Potenziallandschaften.

Schwerpunktmäßig erfolgte die Untersuchung an Abrikosov-Vortices, welche durch das Einbringen von künstlichen Pinningzentren in Form von Antidots (nanostrukturierte Löcher) gezielt in ihren statischen und dynamischen Eigenschaft manipuliert wurden. Es ist seit langem bekannt, dass sich durch Einbringen von Pinningzentren in einen Supraleiter der supraleitende Phasenraum gezielt erweitern lässt (MOSHCHALCOV *et al.* [2000]). Eine bislang offene Fragestellung liegt in der optimalen Anordnung der Pinningzentren.

Im Rahmen der Arbeit wurden mittels Elektronenstrahlithographie Nb-Filme mit unterschiedlicher Anordnung von nanostrukturierten Löchern hergestellt. In Transportmessungen konnte gezeigt werden, dass künstliche Pinninggitter ohne Translationssymmetrie Vorteile in der Pinningwirkung gegenüber periodisch angeordneten oder zufällig verteilten Pinningzentren bieten.

Für Magnetfelder unterhalb des ersten Matchingfeldes empfehlen sich quasiperiodische Pinninggitter. Für geeignete Parameter zeigen diese Gitter eine Erhöhung des kritischen Stroms über einen großen Magnetfeldbereich. Aufgrund der Vielzahl von integrierten Perioden eines Quasikristalls kann das Vortexgitter (durch geringe Deformationen) auf vielfache Weise kommensurabel mit dem Pinninggitter sein. Diese Kommensurabilität führt zu quasiperiodischen Vortexgittern, deren

Untersuchung von grundlegendem Interesse ist. In den Experimenten an Penrosegittern konnten die wesentlichen theoretischen Vorhersagen von Misko *et. al.* (MISKO *et al.* [2005]) bestätigt werden.

Für Magnetfelder oberhalb des ersten Matchingfeldes empfehlen sich dagegen zufällig ausgedünnte periodische Pinninggitter. Bei gleicher Dichte von Pinningzentren erlaubt diese Anordnung im Vergleich zu zufällig verteilten oder perfekt periodischen Pinninggittern eine besonders effektive Reduktion der Dissipation bewegter Flusslinien. Dies geschieht durch gezielte Unterdrückung von „Channeling“ interstitieller Vortices (REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007]). Des weiteren konnten in zufällig verdünnten periodischen Pinninggittern entsprechend der theoretischen Vorhersagen von Reichhardt *et. al.* (REICHHARDT und OLSON REICHHARDT [2007]) zwei unterschiedliche Arten der Kommensurabilität des Vortex- mit dem Pinninggitter nachgewiesen werden.

Neben der Untersuchung verschiedener Anordnungen von kreisrunden Antidots erfolgten auch Messungen an dreieckigen Antidots in einem periodischen Gitter. Durch die asymmetrische Pinningkraft der dreieckigen Antidots war es möglich, eine Abrikosov-Vortex-Ratsche experimentell zu realisieren. Neben der Untersuchung des eigentlichen Ratscheneffekts an Abrikosov-Vortices, wurde die Ratsche auch überkritisch betrieben. Die hierbei entstandenen Effekte werden umfassend analysiert und diskutiert.

Zusätzlich zu den Transportmessungen erfolgte die Visualisierung der Vortexverteilung in perforierten Nb-Filmen. Im Rahmen einer Kooperation mit Dr. Daniel Shantsev (Universität Oslo) wurden magnetooptische Abbildungen zur Bestimmung der lokalen kritischen Stromdichte durchgeführt.

Die Abbildung einzelner Vortices in künstlichen Pinninggittern erfolgte durch Bitterdekoratation im Rahmen einer Kooperation mit Dr. Irina Grigorieva (Universität Manchester). Der Vergleich statischer Vortex-Abbildungen mit Transportmessungen erlaubte die Analyse der Vortexkonfiguration in quasiperiodischen Pinninggittern oberhalb des ersten Matchingfeldes.

Des weiteren wurde die Art und Weise des Flusseindringens in perforierte Supraleiter durch Bitterdekoratation visualisiert. Hier zeigte sich eine Abhängigkeit des lawinenartigen Eindringens von Vortices von

der Antidotdichte und -größe, sowie von der Art der Anordnung von Pinningzentren. Anhand dieser Experimente sollte es möglich sein, das Auftreten und die Form von Flusslawinen gezielt durch künstliche Pinningzentren zu kontrollieren.

In einem zweiten Projekt wurden SIFS-Josephsonkontakte untersucht, welche von Dr. Martin Weides (Forschungszentrum Jülich) hergestellt wurden. Es erfolgte die Charakterisierung dieser neuartigen Kontakte, welche abhängig von der ferromagnetischen Schichtdicke d_F sowohl in 0- oder in π -Kopplung vorliegen können. Bei einem Kontakt geeigneter Dicke d_F konnte durch Variation der Temperatur ein Übergang von 0- nach π -Kopplung nachgewiesen werden. Die Kontakte zeigten keinen Hinweis auf die Existenz einer $\sin(2\phi)$ -Komponente in der Strom-Phasenbeziehung.

Durch das Zusammenbringen eines 0- und eines π -gekoppelten Kontakts entsteht ein so genannter 0- π -Kontakt. Im Rahmen der Arbeit wurden die statischen und dynamischen Eigenschaften des ersten per Design gewollten 0- π -Kontakts mit ferromagnetischer Stufe untersucht. Durch Variation der Temperatur war es möglich, die kritischen Stromdichten des 0- und π -Teils anzugleichen. Dadurch entstand ein symmetrischer 0- π -Kontakt, bei welchem bereits im Grundzustand ein Semifluxon zu erwarten ist. Sowohl in statischen Messungen ($I_c(B)$) als auch in der Untersuchung der Dynamik der Kontakte (Fiskestufen bzw. semi-integer Zero-Field Steps) konnte die Existenz einer 0- π -Diskontinuität in einem SIFS-Kontakt nachgewiesen werden.

Ausblick

Die Experimente an Nb-Filmen mit Pinninggittern ohne Translations-symmetrie im Rahmen dieser Arbeit erwiesen sich als hochinteressant. Die Untersuchung von Vortex-Quasikristallen, ermöglicht eventuell ein besseres Verständnis beispielsweise der Entstehungsmechanismen von Quasikristallen. Durch Variation der Pinningparameter sollte es möglich sein einen Phasenübergang von periodischem Abrikosov-Gitter hin zu einem Vortex-Quasikristall zu beobachten. Momentan werden in der Diplomarbeit von Daniel Bothner (BOTHNER [2008]) Nb-Filme mit verschiedenen quasiperiodischen Anordnungen untersucht. Die ersten viel versprechenden Experimente zeigen neuartige Kommensurabilitätseffekte.

te. Zukünftig sollen in einer Kooperation mit Dr. V.R. Misko (Universität Antwerpen, Belgien) verschiedene Anordnungen experimentell und durch vergleichende Simulationen untersucht werden.

Bei der Untersuchung der Abrikosov-Vortex Ratsche zeigten sich Instabilitäten in der $V(I)$ -Kurve. Diese erwiesen sich als störend bei der Untersuchung des Ratscheneffekts. Die Ursache der verschiedenen resistiven Regimes steht eventuell in Verbindung mit dem Auftreten von Flusslawinen. Vortexabbildungen könnten hierüber Aufschluss geben. Zur Untersuchung einer Abrikosov-Vortex Ratsche empfiehlt sich ein anderes Probenmaterial. Möglicherweise sind Supraleiter im „clean“-Limit geeigneter für die Untersuchung von Ratscheneffekten in einem stabilen Flux-Flow-Regime.

Der Vergleich von Supraleitern mit runden Antidots im „dirty“- und im „clean“- Limit ist in Vorbereitung. Im Rahmen der Diplomarbeit von Andreas Lörincz (Universität Karlsruhe) werden entsprechende Nb-Filme hergestellt, welche im Rahmen einer Kooperation an der Universität Tübingen untersucht werden sollen.

Mit Spannung werden die Resultate der Bitterdekoration von „geführten“ Flusslawinen erwartet. Neben der Untersuchung von Flusslawinen soll weiterhin die Visualisierung der Vortexverteilung im quasiperiodischen Pinninggittern unterhalb des ersten Matchingfeldes erfolgen. Hierfür werden Proben mit höherer Antidotdichte hergestellt.

Als neues Projekt wird in naher Zukunft die Untersuchung der Hochfrequenz-Eigenschaften von Abrikosov-Vortices in künstlichen Pinninggittern erfolgen. Beispielsweise wäre es interessant Matchingeffekte in HF-Resonatoren mit Antidots nachzuweisen. Beziehungsweise wäre es denkbar durch geeignete Platzierung von Antidots die Güte von Resonatoren zu erhöhen.

Die Forschung an SIFS-Kontakten wurde von Judith Pfeiffer im Rahmen ihrer Doktorarbeit fortgesetzt. Eine umfassende Untersuchung der dynamischen Eigenschaften (Shapiro Stufen, Fiske- und Zero-Field Steps) wurde bereits durchgeführt (PFEIFFER *et al.* [2008]). Des Weiteren sollen Rauschmessungen (Strom- und Spannungsrauschen) bei sehr tiefen Temperaturen (40 mK) wichtige Informationen bezüglich der Eignung von SIFS-Kontakten für supraleitende Qubits liefern.

Literaturverzeichnis

- ABRIKOSOV, A. A., Sov. Phys. JETP **5**, 1174 (1957).
- ALBRECHT, J., A. T. MATVEEV, J. STREMPFER, H.-U. HABERMEIER, D. V. SHANTSEV, Y. M. GALPERIN und T. H. JOHANSEN, Phys. Rev. Lett. **98**, 117001 (2007).
- ALTSHULER, E. und T. H. JOHANSEN, Rev. Mod.Phys. **76**, 471 (2004).
- AMBEGAOKAR, V. und A. BARATOFF, Phys. Rev. Lett. **11**, 104 (1963a).
- AMBEGAOKAR, V. und A. BARATOFF, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963b).
- ANDERSON, P. W. und J. M. ROWELL, Phys. Rev. Lett. **10**, 230 (1963).
- ASTUMIAN, R. D. und M. BIER, Phys. Rev. Lett. **72**, 1766 (1994).
- BAEL, M. J. V., K. TEMST, V. V. MOSHCHALOV und Y. BRUYSERA-EDE, Phys. Rev. B **59**, 14674 (1999).
- BAERT, M., V. V. METLUSHKO, R. JONCKHEERE, V. V. MOSHCHALOV und Y. BRUYSERA-EDE, Phys. Rev. Lett. **74**, 3269 (1995).
- BARONE, A. und G. PATERNÒ, *Physics and Applications of the Josephson Effect* (John Wiley & Sons, Inc., 1982).
- BARTUSSEK, R. und P. HÄNGGI, Phys. Bl. **51**, 506 (1995).
- BECK, M., E. GOLDOBIN, M. NEUHAUS, M. SIEGEL, R. KLEINER und D. KOELLE, Phys. Rev. Lett. **95**, 090603 (2005).
- BEHROOZ, A., M. J. BURNS, H. DECKMAN, D. LEVINE, B. WHITEHEAD und P. M. CHAIKIN, Phys. Rev. Lett. **57**, 368 (1986).

- BERDIYOROV, G. R., M. V. MILOSEVIĆ und F. M. PEETERS, Phys. Rev. Lett. **96**, 207001 (2006a).
- BERDIYOROV, G. R., M. V. MILOSEVIĆ und F. M. PEETERS, Europhys. Lett. **74**, 493 (2006b).
- BERDIYOROV, G. R., M. V. MILOSEVIC und F. M. PEETERS, Phys. Rev. B **74**, 174512 (2006c).
- BEZRYADIN, A., Y. N. OVCHINNIKOV und B. PANNETIER, Phys. Rev. B **53**, 8553 (1996).
- BEZRYADIN, A. und B. PANNETIER, J. Low Temp. Phys. **98**, 251 (1995).
- BEZRYADIN, A. und B. PANNETIER, J. Low Temp. Phys. **102**, 73 (1996).
- BOBYL, A., D. SHANTSEV, T. JOHANSEN, W. KANG, H. KIM, E. CHOI und S. LEE, Appl. Phys. Lett. **80**, 4588 (2002).
- BORN, F., M. SIEGEL, E. K. HOLLMANN, H. BRAAK, A. A. GOLUBOV, D. Y. GUSAKOVA und M. Y. KUPRIYANOV, Phys. Rev. B **74**, 140501 (2006).
- BOTHNER, D., *Kommensurabilitätseffekte in Supraleitenden Niob-Filmen mit Antidotgittern Ohne Translationssymmetrie*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2008).
- BRANDT, E. H., Phys. Rev. B **34**, 6514 (1986).
- BRANDT, E. H., Rep. Prog. Phys. **58**, 1465 (1995a).
- BRANDT, E. H., Phys. Rev. Lett. **74**, 3025 (1995b).
- BRONSTEIN, I. und K. SEMENDJAJEW, *Taschenbuch der Mathematik* (Verlag Harri Deutsch, Thun, 1989), 24. Auflage.
- BUCKEL, W. und R. KLEINER, *Supraleitung* (Wiley-VCH-Verlag, 2004).
- BULAEVSKIĭ, L. N., V. V. KUZIIĭ und A. A. SOBYANIN, JETP Lett. **25**, 290, [Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 25, 314 (1977)] (1977).
- BULAEVSKIĭ, L. N., V. V. KUZIIĭ und A. A. SOBYANIN, Solid Stat. Comm. **25**, 1053 (1978).

- BUZDIN, A. I., Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- BUZDIN, A. I., L. N. BULAEVSKIĬ und S. V. PANYUKOV, JETP Lett. **35**, 178 (1982).
- CASTELLANOS, A., R. WÖRDENWEBER, G. OCKENFUSS, A. V. HART und K. KECK, Appl. Phys. Lett. **71**, 962 (1997).
- CHAN, Y. S., C. T. CHAN und Z. Y. LIU, Phys. Rev. Lett. **80**, 956 (1998).
- CIRILLO, M., N. GRØNBECH-JENSEN, M. R. SAMUELSEN, M. SALERNO und G. V. RINATI, Phys. Rev. B **58**, 12377 (1998).
- CIVALE, L., A. D. MARWICK, T. K. WORTHINGTON, M. A. KIRK, J. R. THOMPSON, L. KRUSIN-ELBAUM, Y. SUN, J. R. CLEM und F. HOLTZBERG, Phys. Rev. Lett. **67**, 648 (1991).
- COLE, D., S. BENDING, S. SAVELEV, A. GRIGORENKO, T. TAMEGAI und F. NORI, Nature Materials **5**, 305 (2006).
- COSTABILE, G., R. PARMENTIER, B. SAVO, D. MCCLAUGHLIN und A. SCOTT, Appl. Phys. Lett. **32**, 587 (1978).
- DALDINI, O., P. MARTINOLI, J. L. OLSEN und G. BERNER, Phys. Rev. Lett. **32**, 218 (1974).
- DELLAROCCHA, M. L., M. APRILI, T. KONTOS, A. GOMEZ und P. SPATHIS, Phys. Rev. Lett. **94**, 197003 (2005).
- DEMLER, E. A., G. B. ARNOLD und M. R. BEASLEY, Phys. Rev. B **55**, 15174 (1997).
- DENISOV, D. V., A. L. RAKHMANOV, D. V. SHANTSEV, Y. M. GALPERIN und T. H. JOHANSEN, Phys. Rev. B **73**, 014512 (2006a).
- DENISOV, D. V., D. V. SHANTSEV, Y. M. GALPERIN, E.-M. CHOI, H.-S. LEE, S.-I. LEE, A. V. BOBYL, P. E. GOA, A. A. F. OLSEN und T. H. JOHANSEN, Phys. Rev. Lett. **97**, 077002 (2006b).
- DENSCHLAG, J., D. CASSETTARI und J. SCHMIEDMAYER, Phys. Rev. Lett. **82**, 2014 (1999).
- DINIS, L., E. GONZÁLEZ, J. ANGUITA, J. PARRONDO und J. VICENT, New J. Phys. **9**, 366 (2007).

- DORIA, M., S. DE ANDRADE und E. SARDELLA, *Physica C* **341-348**, 1199 (2000).
- DORIA, M. M. und G. F. ZEBENDE, *Phys. Rev. B* **66**, 064519 (2002).
- EISENMENGER, J., M. OETTINGER, C. PFAHLER, A. PLETTL, P. WALTHER und P. ZIEMANN, *Phys. Rev. B* **75**, 144514 (2007).
- FETTER, A. und P. HOHENBERG, *Phys. Rev.* **159**, 330 (1967).
- FEYNMAN, R. P., R. B. LEIGHTON und M. SANDS, *The Feynman Lectures on Physics*, Bd. I, Kap. 46 (Ratchet and Pawl) (Addison-Wesley, Reading, MA, 1966).
- FISKE, M. D., *Rev. Mod. Phys.* **36**, 221 (1964).
- FORTÁGH, J., A. GROSSMANN, T. W. HÄNSCH und C. ZIMMERMANN, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5310 (1998).
- FORTAGH, J., H. OTT, G. SCHLOTTERBECK, C. ZIMMERMANN, B. HERZOG und D. WHARAM, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1146 (2002).
- FORTAGH, J. und C. ZIMMERMANN, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 235 (2007).
- FROLOV, S., *Current Phase Relations of Josephson Junctions with Ferromagnetic Barriers*, Dissertation, University of Illinois, USA (2005).
- FROLOV, S. M., D. J. V. HARLINGEN, V. V. BOLGINOV, V. A. OBOZNOV und V. V. RYAZANOV, *Phys. Rev. B* **74**, 020503 (2006).
- FULDE, P. und R. FERREL, *Phys. Rev.* **135**, A550 (1964).
- FULTON, T. A. und R. C. DYNES, *Solid State Commun.* **12**, 57 (1973).
- DE GENNES, P., *Superconductivity of Metals and Alloys* (1966).
- GINZBURG, V., *Sov. Phys. JETP* **4**, 153 (1957).
- GITTLEMAN, J. I. und B. ROSENBLUM, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 734 (1966).
- GOLDOBIN, E., D. KOELLE und R. KLEINER, *Phys. Rev. B* **66**, 100508 (2002).
- GOLDOBIN, E., D. KOELLE, R. KLEINER und A. BUZDIN, *Phys. Rev. B* **76**, 224523 (2007).

- GOLDOBIN, E., A. STERCK, T. GABER, D. KOELLE und R. KLEINER, Phys. Rev. Lett. **92**, 057005 (2004).
- GUIDONI, L., C. TRICHÉ, P. VERKERK und G. GRYNBERG, Phys. Rev. Lett. **79**, 3363 (1997).
- GÜNTHER, A., *Integrierter Atom-Chip Für Ultrakalte Atome*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003).
- GÜNTHER, A., M. KEMMLER, S. KRAFT, C. J. VALE, C. ZIMMERMANN und J. FORTAGH, Phys. Rev. A **71**, 063619 (2005a).
- GÜNTHER, A., S. KRAFT, M. KEMMLER, D. KOELLE, R. KLEINER, C. ZIMMERMANN und J. FORTAGH, Phys. Rev. Lett. **95**, 170405 (2005b).
- GÜNTHER, A., S. KRAFT, C. ZIMMERMANN und J. FORTAGH, Phys. Rev. Lett. **98**, 140403 (2007).
- GÜRLICH, C., *Supraleitende Nb-Filme mit Nanostrukturierten Antidotgittern*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2005).
- HÄNGGI, P. und R. BARTUSSEK, in *Nonlinear Physics of Complex Systems*, herausgegeben von PARISI, J., S. C. MÜLLER und W. ZIMMERMANN, Bd. 476 von *Lecture Notes in Physics*, Kap. Brownian Rectifiers: How to Convert Brownian Motion Into Directed Transport (Springer, Berlin, 1996), S. 294.
- HARADA, K., O. KAMIMURA, H. KASAI, T. MATSUDA, A. TONOMURA und V. V. MOSHCHALOV, Science **274**, 1167 (1996).
- HEBARD, A., A. T. FIORY und S. SOMEKH, IEEE Trans. Mag. **MAG-13**, 589 (1977).
- HÉBERT, S., L. VAN LOOK, L. WECKHUYSSEN und V. V. MOSHCHALOV, Phys. Rev. B **67**, 224510 (2003).
- HILGENKAMP, H., V. V. MOSHCHALOV und P. KES, Science **302**, 1159 (2003).
- HORNG, L., T. C. WU, J. C. WU, R. CAO und T. J. YANG, J. Appl. Phys. **101**, 09G113 (2007).

- HUEBENER, R. P., *Magnetic Flux Structures in Superconductors* (Springer, Berlin, 1979).
- HUEBENER, R. P., O. M. STOLL und M. NAITO, *Physica B* **280**, 237 (2000).
- IOFFE, L. B., V. B. GESHKENBEIN, M. V. FEIGEL'MAN und A. L. F. A. BLATTER, *Nature* **398**, 679 (1999).
- JOHANSEN, T. H., M. BAZILJEVICH, H. BRATSBERG, Y. GALPERIN, P. E. LINDELOF, Y. SHEN und P. VASE, *Phys. Rev. B* **54**, 16264 (1996).
- JOHANSEN, T. H., M. BAZILJEVICH, D. V. SHANTSEV, P. E. GOA, Y. M. GALPERIN, W. N. KANG, H. J. KIM, E. M. CHOI, M.-S. KIM und S. I. LEE, *Europhys. Lett.* **59**, 599 (2002).
- JOSEPHSON, B. D., *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- KEMMLER, M., *Aufbau und Inbetriebnahme Eines Messsystems Zur Untersuchung Von Flussrauschen in Typ-II Supraleitern*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003).
- KEMMLER, M., *Sealing by Alcohol - Proper Use of Alcohol at Low Temperature* (unpublished ☺, 2007).
- KEMMLER, M., D. BOTHNER, K. ILIN, M. SIEGEL, R. KLEINER und D. KOELLE, to be submitted to *Phys. Rev. Lett.* (2008).
- KEMMLER, M., C. GÜRLICH, A. STERCK, H. PÖHLER, M. NEUHAUS, M. SIEGEL, R., KLEINER und D. KOELLE, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 147003 (2006).
- KIRTLEY, J. R., K. A. MOLER und D. J. SCALAPINO, *Phys. Rev. B* **56**, 886 (1997).
- KLEIN, W., R. P. HUEBENER, S. GAUSS und J. PARISI, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 413 (1985).
- KONTOS, T., M. APRILI, J. LESUEUR, F. GENET, B. STEPHANIDIS und R. BOURSIER, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137007 (2002).
- KULIK, I., *JETP Lett.* **2**, 84 (1965).
- LARKIN, A. und Y. OVCHINNIKOV, *Sov. Phys. JETP* **20**, 762 (1965).

- LARKIN, A. I. und Y. N. OVCHINNIKOV, Sov. Phys. JETP **41**, 960 (1976).
- LARKIN, A. I. und Y. N. OVCHINNIKOV, J. Low Temp. Phys. **34**, 409 (1979).
- LEE, S., H. Y. HWANG, B. I. SHRAIMAN, W. D. RATCLIFF und S.-W. CHEONG, Phys. Rev. Lett. **82** (1999).
- LEIBLER, S., Nature **370**, 412 (1994).
- LEVINE, D. und P. J. STEINHARDT, Phys. Rev. Lett. **53**, 2477 (1984).
- LINKE, H., Appl. Phys. A **75**, 167, guest editor (2002).
- LOOK, L. V., B. Y. ZHU, R. JONCKHEERE, B. R. ZHAO, Z. X. ZHAO und V. V. MOSHCHALOV, Phys. Rev. B **66**, 214511 (2002).
- LYKOV, A. N., Solid State Commun. **86**, 531 (1993).
- MADDOX, J., Nature **365**, 203 (1993).
- MADDOX, J., Nature **368**, 287 (1994).
- MAGNASCO, M. O., Phys. Rev. Lett. **71**, 1477 (1993).
- MANDEL, O., M. GREINER, A. WIDERA, T. ROM, T. HÄNSCH und I. BLOCH, Phys. Rev. Lett. **91**, 010407 (2003).
- MARTIN, J. I., M. VELEZ, J. NOGUES und I. K. SCHULLER, Phys. Rev. Lett **79**, 1929 (1997).
- MATTHIAS, S. und F. MÜLLER, Nature **424**, 53 (2003).
- MAYADAS, A. F., R. B. LAIBOWITZ und J. J. CUOMO, J. Appl. Phys. **43**, 1287 (1972).
- MCCUMBER, D., J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1968).
- MEIS, G., Diplomarbeit an der FH Heilbronn (1993).
- MENGHINI, M., R. J. WIJNGAARDEN, A. V. SILHANEK, S. RAEDTS und V. V. MOSHCHALOV, Phys. Rev. B **71**, 104506 (2005).
- MENNERAT-ROBILLIARD, C., D. LUCAS, S. GUIBAL, J. TABOSA, C. JURCZAK, J. Y. COURTOIS und G. GRYNBERG, Phys. Rev. Lett. **82**, 851 (1999).

- MERLIN, R., K. BAJEMA, R. CLARKE, F. Y. JUANG und P. K. BHATTACHARYA, Phys. Rev. Lett. **55**, 1768 (1985).
- MINTS, R. G., Phys. Rev. B **57**, R3221 (1998).
- MINTS, R. G., I. PAPIASHVILI, J. R. KIRTLEY, H. HILGENKAMP, G. HAMMERL und J. MANNHART, Phys. Rev. Lett. **89**, 067004 (2002).
- MISKO, V., simulation unpubliziert + private Kommunikation. (2007).
- MISKO, V. R., S. SAVEL'EV und F. NORI, Phys. Rev. Lett. **95**, 177007 (2005).
- MISKO, V. R., S. SAVEL'EV und F. NORI, Phys. Rev. B **74**, 024522 (2006a).
- MISKO, V. R., S. SAVEL'EV und F. NORI, Physica C **437–438**, 213 (2006b).
- MISKO, V. R., S. SAVEL'EV, A. L. RAKHMANOV und F. NORI, Phys. Rev. Lett. **96**, 127004 (2006c).
- MKRTCHYAN, G. S. und V. V. SCHMIDT, Sov. Phys. JETP **34**, 195 (1972).
- MONTERO, M. I., J. J. ÅKERMAN, A. VARILCI und I. K. SCHULLER, Europhys. Lett. **63**, 118 (2003).
- MORGAN, D. J. und J. B. KETTERSON, Phys. Rev. Lett. **80**, 3614 (1998).
- MOSHCHALKOV, V. V., M. BAERT, V. V. METLUSHKO, E. ROSSEEL, M. J. V. BAEL, K. TEMST, Y. BRUYNSEAEDE und R. JONCKHEERE, J. de Physique IV **6**, C3 (1996a).
- MOSHCHALKOV, V. V., M. BAERT, V. V. METLUSHKO, E. ROSSEEL, M. J. V. BAEL, K. TEMST, Y. BRUYNSEAEDE und R. JONCKHEERE, Phys. Rev. B **57**, 3615 (1998).
- MOSHCHALKOV, V. V., M. BAERT, V. V. METLUSHKO, E. ROSSEEL, M. J. V. BAEL, K. TEMST, R. JONCKHEERE und Y. BRUYNSEAEDE, Phys. Rev. B **54**, 7385 (1996b).

- MOSHCHALOV, V. V., V. BRUYNDONCX, L. V. LOOK, M. J. V. BAEL, Y. BRUYNSERAEDE und A. TONOMURA, in *Handbook of Nanostructured Materials and Nanotechnology, Volume 3: Electrical Properties*, herausgegeben von NALWA, H. S. (Academic Press, New York, 2000), S. 451.
- MUKAI, T., C. HUFNAGEL, A. KASPER, T. MENO, A. TSUKADA, K. SEMBA und F. SHIMIZU, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 260407 (2007).
- NAPPI, C., E. SARNELLI, M. ADAMO und M. A. NAVACERRADA, *Phys. Rev. B* **74**, 144504 (2006).
- NELSON, D. R. und V. M. VINOKUR, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2398 (1992).
- NORDBORG, H. und V. M. VINOKUR, *Phys. Rev. B* **62**, 12408 (2000).
- NOTO, K., H. WENER und R. HUEBENER, *Cryogenics* **110**, 626 (1978).
- NOTOMI, M., H. SUZUKI, T. TAMAMURA und K. EDAGAWA, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 123906 (2004).
- OBOZNOV, V. A., V. V. BOL'GINOV, A. K. FEOFANOV, V. V. RYAZANOV und A. I. BUZDIN, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197003 (2006).
- OLSON, C. J., C. REICHHARDT, B. JANKO und F. NORI, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 177002 (2001).
- OTT, H., J. FORTAGH, G. SCHLOTTERBECK, A. GROSSMANN und C. ZIMMERMANN, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001).
- PEARL, J., *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
- PEARL, J., *Appl. Phys. Lett.* **37**, 4139 (1966).
- PEDERSEN, N. F. und D. WELNER, *Phys. Rev. B* **29**, 2551 (1984).
- PEROZ, C. und C. VILLARD, *Phys. Rev. B* **72**, 014515 (2005).
- PFEIFFER, J., M. KEMMLER, D. KOELLE, R. KLEINER, E. GOLDBIN, M. WEIDES, A. FEOFANOV, J. LISENFELD und A. USTINOV, arXiv:0801.3229 (submitted to *Phys. Rev. B*) (2008).
- RAEDTS, S., A. SILHANEK, M. V. BAEL und V. MOSHCHALOV, *Phys. Rev. B* **70**, 024509 (2004).

- RAFFY, H., J. C. RENARD und E. GUYON, Sol. State Commun. **11**, 1679 (1972).
- REICHEL, J., W. HÄNSEL und T. HÄNSCH, Phys. Rev. Lett. **83**, 3398 (1999).
- REICHHARDT, C. und N. GRONBECH-JENSEN, Phys. Rev. B **63**, 054510 (2001).
- REICHHARDT, C., C. J. OLSON und F. NORI, Phys. Rev. Lett. **78**, 2648 (1997).
- REICHHARDT, C., C. J. OLSON und F. NORI, Phys. Rev. B **57**, 7937 (1998).
- REICHHARDT, C. und C. J. OLSON REICHHARDT, Phys. Rev. B **76**, 094512 (2007).
- REICHHARDT, C. J. O. und C. REICHHARDT, Physica C **432**, 125 (2005).
- REIMANN, P., Physics Reports **361**, 57 (2002).
- REYMOND, S., L. ANTOGNAZZA, M. DECROUX, E. KOLLER, P. REINERT und Ø. FISCHER, Phys. Rev. B **66**, 014522 (2002).
- RUDNEV, I. A., D. V. SHANTSEV, T. H. JOHANSEN und A. E. PRIMENKO, Appl. Phys. Lett. **87**, 042502 (2005).
- RYAZANOV, V. V., V. A. OBOZNOV, A. Y. RUSANOV, A. V. VERETENNIKOV, A. A. GOLUBOV und J. AARTS, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- SANCHEZ-PALENCIA, L. und L. SANTOS, Phys. Rev. A **72**, 053607 (2005).
- SCHMITT, S., Spiegel-Online <http://www.spiegel.de/wissenschaft/mensch/0,1518,424268,00.html> (2006).
- SCOTT, A. C., Solid-State Electronics **7**, 137 (1964).
- SELLIER, H., C. BARADUC, F. LEFLOCH und R. CALEMCZUK, Phys. Rev. B **68**, 054531 (2003).

- SELLIER, H., C. BARADUC, F. LEFLOCH und R. CALEMCZUK, Phys. Rev. Lett. **92**, 257005 (2004).
- SHECHTMAN, D., I. BLECH, D. GRATIAS und J. W. CAHN, Phys. Rev. Lett. **53**, 1951 (1984).
- SILHANEK, A. V., W. GILLIJNS, V. V. MOSHCHALOV, B. Y. ZHU, J. MOONENS und L. H. A. LEUNISSEN, Appl. Phys. Lett. **89**, 152507 (2006).
- SKOCPOL, W. J., M. R. BEASLEY und M. TINKHAM, J. Appl. Phys. **45**, 4054 (1974).
- SMILDE, H. J. H., ARIANDO, D. H. A. BLANK, G. J. GERRITSMAN, H. HILGENKAMP und H. ROGALLA, Phys. Rev. Lett. **88**, 057004 (2002).
- SMOLUCHOWSKI, M. V., Phys. Z. **XIII**, 1069 (1912).
- DE SOUZA SILVA, C. C., J. V. DE VONDEL, M. MORELLE und V. V. MOSHCHALOV, Nature **440**, 651 (2006a).
- DE SOUZA SILVA, C. C., J. V. DE VONDEL, B. Y. ZHU, M. MORELLE und V. V. MOSHCHALOV, Phys. Rev. B **73**, 014507 (2006b).
- SPRINGER, K. N. und D. J. V. HARLINGEN, Phys. Rev. B **36**, 7273 (1987).
- STEFANAKIS, N., Phys. Rev. B **66**, 214524 (2002).
- STERCK, A., *Ratscheneffekte in Supraleitenden Quanteninterferometern*, Dissertation, Universität Tübingen (2005).
- STEWART, W. C., Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968).
- STOLL, O. M., S. KAISER, R. P. HUEBENER und M. NAITO, Phys. Rev. Lett. **81**, 2994 (1998).
- STOLL, O. M., M. I. MONTERO, J. GUIMPEL, J. J. ÅKERMAN und I. K. SCHULLER, Phys. Rev. B **65**, 104518 (2002).
- SUCK, J.-B., M. SCHREIBER und P. HÄUSSLER (Hg.), *Quasicrystals*, Berlin, Springer (2002).

- SVOBODA, K., C. F. SCHMIDT, B. J. SCHNAPP und S. M. BLOCK, *Nature* **365**, 721 (1993).
- SWIHART, J. C., *J. Appl. Phys.* **32**, 461 (1961).
- TINKHAM, M., *Introduction to Superconductivity*, zweite Aufl. (McGraw-Hill, Inc., 1996), 473 pages.
- TRÜCK, C., *Tunnelkontakte Auf Atom-Chips*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2004).
- USADEL, K. D., *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
- USTINOV, A. V., *Physica D* **123**, 315 (1998).
- USTINOV, A. V., *App. Phys. Lett.* **80**, 3153 (2002).
- VAN BAEL, M., *Regular Arrays of Magnetic Dots and their Flux Pinning Properties*, Dissertation, Katholieke Universiteit Leuven (1998).
- VAN HARLINGEN, D. J., *Rev. Mod. Phys.* **67**, 515 (1995).
- VANDEVONDEL, J., C. C. DE SOUZA SILVA, B. Y. ZHU, M. MORELLE und V. V. MOSHCHALOV, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057003 (2005).
- VAVRA, O., S. GAZI, D. S. GOLUBOVIC, I. VAVRA, J. DERER, J. VERBEECK, G. V. TENDELOO und V. V. MOSHCHALOV, *Phys. Rev. B* **74**, 020502 (2006).
- VEDMEDENKO, E. Y., H. P. OEPEN und J. KIRSCHNER, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 137203 (2003).
- VILLEGAS, J. E., E. M. GONZALEZ, M. P. GONZALEZ, J. V. ANGUITA und J. L. VICENT, *Phys. Rev. B* **71**, 024519 (2005a).
- VILLEGAS, J. E., E. M. GONZALEZ, M. I. MONTERO, I. K. SCHULLER und J. L. VICENT, *Phys. Rev. B* **68**, 224504 (2003a).
- VILLEGAS, J. E., E. M. GONZALEZ, M. I. MONTERO, I. K. SCHULLER und J. L. VICENT, *Phys. Rev. B* **72**, 064507 (2005b).
- VILLEGAS, J. E., S. SAVEL'EV, F. NORI, E. M. GONZALEZ, J. V. ANGUITA, R. ARCÍA und J. L. VICENT, *Science* **302**, 1188 (2003b).

- VLASKO-VLASOV, V., U. WELP, V. METLUSHKO und G. W. CRABTREE, *Physica C* **341-348**, 1281 (2000).
- VAN DE VONDEL, J., *Vortex Dynamics and Rectification Effects in Superconducting Films with Periodic Asymmetric Pinning*, Dissertation, Katholieke Universiteit Leuven (2007).
- WAMBAUGH, J. F., C. REICHHARDT, C. J. OLSON, F. MARCHESONI und F. NORI, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5106 (1999).
- WEIDES, M., M. KEMMLER, E. GOLDOBIN, D. KOELLE, R. KLEINER, H. KOHLSTEDT und A. BUZDIN, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 122511 (2006a).
- WEIDES, M., M. KEMMLER, E. GOLDOBIN, H. KOHLSTEDT, R. WASER, D. KOELLE und R. KLEINER, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 247001 (2006b).
- WEIDES, M., H. KOHLSTEDT, R. WASER, M. KEMMLER, J. PFEIFFER, D. KOELLE, R. KLEINER und E. GOLDOBIN, *Appl. Phys. A* **89**, 613 (2007).
- WEIDES, M., K. TILLMANN und H. KOHLSTEDT, *Physica C* **437-438**, 349 (2006c).
- WEIDES, M. P., *Josephson Tunnel Junctions with Ferromagnetic Interlayer*, Dissertation, Universität Köln, Deutschland (2006).
- WEINSTEIN, D. und K. LIBBRECHT, *Phys. Rev. A* **52**, 4004 (1995).
- WELP, U., Z. L. XIAO, J. S. JIANG, V. K. VLASKO-VLASOV, S. D. BADER, G. W. CRABTREE, J. LIANG, H. CHIK und J. M. XU, *Phys. Rev. B* **66**, 212507 (2002).
- WÖRDENWEBER, R. und P. DYMASHEVSKI, *Physica C* **404**, 421 (2004).
- WÖRDENWEBER, R., P. DYMASHEVSKI und V. R. MISKO, *Phys. Rev. B* **69**, 184504 (2004).
- WÖRDENWEBER, R. und P. H. KES, *Phys. Rev. B* **34**, 494 (1986).
- WÖRDENWEBER, R., A. PRUYMBOOM und P. H. KES, *J. Low Temp. Phys.* **70**, 253 (1988).
- XU, J. H., J. J. H. MILLER und C. S. TING, *Phys. Rev. B* **51**, 11958 (1995).

- YAMASHITA, T., K. TANIKAWA, S. TAKAHASHI und S. MAEKAWA, Phys. Rev. Lett. **95**, 097001 (2005).
- YURCHENKO, V. V., D. V. SHANTSEV, T. H. JOHANSEN, M. R. NEVALA, I. J. MAASILTA, K. SENAPATI und R. C. BUDHANI, Phys. Rev. B **76**, 092504 (2007).
- YURCHENKO, V. V., R. WOERDENWEBER, Y. M. GALPERIN, D. V. SHANTSEV, J. I. VESTGAARDEN und T. H. JOHANSEN, Physica C **437–438**, 357, proc. of VORTEX-IV Workshop on Crete-2005 (2006).
- ZHU, B. Y., F. MARCHESONI, V. V. MOSHCHALOV und F. NORI, Phys. Rev. B **68**, 014514 (2003a).
- ZHU, B. Y., F. MARCHESONI und F. NORI, Physica E **18**, 318 (2003b).
- ZHU, B. Y., F. MARCHESONI und F. NORI, Phys. Rev. Lett. **92**, 180602 (2004).
- ZHU, S.-N., Y.-Y. ZHU und N.-B. MING, Science **278**, 843 (1997).
- ZOOROB, M. E., M. D. B. CHARLTON, G. J. PARKER, J. J. BAUMBERG und M. C. NETTI, Nature **404**, 740 (2000).

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die freundliche Unterstützung einer Vielzahl von Personen in dieser Form nie möglich gewesen. An dieser Stelle möchte ich mich bei Allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Zunächst danke ich Prof. Dr. Dieter Kölle und Prof. Dr. Reinhold Kleiner für die Möglichkeit der Promotion in ihrer Arbeitsgruppe mit der notwendigen ideellen und materiellen Ausstattung.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danke ich der Studienstiftung Gerhard Rösch der Universität Tübingen sowie dem Evangelischen Studienwerk e.V. Villigst.

Ein besonderer Dank gilt meinem direkten Betreuer Prof. Dr. Dieter Kölle, der stets eine offene Tür für mich hatte. Er zeigte eine unerschöpfliche Geduld während der anfänglichen Durststrecke meiner Arbeit und hatte stets gute Ratschläge und motivierende aufbauende Worte parat. Seine Hilfestellungen - ob bei physikalischen und technischen Fragestellungen oder beim Verfassen diverser Anträge - waren von unschätzbarem Wert für diese Arbeit. Dankbar bin ich auch für die Toleranz und Rücksichtnahme in Bezug auf (eventuell unübliche) Arbeitszeiten eines jungen Familienvaters.

Ebenfalls danke ich Prof. Dr. Reinhold Kleiner für die Unterstützung meiner Arbeit. Insbesondere physikalische Fragen konnten durch sein unglaublich großes physikalisches Wissen beantwortet werden.

Ein großer Dank gilt Dr. Edward Goldobin für seine kompetente Unterstützung bei der Untersuchung von Josephsonkontakten. Selbst meine Sonderwünsche an Goldexi wurden von ihm freundlicherweise entsprechend programmiert. Des weiteren danke ich Dr. Eric Sassier für die hervorragende Betreuung schon während meiner Diplomarbeit und in den Anfängen dieser Arbeit. Ohne seine Vorarbeiten am Messsystem wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Albert Sterck für seine Hilfe bei der Programmierung der Penrose-Muster.

Ein herzliches Dankeschön gilt auch meinen ehemaligen Diplomanden Christian Gürlich und Daniel Bothner. Die Zeit mit Ihnen hat enorm viel Spaß gemacht und ihre Arbeiten haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. An dieser Stellen möchte ich auch Hanna Pöhler danken, die über Jahre hinweg in ihrem Hiwi-Job eine wichtige Hilfe bei der Lithographie war/ist.

Einen großen Dank schulde ich Dr. Tobias Gaber, Judith Pfeiffer und Dr. Christoph Back für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Meinen langjährigen Freunden, Kommilitonen und Kollegen während der Diplomarbeit und der Doktorarbeit Heiko Eitel und Christoph Back danke ich für die schöne Zeit in D6A44. Bei allen bislang noch nicht namentlich erwähnten Zimmer- / und Stockwerkskollegen bedanke ich mich für das schöne Arbeits-

klima am Lehrstuhl mit den entspannenden Kaffeepausen.

Die vorliegende Arbeit wäre ohne die Infrastruktur des Physikalischen Instituts niemals möglich gewesen. Mein besonderer Dank gilt hierbei Hans Wener, der mit seinem Erfahrungsschatz bei allen technischen Fragen eine kompetente Hilfe war. Des weiteren danke ich Karl Heinz Freudenmann und Manfred Kleinmann von der feinmechanischen Werkstatt für die freundliche Art und Weise der Bearbeitung meiner Aufträge. Der E-Werkstatt mit Herrn Schreyer sei gedankt für die unkomplizierte Versorgung mit Elektronik. Elmar Baur, Christoph Ruland und Manuel Brandt danke ich für die prompten Lieferungen von Helium ins Verfügungsgebäude (selbst bei schlechter Witterung). Ebenfalls danken möchte ich unseren Sekretärinnen Marie-Luise Fenske und Marie-Annick Pacquier für die Hilfe bei organisatorischen Dingen und unserem Systemadministrator Christian Gürlich für seine Geduld und Freundlichkeit im Umgang mit allen IT-Problemen.

Große Teile dieser Arbeit beruhen auf Kooperationen mit anderen Arbeitsgruppen.

Ich danke meinem Studienkollegen Dr. Andreas Günther aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Zimmermann und Prof. Dr. Fortágh für die Anfrage zur Herstellung von Mikrostrukturen. Ich hätte nie geglaubt, dass der Goldmänder so schöne Experimente ermöglichen würde.

Ich danke Dr. Martin Weides vom Forschungszentrum Jülich für die Bereitstellung von SIFS-Josephsonkontakte sowie für den (Telefon-) Support bei den Experimenten an solchen.

Ohne die Versorgung mit Niob-Filmen durch Dr. M. Neuhaus und Dr. K. Ilin aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Siegel am IMS der Uni Karlsruhe wäre die Arbeit niemals möglich gewesen. Karlsruhe liefert einfach das beste Niob - vielen Dank! Ich freue mich schon auf weitere Zusammenarbeit.

Für die magneto-optischen Abbildungen an Antidotproben danke ich Dr. D. Shantsev von der Universität Oslo (Norwegen). Dr. I.V. Grigorieva von der Universität Manchester (England) danke ich für die wunderschönen Vortexabbildungen via Bitterdekoration. Für die Simulationen an Penrose-Anordnungen von Pinningzentren danke ich Dr. V.R. Misko von der Universität Antwerpen (Belgien).

Zu guter Letzt bleibt noch der Dank an meine Familie, die mir stets den notwendigen Rückhalt bot. Zunächst danke ich meinen Eltern, die mir ein Physikstudium erst ermöglichten und mich fortwährend nicht nur finanziell unterstützten. Mein allergrößter Dank geht an meine Frau Eva und an unsere Kinder Paula und David. Ihr seid das wichtigste in meinem Leben - ich hoffe, dass ihr das auch während der Strapazen dieser Arbeit spüren konntet.

Publikationsliste

1. A. Günther, **M. Kemmler**, S. Kraft, C. J. Vale, C. Zimmermann, J. Fortágh
Combined chips for atom-optics
Phys. Rev. A **71**, 063619 (2005)
2. A. Günther, S. Kraft, **M. Kemmler**, D. Koelle, R. Kleiner, C. Zimmermann, J. Fortágh
Diffraction of a Bose-Einstein condensate from a magnetic lattice on a micro chip
Phys. Rev. Lett. **95**, 170405 (2005)
3. M. Weides, **M. Kemmler**, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, H. Kohlstedt, A. Buzdin
High quality ferromagnetic 0 and π Josephson tunnel junctions
Appl. Phys. Lett. **89**, 122511 (2006)
4. **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)
5. M. Weides, **M. Kemmler**, H. Kohlstedt, R. Waser, D. Koelle, R. Kleiner, E. Goldobin
 $0 - \pi$ Josephson tunnel junction with ferromagnetic barrier
Phys. Rev. Lett. **97**, 247001 (2006)
6. M. Weides, H. Kohlstedt, R. Waser, **M. Kemmler**, J. Pfeiffer, D. Koelle, R. Kleiner, E. Goldobin
Ferromagnetic $0 - \pi$ Josephson junctions
Appl. Phys. A **89**, 613–617 (2007)

7. J. Pfeiffer, **M. Kemmler**, D. Koelle, R. Kleiner, E. Goldobin, M. Weides, A. K. Feofanov, J. Lisenfeld, A. V. Ustinov
Static and dynamic properties of 0 , π and $0 - \pi$ ferromagnetic tunnel Josephson junctions
Phys. Rev. B, eingereicht Januar (2008); arXiv:0801.3229v1 [cond-mat.supr-con]

8. **M. Kemmler**, D. Bothner, K. Ilin, M. Siegel, R. Kleiner, D. Koelle
Matching effects in randomly diluted periodic pinning arrays
Phys. Rev. Lett., wird eingereicht Mai (2008)

Lebenslauf

Persönliches:

Matthias Ulrich Kemmler
geboren am 17. Dezember 1976 in Reutlingen
Eltern: Siegfried und Magdalene Kemmler, geb. Ulrich
verheiratet, zwei Kinder; deutsche Nationalität

Ausbildung:

1987 – 1996 Isolde-Kurz-Gymnasium, Reutlingen,
Zeugnis der Allg. Hochschulreife im Juni 1996
WS 96/97 – SS 03 Physikstudium, Eberhard-Karls-Universität, Tübingen
(Vordiplom Physik am 31. März 1999)
WS 99/00 – SS 00: Auslandsstudium an der
Montana State University, Bozeman, USA
Diplomarbeit bei Prof. Dr. D. Kölle mit dem Thema:
„Aufbau und Inbetriebnahme eines Messsystems
zur Untersuchung von Flussrauschen in Typ-II Supraleitern“
(Diplom mit Auszeichnung am 14. Mai 2003)
Juni 03 – Dez. 07 Anfertigung der Dissertation am Physikalischen Institut
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen unter der
Anleitung von Prof. Dr. D. Kölle mit dem Thema:
„Manipulation und Kontrolle von Flussquanten in
Supraleitern mit maßgeschneiderten Haftzentren“

Beschäftigungen:

Juli 00 – April 01 Werkstudent bei Robert Bosch GmbH
seit Juni 03 Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen
Institut der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

Sonstiges:

Jan. 04 - Dez. 04 Förderung durch die Studienstiftung „Gerhard Rösch“
an der Universität Tübingen
Juni 05 - Mai 07 Promotionsstipendiat des Evangelischen
Studienwerks e.V. Villigst

Akademische Lehrer:

G. Betsch, A. Buchmann, G. Christ, H. Clement, H.-D. Ebert, A. Fäßler, H. Fischer, E. Goldobin, F. Gönnerwein, P. Grabmayer, W.D. Hartmann, F. Hasselbach, R.P. Hübener, D. Kern, R. Kleiner, D. Kölle, W. Küchlin, G.J. Lapeyre, E. Lindner, F. Loose, O. Lutz, G. Mertens, H. Müther, F. Nüsslin, N. Rugheimer, N. Schopohl, A. Schwenk, B. Sonderegger, J. Strähle, G. Tutthill, G.J. Wagner, C. Yakymyshyn, C. Zimmermann