

Inbetriebnahme und Modifikation
eines Tieftemperatur-Raster-
Polarisations-Mikroskops (TTRPM)
und Abbildung der lokalen
Flussdichteverteilung in
supraleitenden Niob-Proben

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Matthias Sebastian Peter Grünzweig
aus Villingen-Schwenningen

Tübingen
2014

Tag der mündlichen Qualifikation:

Dekan:

1. Berichterstatter

2. Berichterstatter

11.07.2014

Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

Prof. Dr. Dieter Kölle

Prof. Dr. Reinhold Kleiner

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit besteht aus zwei Teilen, die im Folgenden getrennt voneinander vorgestellt werden sollen.

Teil I der Arbeit handelt von der Inbetriebnahme und der Modifikation des Tieftemperatur-Raster-Polarisations-Mikroskops, welches in einer vorangegangenen Doktorarbeit von Stefan Guénon konzipiert wurde [1]. Ein Raster-Polarisations-Mikroskop hat gewisse Vorteile gegenüber konventionellen Polarisationsmikroskopen. So können mit einem Raster-Polarisations-Mikroskop ohne größeren Aufwand hohe Beleuchtungsintensitäten erreicht werden, was wichtig ist, um ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Zudem verbessert sich durch das konfokale Design des Raster-Polarisations-Mikroskops die Auflösung um den Faktor 1.4 und es ist für gewöhnlich nicht notwendig, die Bilder mit einem Differenzbildverfahren nachzubearbeiten, um den Kontrast nichtmagnetischen Ursprungs zu entfernen. Im Gegensatz zu konventionellen Polarisationsmikroskopen ermöglicht das Tieftemperatur-Raster-Polarisations-Mikroskop neben den magnetooptischen Effekten zusätzlich auch die lokalen elektrischen Transporteigenschaften mittels strahlinduzierter Spannungsänderung abzubilden. In dieser Arbeit konnte die Leistungsfähigkeit des Raster-Polarisations-Mikroskops sowohl bei Raumtemperatur als auch bei tiefen Temperaturen gezeigt werden.

Zur Untersuchung des polaren Kerr-Effekts stand hierfür eine $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ -Testprobe zur Verfügung. Die longitudinalen Kerr-Effekt Messungen wurden an einem in-plane magnetisierten Beschleunigungssensorkern durchgeführt. Außerdem wurde im Rahmen einer vom Verfasser betreuten Diplomarbeit [2] ein eigenständiger Raumtemperaturaufbau für out-of-plane-Messungen im Magnetfeldbereich von bis zu 1 Tesla konzipiert und umgesetzt. Mit diesem konnten experimentelle Ergebnisse zur Untersuchung der Zwischenschicht-Austauschkopplung zwischen Eisen-Terbium-Legierungen ($\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x$) und Kobalt-Platin-Vielfachschichten ($[\text{Co}/\text{Pt}]_n$) erzielt werden. Tatsächlich war es möglich, in einer solchen $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostruktur den Ummagnetisierungsprozess und damit das sich Bilden (bzw. Vernichten) und das Wandern einer „Interfacial Domain Wall“ (IDW) abzubilden.

Teil II der Arbeit handelt von magnetooptischen Abbildungen sowohl an koplanaren Mikrowellen-Resonatoren aus Niob als auch an einem Niob-Einkristall. Anhand der magnetooptischen Abbildungen der Resonatoren konnten wichtige Erkenntnisse über magnetische Hysterese-Effekte in solchen koplanaren Mikrowellen-Resonatoren gewonnen werden und die zuvor im Rahmen einer vorangegangenen Doktorarbeit von Daniel Bothner [3] durchgeführten Mikrowellen-Transmissionspektroskopie-Experi-

mente an den Resonatoren und die Ergebnisse daraus bestätigt werden. Zusätzlich konnte anhand von magnetooptischen Abbildungen bei diversen Entmagnetisierungs-Zyklen gezeigt werden, dass sich die durch die Flusswirbel verursachten Energieverluste in einem Resonator durch einen solchen Entmagnetisierungs-Zyklus beträchtlich reduzieren lassen. Dies ist ein relevantes Ergebnis für die Minimierung vortexbedingter Verluste in solchen Resonatoren.

Anhand der magnetooptischen Abbildungen eines 2 mm dicken Niob-Einkristalls konnten erstmals dendritische Flusslawinen in einem supraleitenden Bulk-Material nachgewiesen werden. Hierbei treten die dendritischen Flusslawinen allerdings nur in einem sehr kleinen Temperaturintervall nahe der kritischen Temperatur T_c des Niob-Einkristalls auf. Unterhalb dieser Schwellentemperatur dringt der Fluss homogen in den Einkristall ein. Die dendritischen Flusslawinen nahe T_c stimmen in vielerlei Hinsicht mit denen durch thermomagnetische Instabilität verursachten Dendriten in Dünnschichten weit unterhalb T_c überein. Daher kann das Auftreten der dendritischen Flusslawinen im Einkristall durch eine dünne supraleitende Schicht an der Oberfläche des Niob-Einkristalls erklärt werden, die sich nahe der kritischen Temperatur unter bestimmten Voraussetzungen bilden kann.

Abstract

The dissertation is separated into two different parts, which will be presented in the following.

Part I of the dissertation is about the commissioning and the modification of the „low-temperature scanning polarization microscope“ which was designed in a previous dissertation of Stefan Guénon [1]. A scanning polarization microscope has certain advantages compared to conventional polarization microscopes. With a scanning polarization microscope it is easily possible to achieve a high illumination intensity, which is important to realize a high signal-to-noise ratio. Moreover, the confocal design of the scanning polarization microscope improves the resolution of the microscope by a factor of 1.4. Normally, it is not necessary to post-process the images by means of differential frame method to eliminate the contrast of non-magnetic origin. In contrast to conventional polarization microscopes the low-temperature scanning polarization microscope is able to image electronic transport properties via beam-induced voltage variation in addition to the magneto-optical effects. In this dissertation, it was possible to demonstrate the performance capability of the scanning polarization microscope at room temperature as well as at low temperatures.

The investigation of the polar Kerr-effect has been carried out with a $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ -test sample whereas the measurements of the longitudinal Kerr-effect have been carried out with an in-plane magnetized acceleration sensor. Furthermore, an independent room temperature construction for out-of-plane measurements in a magnetic field up to 1 Tesla has been designed and implemented within the framework of a diploma thesis [2], supervised by the author of this dissertation. Using this construction, it was possible to gain experimental results regarding the interlayer exchange coupling between iron-terbium alloys ($\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x$) and cobalt-platinum multilayers ($[\text{Co}/\text{Pt}]_n$). Indeed, it has been possible to image the magnetization reversal process and thus the formation (or destruction) and the migration of an „Interfacial Domain Wall“ (IDW) in such a $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -heterostructure.

Part II of the dissertation is about the magneto-optical imaging of superconducting Niobium coplanar microwave resonators as well as of a Niobium single crystal. By means of the magneto-optical images of the resonators, important findings about magnetic hysteresis effects in such coplanar microwave resonators could be achieved. It was also possible to confirm the results of transmission spectroscopy experiments on those coplanar resonators, which were performed in a previous dissertation of Daniel Bothner [3]. Additionally, it was possible to show that initially inserted Abri-

kosov vortices can be almost completely removed from the coplanar resonators again by properly cycling the magnetic field.

On the basis of magneto-optical images of a 2 mm thick Niobium single crystal, it was possible to observe dendritic avalanches in a superconducting bulk material for the first time. Here, the dendritic avalanches only appear in a very narrow temperature interval of about a tenth of a Kelvin below the critical temperature T_c of the Niobium single crystal. Below this threshold temperature the magnetic flux penetrates nearly homogeneously into the single crystal. The observed dendritic avalanches in the bulk single crystal near T_c have features which are identical to those seen in thin films at low temperatures caused by thermomagnetic instability. Therefore, one can conclude that the dendritic avalanches in the single crystal are formed in a thin superconducting layer at the surface of the single crystal, which can be formed under certain conditions near T_c .

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
I	Inbetriebnahme, Modifikation des Tieftemperatur-Raster-Polarisations-Mikroskops (TTRPM) und Messergebnisse	7
2	Grundlagen der Raster-Polarisations-Mikroskopie	13
2.1	Magnetooptische Effekte	13
2.1.1	Phänomenologische Beschreibung	14
2.1.2	Klassisches Modell	15
2.1.3	Quantenmechanische Beschreibung des magnetooptischen Effekts in einem Ferromagneten	17
2.1.4	Kerr-/Faraday-Effekt	19
2.1.5	Alternativmethoden zur Abbildung magnetischer Strukturen	21
2.2	Experimenteller Aufbau des TTRPM	22
2.3	Experimenteller Aufbau des Polarisationsmikroskops in Oslo	29
3	Inbetriebnahme des TTRPM	33
3.1	Messungen im RPM bei Raumtemperatur	33
3.1.1	Messungen des polaren Kerr-Effekts an einer BFO-Probe	34
3.1.2	Messungen des longitudinalen Kerr-Effekts an einer in-plane magnetisierten Testprobe	37
3.2	Messungen im Tieftemperaufbau	40
3.2.1	Messungen des polaren Kerr-Effekts an einer BFO-Probe	40
3.2.2	Probleme bei der Abbildung im Tieftemperaufbau	43
3.2.3	Implementierung der Raster-Laser-Mikroskopie	46

4	Modifikation des TTRPM	49
4.1	Erweiterung des TTRPM um einen zusätzlichen grünen 532 nm-Laser	50
4.2	Modifizierter Raumtemperaturaufbau für out-of-plane Messungen in Magnetfeldern von bis zu 1 Tesla	51
4.3	Untersuchung des Ummagnetisierungsprozesses von $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen	54
4.3.1	Theoretische Grundlagen	55
4.3.2	Experimentelle Ergebnisse	58
5	Zusammenfassung Teil I	63
II	Magnetooptische Messungen an verschiedenen Niob-Proben	65
6	Grundlagen zu Flusswirbeln in Typ-II Supraleitern	69
6.1	Grundbegriffe der Ginzburg-Landau-Theorie	69
6.1.1	Charakteristische Längenskalen	70
6.1.2	Unterschied zwischen Typ-I und Typ-II Supraleiter	71
6.2	Flusswirbel	72
6.2.1	Betrachtung einzelner Flusswirbel	72
6.2.2	Das Flusswirbelgitter	74
6.3	Pinning der Flusswirbel	76
6.3.1	Pinningmechanismen	77
6.3.2	Wechselwirkung zwischen Flusswirbeln und Antidots	78
6.4	Fluss-Eindringen	79
6.4.1	Bean-Modell	79
6.4.2	Dendritische Flusslawinen	83
6.5	Abbildungsprinzip der magnetischen Flussverteilung in einem Typ-II Supraleiter	89
7	Magnetische Hysterese-Effekte und Entmagnetisierungs-Zyklen in supraleitenden koplanaren Mikrowellen-Resonatoren	97
7.1	Charakterisierung der Resonatoren	98
7.2	Magnetische Hysterese-Effekte	99
7.2.1	Das Resonator Verlust-Modell	101

7.2.2	Magnetooptische Abbildungen zu den magnetischen Hysterese-Effekten im Resonator ohne Antidots	106
7.3	Entmagnetisierungs-Zyklen	110
7.3.1	Magnetooptische Abbildungen zu den Entmagnetisierungs-Zyklen in den Resonatoren ohne Antidots	110
7.3.2	Magnetooptische Abbildungen zu den Entmagnetisierungs-Zyklen in einem Resonator mit einer Reihe Antidots	115
8	Dendritische Flusslawinen in einem Niob-Einkristall nahe der kritischen Temperatur	121
8.1	Experimentelle Ergebnisse	121
8.1.1	Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall gemäß dem kritischen Zustandsmodell von Charles Bean bis zu einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,984$	122
8.1.2	Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall in Form von dendritischen Flusslawinen oberhalb einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,985$	124
8.1.3	Zwei verschiedene Arten von dendritischen Flusslawinen . . .	128
8.2	Erklärungsversuche des Phänomens	133
9	Zusammenfassung Teil II	137
	Literaturverzeichnis	139

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Unter dem Begriff Magnetooptik versteht man im Allgemeinen nichtlineare optische Phänomene wie z.B. den Faraday-Effekt oder den Kerr-Effekt, bei denen es zu einer Wechselwirkung von Licht (elektromagnetische Welle) mit magnetischer Materie kommt. Aus der Wechselwirkung resultiert eine Drehung der Polarisations Ebene des einfallenden polarisierten Lichts. Wird das Licht durch die magnetische Probe transmittiert, so spricht man vom Faraday-Effekt. Vom Kerr-Effekt ist die Rede, wenn das Licht von der magnetischen Probe reflektiert wird. Mit Hilfe dieser magnetooptischen Effekte sind optische Abbildungen magnetischer Strukturen, wie sie beispielsweise in ferromagnetischen oder supraleitenden Materialien vorkommen, möglich.

Für die magnetooptische Abbildung wird linear polarisiertes Licht auf die magnetooptisch aktive Schicht einer Probe eingestrahlt. Besitzt das zu untersuchende Material selbst eine genügend hohe magnetooptische Aktivität, wie das beispielsweise bei ferromagnetischen Materialien der Fall ist, so wird das Licht direkt daran reflektiert und es kann Kerr-Mikroskopie betrieben werden. Da Supraleiter im Allgemeinen nur einen sehr kleinen Kerr-Effekt zeigen und zudem nicht stark reflektierend sind, wird eine magnetooptisch aktive Schicht mit einer darunter liegenden Spiegelschicht als Indikator (-system) verwendet, will man die magnetische Flussverteilung im Supraleiter mittels Faraday-Effekt abbilden. Hier durchläuft das Licht in Summe zweimal, nach zwischenzeitlicher Reflexion an der Spiegelschicht, das Indikatormaterial. Der magnetooptisch aktiven Indikatorschicht kommt in beiden Fällen die Aufgabe zu, die Polarisationsrichtung des Lichtes in Abhängigkeit eines von der Probe verursachten, lokal vorhandenen Magnetfeldes zu drehen. Das reflektierte Licht passiert dann einen Analysator und wird z.B. über eine CCD-Kamera detektiert. Man erhält eine zweidimensionale Aufnahme der Helligkeitsverteilung $I(x,y)$, die ein Maß für die lokale Flussdichteverteilung $B_z(x,y)$ ist.

In einer vorangegangenen Dissertation von Stefan Guénon [1] wurde ein magnetooptisches Abbildungs-System, das sogenannte Tieftemperatur-Raster-Polarisations-Mikroskop (TTRPM), konzipiert. Mit diesem ist es möglich, neben Kerr-Effekt Messungen an diversen magnetischen, supraleitenden und supraleitenden Hybrid-Systemen aus Supraleiter und (Ferro-) magnetischen Materialien, auch die lokale

Flussdichteverteilung des magnetischen Flusses $B_z(x,y)$ in einem Typ-II Supraleiter abzubilden. Diese ist gleichzeitig ein Maß für die lokale kritische Stromdichte $j_c(x,y)$, da sich aus dem Magnetfeldgradienten auf die Größe des kritischen Stroms schließen lässt. Gerade für supraleitende Materialien ist die kritische Stromdichte j_c , bei dem das Material vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand übergeht, ein für viele Anwendungen entscheidender Parameter.

Ein externes Magnetfeld dringt oft nahezu homogen in Form vieler Flusswirbel in einen Typ-II Supraleiter ein. Dieses Eindringen des magnetischen Flusses kann mit dem kritischen Zustands-Modell von Charles Bean beschrieben werden [4]. Bei einigen supraleitenden Dünnschichten wie MgB_2 , $NbSe_2$, oder auch Nb kann jedoch magnetischer Fluss in Form von Flusslawinen in den Supraleiter eindringen, die meistens dendritischer Struktur sind. Dieser Prozess, der thermomagnetische Instabilität genannt wird, wird von der Wärme getrieben, die durch dissipative Flusswirbelbewegung entsteht und Verankerungskräfte reduziert. Ungeklärt sind zum einen die hohen Geschwindigkeiten dieser Lawinen, die hundertmal schneller als die Schallgeschwindigkeit in diesen Medien sein kann [5, 6, 7]. Ebenfalls ungeklärt ist, warum solche Flusslawinen in manchen Supraleitern auftreten und bei anderen (wie z.B. $YBa_2Cu_3O_7$) wiederum nicht. Durch Metalldeckschichten kann zudem die Entstehung dieser Lawinen beeinflusst werden [8]. Betrachtet man dies aus der Anwendungssicht, so ist das Erforschen der thermomagnetischen Flusslawinen von großer Wichtigkeit, da das Auftreten der Flusslawinen auf direkte Weise die Leistungsfähigkeit von supraleitenden Bauelementen beeinflusst. Erst kürzlich wurde in einer Veröffentlichung von dendritischen Flusslawinen berichtet, die Spannungspulse in der Größenordnung von 1 V während einer Zeitspanne von 50 ns erzeugen [8]. Betrachtet man die dendritischen Flusslawinen aus einer grundsätzlicheren Perspektive, so lohnt es sich, dynamisch getriebene Flusslawinen in Supraleitern in Bezug auf die Nichtgleichgewichts-Dynamik in wechselwirkenden Systemen zu erforschen [9].

Im Gegensatz zu konventionellen magnetooptischen Mikroskopen ermöglicht das TTRPM zusätzlich, die lokalen elektrischen Transporteigenschaften (wie zum Beispiel in ferromagnetischen und supraleitenden Schichtstrukturen) mittels strahlinduzierter Spannungsänderung abzubilden. Dies geschieht mittels Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskopie (TTRLM), die im TTRPM integriert ist. Die lokalen elektrischen Transporteigenschaften können mit der magnetischen Domänenstruktur korreliert werden, die simultan mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts (MOKE) im TTRPM aufgezeichnet wird. Zusätzlich zum in dieser Doktorarbeit aufgebauten und modifizierten TTRPM existiert an der Universität Tübingen ein eigenständiges TTRLM-System, welches von Martin Peschka 1999 in Betrieb genommen wurde [10]. Mit diesem TTRLM-System, ohne die Möglichkeit simultan Polarisationsmikroskopie betreiben zu können, konnten einige Vorarbeiten gemacht werden. Diese Vorarbeiten zeigen auf, welches Potenzial im TTRPM mit der Möglichkeit der simultanen Abbildung und der Korrelation der lokalen elektrischen Transporteigenschaften mit der magnetischen Domänenstruktur steckt.

So können dünne ferromagnetische Heterostrukturen aus ferromagnetischen und nicht-magnetischen Schichten (z.B. Isolatoren, Supraleitern) bezüglich ihrer integralen magnetischen und Magnetotransporteigenschaften charakterisiert werden [11,

12]. Außerdem können die magnetischen Eigenschaften und der Magnetotransport dieser Materialsysteme ortsaufgelöst studiert werden. Hierbei sind vor allem Systeme relevant, die bisher nur durch integrale Messmethoden untersucht wurden und deren ortsaufgelöste Analyse neue physikalische Einsichten verspricht. Als ein Beispiel sei hierbei die Realisierung von Spin-elektronischen Bauelementen (Spintronik) erwähnt. Die Spintronik erweitert die konventionelle Elektronik, indem zusätzlich zur Ladung des Elektrons auch dessen Spin zur Informationsübertragung genutzt wird. Ihre Leistungsfähigkeit und Effizienz hängen dabei sehr stark von der Spinpolarisation der verwendeten Materialien ab. Einen Schwerpunkt bilden hier die lokalen Magnetotransporteigenschaften von $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{SrTiO}_3/\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (LSMO/STO/LSMO)-Tunnelkontakten, um die Bedeutung von Domänenbildung bzw. inhomogenen Stromverteilungen für den technologisch relevanten Tunnelmagnetwiderstands-Effekt aufzuklären.

Mittels des TTRLM-Systems gelang bereits die direkte Abbildung des TMR in $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ (LCMO)-Korngrenzenkontakten. Insbesondere konnte hier gezeigt werden, dass das Schalten der Kontakte zwischen multiplen resistiven Zuständen auf die Bildung und Wanderung von Domänenwänden entlang der Korngrenze zurück zu führen ist [13]. Außerdem konnte der TMR in den bereits erwähnten (LSMO)-Tunnelkontakten (LSMO/STO/LSMO) ortsaufgelöst mittels TTRLM gemessen werden [14]. Die Korrelation der ortsaufgelösten elektrischen Messungen mit dem simultan aufgezeichneten TTRPM-Signal wird den direkten Vergleich der lokalen magnetischen/resistiven Eigenschaften ermöglichen. Dabei sind wichtige Erkenntnisse über das Wechselspiel von magnetischen und elektrischen Eigenschaften und die magnetoresistiven Effekte in stark korrelierten Elektronensystemen zu erwarten.

Für vielerlei Anwendungen in der Physik von Supraleitern spielt die Flusswirbeldynamik und die Bewegung einzelner Flusswirbel im Supraleiter eine wichtige Rolle, da die Bewegung der Flusswirbel ursächlich verantwortlich für die Dissipation in Supraleitern und supraleitenden Bauelementen ist. Daher ist die Untersuchung der Verankerung von Abrikosov-Flusswirbel in supraleitenden Filmen oder beispielsweise auch in koplanaren Resonatoren aus Niob und die damit verbundenen Auswirkungen auf Dissipation und Rauschen ein Anwendungsgebiet der magnetooptischen Abbildung. Im Bereich supraleitender Dünnschichtstrukturen wird seit Mitte der 1990er Jahre die kontrollierte Manipulation der supraleitenden Eigenschaften mit Hilfe von mikro- und nanostrukturierten Haftzentren für die Verankerung („Pinning“) von magnetischen Flusswirbeln intensiv untersucht. Hierfür wurden insbesondere periodische Arrays aus Mikro-/Nano-Löchern (Antidots) [15, 16] oder magnetischen Dots [17, 18] verwendet. Solche Systeme ermöglichen die Realisierung von maßgeschneiderten Pinnipotentialen für Flusswirbel, welche die statische Flusswirbelverteilung und die Flusswirbel-Dynamik und damit die Dissipation in Supraleitern gezielt beeinflussen können. Von besonderem Interesse sind hierbei Matchingeffekte zwischen den Pinningarrays und dem Flusswirbelgitter, welche in jüngster Zeit auch für quasiperiodische Pinningarrays untersucht wurden [19, 20, 21]. Ein Verständnis dieser Effekte erfordert allerdings ortsauffösende Techniken zur Abbildung der Flusswirbelverteilung. Speziell zu quasiperiodischen Pinningarrays gibt es bislang allerdings nur eine Publikation basierend auf der Raster-Hall-Mikroskopie [22]. Die magnetoopti-

sche Abbildung der magnetischen Flussverteilung basierend auf dem Faraday-Effekt in transparenten Indikatorfilmen auf den supraleitenden Dünnschichtstrukturen bietet hier eine vielversprechende Alternative, erfordert jedoch die Auflösung einzelner Abrikosov-Flusswirbel, was bislang weltweit nur zwei Forschergruppen gelungen ist [23, 24].

Teil I der vorliegenden Dissertation befasst sich mit der Inbetriebnahme und den nötigen Modifikationen des TTRPM. Hierbei wird auf die Implementierung eines modifizierten Raumtemperaturaufbaus für out-of-plane Messungen bei Raumtemperatur und in Magnetfeldern von bis zu einem Tesla eingegangen und es werden die experimentellen Ergebnisse zu der Untersuchung des Ummagnetisierungsprozesses von $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen an diesem modifizierten Raumtemperaturaufbau gezeigt.

Da es beim TTRPM-System diverse Probleme bei der Abbildung der lokalen Flussdichteverteilung $B_z(x,y)$ in supraleitenden Proben gab, jedoch physikalisch relevante supraleitende Proben vorhanden waren, wurde entschieden, die magnetooptischen Abbildungen an einem bereits etablierten System an der Universität Oslo durchzuführen. Mit diesem magnetooptischen System gelang es, die lokale Flussdichteverteilung $B_z(x,y)$ in koplanaren Mikrowellen-Resonatoren aus Niob bzw. in einem Niob-Einkristall abzubilden. **Teil II** der vorliegenden Dissertation beschäftigt sich mit diesen magnetooptischen Messungen.

Erklärung über den Rahmen der gemeinschaftlichen Arbeit, die Namen der Mitarbeiter und deren Anteil an dem Gesamtprojekt:

An dieser Stelle soll ein Überblick über die Zusammenarbeiten bei den verschiedenen Themen dieser Arbeit gegeben werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das von Stefan Guéron entwickelte TTRPM [1] in Betrieb genommen und modifiziert (Kapitel 3). Der Raumtemperaturaufbau wurde in Zusammenarbeit mit Stefan Guéron aufgebaut. Die ersten Messungen bei Raumtemperatur (Abschnitt 3.1.1) wurden ebenfalls mit Stefan Guéron durchgeführt. Sowohl der Tieftemperaturaufbau und die Messungen in diesem (Abschnitt 3.2.1), als auch die Implementierung der Raster-Laser-Mikroskopie (Abschnitt 3.2.3) und die Erweiterung des TTRPM um einen zusätzlichen grünen 532 nm-Laser (Abschnitt 4.1) wurden vollständig im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und durchgeführt.

Der modifizierte Raumtemperaturaufbau für out-of-plane Messungen in Magnetfeldern von bis zu 1 Tesla (Abschnitt 4.2) wurde vom Verfasser dieser Arbeit zusammen mit Jonas Lindner konzipiert und im Rahmen dieser Arbeit betreuten Diplomarbeit von Jonas Lindner [2] aufgebaut. Ebenso wurden die experimentellen Ergebnisse der Untersuchung des Ummagnetisierungsprozesses von $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen (Abschnitt 4.3) in Zusammenarbeit mit Jonas Lindner [2] erzielt. Die Entwicklung des Designs und die Charakterisierung des Resonatoren in Kapitel 7 wurde von Daniel Bothner [25] durchgeführt. Außerdem wurden vom Verfasser Resonatoren magnetooptisch vermessen (siehe Kapitel 7), die im Rahmen einer Diplomarbeit von Benedikt Ferdinand [26] gefertigt wurden. Die magnetooptischen Messungen der Resonatoren wurden vom Verfasser in Zusammenarbeit mit Pavlo

Mikheenko am „Department of Physics“ an der Universität in Oslo durchgeführt. Die Auswertungen der magnetooptischen Abbildungen wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und für die in Abschnitt 7.3 diskutierten Effekte mit einer Simulation der Flussverteilung im Resonator von Daniel Bothner verglichen.

Die Messungen zu den dendritischen Flusslawinen im Niob-Einkristall nahe der kritischen Temperatur in Kapitel 8 wurden ebenfalls am „Department of Physics“ an der Universität in Oslo vom Verfasser in Zusammenarbeit mit Pavlo Mikheenko durchgeführt. Der Niob-Einkristall, der magnetooptisch vermessen wurde, wurde von Sebastian Mühlbauer von der „Technischen Universität München“ bereitgestellt. Die Bearbeitung der Videos und der daraus gewonnenen Bilder wurde in Zusammenarbeit mit Christian Grünzweig vom „Paul Scherrer Institut“ in Villigen (Schweiz) durchgeführt.

Teil I

Inbetriebnahme, Modifikation des Tiefemperatur-Raster-Polarisations- Mikroskops (TTRPM) und Messergebnisse

Eine neuartige Abbildungstechnik, die Tieftemperatur-Raster-Polarisations-Mikroskopie, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit implementiert und modifiziert. Hierzu wurde ein TTRPM-System, basierend auf konfokaler Laser-Mikroskopie aufgebaut und in Betrieb genommen. Das TTRPM ist wie das TTRLM ein modular aufgebautes System das für Abbildungen bei Temperaturen von 4 bis 300 K in Magnetfeldern von bis 5 T (out-of-plane) und 0.5 T (in-plane) bei tiefen Temperaturen bzw. 1 T bei Raumtemperatur (out-of-plane) ausgelegt ist. Es besteht aus drei Hauptkomponenten: 5 T Magnetkryostat, bzw. 0.5 T Helmholtzspulenanordnung / 1 T Elektromagnet, optischer Durchflussskryostat und Raster-Polarisation-Mikroskop (RPM). Das TTRPM kombiniert erstmals die Abbildung elektrischer Transporteigenschaften (via strahlinduzierter Spannungsänderung) mit der Abbildung magnetischer Strukturen (via Kerr-/Faraday-Effekt).

Für die Abbildung elektrischer Transporteigenschaften wird die Probe mit einem fokussierten Laserstrahl bestrahlt, der wiederum über die Probe gerastert wird. Die Bestrahlung mit dem fokussierten Laserstrahl bewirkt eine lokale Erwärmung an der Probenoberfläche, in einem Bereich von typischerweise 1 μm Durchmesser. Die strahlinduzierte, lokale Temperaturerhöhung ändert die elektronischen Eigenschaften des erwärmten Bereichs in der Probe. Im Experiment misst man die über die gesamte Probe abfallende Spannung (über die Probe wird dabei ein konstanter Biasstrom geschickt), die sich bei Erwärmung an einem Ort auf der Probenoberfläche ändert. Durch Abrastern der gesamten Probenoberfläche mit dem Laserstrahl kann somit jedem Bestrahlungsort eine strahlinduzierte Spannungsänderung zugeordnet werden. Das Bildverarbeitungssystem liefert durch die Zuordnung der gemessenen strahlinduzierten Spannungsänderung zum Bestrahlungsort ein Falschfarbenbild der lokalen elektrischen Transporteigenschaften von der Probe.

Beim Polarisationsmikroskop handelt es sich um ein Aufficht-Mikroskop, welches mit zwei zueinander gekreuzten optischen Polarisatoren ausgestattet wird. Der erste Polarisator polarisiert das eingestrahlte Licht dabei linear. Nachdem das Licht die Probe passiert hat, erzeugt der zweite Polarisator (auch Analysator genannt) einen magnetischen Kontrast im Bild, welcher proportional zur Änderung in der Drehung der Polarisationssebene ist. Hierdurch kann die Änderung in der Doppelbrechung einer Probe und damit ihre magnetische Struktur abgebildet werden. Die magnetooptischen Effekte sind im Allgemeinen sehr schwach, was hohe Anforderungen an ein Polarisationsmikroskop stellt. Um den nicht-magnetischen Kontrast, z.B. durch unterschiedliche Reflektivität der Probenoberfläche, zu reduzieren, ist es notwendig ein magnetisch gesättigtes Bild von einem Bild, das magnetischen Kontrast beinhaltet, zu subtrahieren. Für dieses Differenzverfahren sind Bilder mit einem hohen Signal-Rausch-Verhältnis erforderlich. Daher sollten die Proben mit hoher Intensität beleuchtet werden [1, 27, 28, 29]. In kommerziell erwerblichen Aufficht-Polarisationsmikroskopen werden dazu Quecksilber-Dampflampen verwendet. Eine Alternative zu den Quecksilberdampflampen stellt Laserlicht dar. Hierbei wird der Laserstrahl mittels einer Objektivlinse auf die Probenoberfläche fokussiert und dann das reflektierte Licht mittels einem Strahlteilerwürfel in eine Photodiode als Detektor geleitet. Wird der Laserstrahl nun via eines Scannerspiegels über die Probe gerastert und dabei das Signal der Photodiode aufgenommen, so erhält man ein Bild

der reflektierten Lichtintensität. Ergänzt man dieses Design um einen Polarisator (vor dem Laser) und ersetzt die einzelne Photodiode durch ein Wollaston-Prisma, welches das Laserlicht in zwei rechtwinklig zueinander linear polarisierte Strahlen trennt und führt das Licht auf zwei Quadranten-Photodioden, so erhält man ein Raster-Polarisations-Mikroskop (RPM) wie es in [30] beschrieben ist. An diesem Aufbau orientierte sich auch das Konzept des TTRPM, das von Stefan Guénon in einer vorangegangenen Doktorarbeit erarbeitet wurde. Eine ausführliche Beschreibung des Systems und die für dieses System zugrundeliegende detaillierte Theorie findet sich in [1].

Ein RPM hat gewisse Vorteile gegenüber konventionellen Auflicht-Polarisationsmikroskopen. Ein Laser ermöglicht monochromatische Beleuchtung mit hoher Leistung, die auf einen einzigen Punkt fokussiert ist. Daher können in einfacher Weise sehr hohe Beleuchtungsintensitäten erreicht werden. Verwendet man zusätzlich im System eine ausreichend kleine Lochblende vor dem Wollaston-Prisma bzw. den beiden Quadranten-Photodioden, so kann das RPM konfokal ausgerichtet werden und die Auflösung des Systems verbessert sich dadurch um einen Faktor 1,4. Die Nachteile eines solchen RPM liegen natürlich auf der Hand. Während man mit einem konventionellen Auflicht-Polarisationsmikroskop nahezu instantan ein Bild der magnetischen Struktur in der Probe bekommt, so benötigt ein RPM für das Abrastern der Probe eine gewisse Zeit.

Bei tiefen (kryogenen) Temperaturen ist es schwierig, mit einer konventionellen Objektivlinse zu arbeiten, da das Abkühlen die geklebten Linsen des Linsensystems zerstören würde. Demzufolge darf die Objektivlinse nicht im thermischen Kontakt mit der Probe stehen. Desweiteren setzen tiefe Temperaturen die Verwendung eines Isolationsvakuums voraus und erfordern als Konsequenz daraus ein Kryostaten-Fenster im Strahlengang des Mikroskops. Wird dieses Kryostaten-Fenster allerdings zwischen Objektivlinse und Probe angebracht, so würde die durch Verspannungen verursachte Doppelbrechung des Kryostaten-Fensters die Polarisationsmikroskopie deutlich stören. Eine Lösung dieses Problems ist es, die Objektivlinse in das Vakuum einzubringen, wie es in Goa *et al.* realisiert wurde [23]. Allerdings stellt dies eine hohe mechanische Anforderung an die Positioniereinheit, die zur Fokussierung auf die Probe und für das Auswählen des effektiven Bildfeldes des Mikroskops benötigt wird, dar.

Der erste Teil dieser Arbeit gliedert sich wie folgt:

Kapitel 2 führt die (theoretischen) Grundlagen der Raster-Polarisations-Mikroskopie auf, die für das Verständnis der präsentierten Messungen an diversen Testproben benötigt werden. Zuerst wird auf die magnetooptischen Effekte und deren Beschreibung im klassischen Modell bzw. auf die quantenmechanische Beschreibung des magnetooptischen Effekts in einem Ferromagneten eingegangen. Anschließend soll auf den experimentellen Aufbau des TTRPM und auf den experimentellen Aufbau des Polarisationsmikroskops in Oslo eingegangen werden.

Kapitel 3 befasst sich mit der Inbetriebnahme des TTRPM. Zur Untersuchung der Leistungsfähigkeit des Systems wurden Messungen sowohl im Raumtemperatur- als auch im Tieftemperaturaufbau an einer $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ -Testprobe, die einen starken polaren Kerr-Effekt aufweist, durchgeführt. Außerdem wurden longitudinale

Kerr-Effekt Messungen an einer in-plane magnetisierten Testprobe durchgeführt. Am Ende dieses Kapitels wird noch kurz auf die Implementierung der Raster-Laser-Mikroskopie eingegangen.

Kapitel 4 handelt von der Modifikation des TTRPM. Das TTRPM wurde um einen zusätzlichen Laser ausgestattet. Im „Normal“-Betrieb wird das System mit einem 405 nm-Laser mit einer Leistung von 65 mW betrieben. Da allerdings einige Indikatormaterialien, wie auch Europiumselenid (EuSe), ihre höchste (wellenlängenabhängige) Faraday-Konstante bei etwa 500 nm haben, wurde das TTRPM um einen grünen 532 nm-Laser mit einer Leistung von 250 mW erweitert. Hierzu sollen erste Testergebnisse gezeigt werden. Außerdem wurde im Rahmen der Doktorarbeit und einer Diplomarbeit ein modifizierter Raumtemperaturaufbau für out-of-plane-Messungen im Magnetfeldbereich von bis zu 1 Tesla umgesetzt. Der Aufbau und die Konstruktion des modifizierten Raumtemperaturaufbaus soll erläutert werden. Außerdem wird am Ende dieses Kapitels auf die experimentellen Ergebnisse der Zwischenschicht-Austauschkopplung zwischen Eisen-Terbium-Legierungen und Kobalt-Platin-Vielfachschichten am modifizierten Raumtemperaturaufbau eingegangen.

Kapitel 5 stellt schlussendlich eine Zusammenfassung des ersten Teils dar.

Kapitel 2

Grundlagen der Raster-Polarisations-Mikroskopie

Die genaue Beschreibung des experimentellen Aufbaus des TTRPM findet sich in Kapitel 2.2. Nun soll zuerst auf die theoretischen Grundlagen der zugrundeliegenden magnetooptischen Effekte eingegangen werden, die für den magnetischen Kontrast im TTRPM verantwortlich sind. Eine detaillierte Beschreibung der Grundlagen der Theorie zur Wechselwirkung zwischen Licht und Materie und zur Theorie der Polarisationsoptik und den einzelnen Komponenten des Systems ist in der Dissertation von Stefan Guéron dargestellt [1]. Deshalb soll an dieser Stelle für eine ausführliche Beschreibung auf diese Dissertation verwiesen werden. Die theoretischen Grundlagen zu den magnetooptischen Effekten in der vorliegenden Doktorarbeit orientieren sich an [31, 32].

2.1 Magnetooptische Effekte

Die Untersuchung magnetooptischer Effekte reicht bis weit in das vorherige Jahrhundert zurück. Der erste magnetooptische Effekt wurde von Michael Faraday 1845 bei der Untersuchung von paramagnetischen Glas gefunden [33]. In dem heute als Faraday-Effekt bekanntem Phänomen wird die Polarisations Ebene eines durch ein magnetisiertes Medium transmittierten Lichtstrahls gedreht. Der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE) wurde dagegen „erst“ 1877 von John Kerr entdeckt, während er die Polarisation von Licht studierte, das von einer magnetisierten Oberfläche reflektiert wurde [34]. Ein Grund, warum der Kerr-Effekt erst so viel später entdeckt wurde, liegt darin, dass die Polarisationsänderungen sehr klein sind und nur bei ferromagnetischen Oberflächen damals überhaupt messbar waren. Die Tatsache, dass die Magnetisierung und nicht etwa das äußere Magnetfeld die magnetooptischen Effekte bewirkt, wurde bereits 1884 durch Kundt bei der Untersuchung des Faraday-Effektes sehr dünner, lichtdurchlässiger ferromagnetischer Schichten gefunden [35]. Die Faraday-Drehung dieser Schichten ist mehr als vier Größenordnungen größer als die von Glas vergleichbarer Dicke. Da sich Faraday- bzw. Kerr-Effekt im Prinzip nur durch Transmission bzw. Reflexion durch/an einer magnetischen Oberfläche unter-

scheiden, soll eine gemeinsame phänomenologische Beschreibung des Faraday- und des Kerr-Effekts erfolgen. Außerdem soll ein klassisches Modell zur Erklärung des magnetooptischen Effekts aufgeführt und schlussendlich auf die quantenmechanische Beschreibung des magnetooptischen Effekts in einem Ferromagneten eingegangen werden.

2.1.1 Phänomenologische Beschreibung

Makroskopische Beschreibungen des magnetooptischen Effekts basieren auf der Untersuchung des Dielektrizitätstensors, der in der phänomenologischen Beschreibung erläutert werden soll. Hierdurch ergeben sich unterschiedliche Brechungskoeffizienten für links- und rechts-zirkular polarisiertes Licht.

Die Reaktion eines magnetischen Mediums auf ein äußeres Magnetfeld kann durch den Dielektrizitätstensor ϵ_{ij} beschrieben werden, wobei $i, j = 1, 2, 3$ gilt. Dieser 3×3 -Tensor kann im Allgemeinen in einen symmetrischen und in einen antisymmetrischen Anteil zerlegt werden: $\epsilon_{ij} = (\epsilon_{ij} + \epsilon_{ji})/2 + (\epsilon_{ij} - \epsilon_{ji})/2$. Der symmetrische Anteil kann durch eine entsprechende Drehung des Koordinatensystems diagonalisiert werden. Wenn die drei Eigenwerte gleich sind, ist das Medium isotrop, ansonsten anisotrop. Dennoch bleibt die Polarisations Ebene unverändert, wenn sich das Licht entlang der drei Hauptachsen ausbreitet, was wiederum bedeutet, dass der symmetrische Anteil des Dielektrizitätstensors den Faraday-Effekt nicht verursacht. Da der symmetrische Anteil von ϵ_{ij} unwichtig für den Faraday-Effekt ist, wird im Folgenden davon ausgegangen, dass dieser Anteil isotrop mit einer Dielektrizitätskonstanten ϵ_0 ist. Um den Einfluss des antisymmetrischen Anteils auf den Dielektrizitätstensors zu sehen, soll nun der Spezialfall eines Lichtstrahls betrachtet werden, der sich entlang der z-Achse in einem Medium ausbreitet, was einen Dielektrizitätstensor in der Form

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon \begin{pmatrix} 1 & iQ & 0 \\ -iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

zufolge hat, wobei Q die Voigt-Konstante darstellt. Die Voigt-Konstante beschreibt die magnetooptische zirkulare Doppelbrechung aufgrund des Faraday-Effektes.

Hieraus lässt sich zeigen, dass die beiden Normalmoden der elektromagnetischen Welle das links-zirkular polarisierte Licht ($E_y = iE_x$) mit $\epsilon_L = \epsilon(1 - Q)$ und das rechts-zirkular polarisierte Licht ($E_y = -iE_x$) mit $\epsilon_R = \epsilon(1 + Q)$ sind. Demzufolge ist der Unterschied in den Brechungsindizes zwischen diesen beiden Komponenten, die den magnetooptischen Effekt erzeugen, proportional zu Q . Dies bedeutet, dass das nicht auf der Diagonalen liegende antisymmetrische Element Q die Faraday-Drehung hervorruft. Für den allgemeinen Fall mit einem Dielektrizitätstensor in der Form

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon \begin{pmatrix} 1 & iQ_z & -iQ_y \\ -iQ_z & 1 & iQ_x \\ iQ_y & -iQ_x & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

sind die beiden Normalmoden immer noch links- und rechts-zirkular polarisierte Moden mit Brechungsindizes $n_L = n \left(1 - \frac{1}{2} \vec{Q} \cdot \hat{k}\right)$ und $n_R = n \left(1 + \frac{1}{2} \vec{Q} \cdot \hat{k}\right)$, wobei $n = \sqrt{\epsilon}$ der Mittelwert des Brechungsindex ist, $\vec{Q} = (Q_x, Q_y, Q_z)$ der Voigt-Vektor und \hat{k} der Einheitsvektor entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichtes ist. Somit ist die komplexe Faraday-Drehung der Polarisationssebene, nachdem das Licht eine gewisse Entfernung L zurückgelegt hat, gegeben durch

$$\Theta = \frac{\pi L}{\lambda} (n_L - n_R) = -\frac{\pi L n}{\lambda} \vec{Q} \cdot \hat{k}. \quad (2.3)$$

Der Realteil gibt dabei die Drehung und der Imaginärteil die Elliptizität an.

Dies erklärt allerdings noch nicht, warum ein äußeres Magnetfeld einen stärkeren Einfluss auf die Polarisationssebene von Licht hat als ein äußeres elektrisches Feld. Dies kann allerdings mit einem Argument basierend auf Zeitumkehrsymmetrie beantwortet werden. In der phänomenologischen Beschreibung wird die Wechselwirkung des elektrischen Feldvektors des Lichts mit der Materie durch die elektrische Polarisation \vec{P} beschrieben, wobei $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ gilt. Es wird dabei allgemein angenommen, dass für optische Frequenzen die direkte Wechselwirkung des \vec{B} -Feldes des Lichts mit der Magnetisierung vernachlässigt werden kann. Im Fall kleiner Feldstärken lässt sich die Polarisation \vec{P} (oder die dielektrische Verschiebung \vec{D}) als von der Feldstärke des einfallenden Lichts \vec{E} linear abhängig betrachten. Unter Zeitumkehrsymmetrie-Betrieb bleiben \vec{D} und \vec{E} unverändert, allerdings wechselt das Magnetfeld sein Vorzeichen. Demnach, im Fall einer nicht verschwindenden Magnetisierung, ist der Dielektrizitätstensor kein symmetrischer Tensor mehr, sondern es gilt die Onsager-Beziehung $\epsilon_{ij}(E, H) = \epsilon_{ji}(E, -H)$ bzw. $\epsilon_{ij}(-\vec{M}) = \epsilon_{ji}(\vec{M})$ im Fall ferromagnetischer Ordnung. Das bedeutet, dass der symmetrische Anteil des Dielektrizitätstensors gerade in der Magnetisierung und der antisymmetrische Anteil ungerade in der Magnetisierung ist und der antisymmetrische Anteil von ϵ_{ij} vom Magnetfeld erzeugt wird.

2.1.2 Klassisches Modell

Nun soll ein klassisches Modell zur Erklärung des magnetooptischen Effekts beschrieben werden, wenngleich das klassische Modell reale Materialien (vor allem ferromagnetische Materialien) nicht ausreichend beschreiben kann, da man den magnetooptischen Effekt physikalisch richtig nur quantenmechanisch beschreiben kann. Allerdings bietet das klassische Modell ein einfaches physikalisches Bild des magnetooptischen Effekts.

Im vorangegangenen Unterkapitel der phänomenologischen Beschreibung des Effekts konnte gezeigt werden, dass der antisymmetrische Anteil des Dielektrizitätstensors für den magnetooptischen Effekt verantwortlich ist. Nun soll verdeutlicht werden, wie ein äußeres Magnetfeld den antisymmetrischen Anteil des Dielektrizitätstensors erzeugt. Das elektrische Feld der elektromagnetischen Welle induziert Dipolmomente im Medium. Der Koeffizient der elektrischen Polarisation, welcher

proportional zum elektrischen Feld ist, ergibt die Dielektrizitätskonstante. Als Ausgangspunkt des mikroskopischen klassischen Modells, auch Lorentz-Drude-Modell genannt, soll ein Medium in der harmonischen Näherung mit einer Resonanzfrequenz ω_0 betrachtet werden. Die Relaxationszeit der Elektronen sei τ und ein äußeres Magnetfeld sei in z -Richtung angelegt. Somit kann die Bewegungsgleichung eines Elektrons mit Ladung $-e$ und Elektronenmasse m im Medium, das im harmonischen Oszillator mit der Resonanzfrequenz ω_0 gebunden ist, unter dem Einfluss einer elektromagnetischen Welle (elektrischen Feldes) geschrieben werden als

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m \omega_0^2 \vec{r} + \frac{m}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} = -e \vec{E} - \frac{e}{c} \frac{d\vec{r}}{dt} \times B \hat{z}. \quad (2.4)$$

Bevor man eine quantitative Berechnung des Dielektrizitätstensors machen kann ist es lohnenswert, die Elektronenbewegung qualitativ zu analysieren, um ein genaues physikalisches Bild des magnetooptischen Effekts liefern zu können. Ohne äußeres Magnetfeld wird ein links-zirkular polarisiertes elektrisches Feld die Elektronen in eine Kreisbewegung gegen den Uhrzeigersinn (links) und ein rechts-zirkular polarisiertes elektrisches Feld wird die Elektronen in eine Kreisbewegung im Uhrzeigersinn (rechts) lenken. Die Radien der Elektronenbahnen werden sowohl für die links- als auch für die rechts-zirkulare Bewegung dieselben sein. Da das elektrische Dipolmoment proportional zum Radius der zirkularen Umlaufbahn ist, wird es keinen Unterschied zwischen den Dielektrizitätskonstanten für die links- bzw. für die rechts-zirkular polarisierte elektromagnetische Welle geben. Daher wird es auch keine Faraday-Drehung geben. Wenn nun ein äußeres Magnetfeld in die Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle angelegt wird, so kommt es zu einer Lorentz-Kraft, die auf jedes einzelne Elektron wirkt. Diese Kraft zeigt entweder in Richtung oder weg von den Kreismittelpunkten für links- oder rechts-zirkulare Bewegung. Daher wird der Radius für links-zirkulare Bewegung vermindert und der Radius für rechts-zirkulare Bewegung vergrößert sein. Der Unterschied in den Radien für links- bzw. rechts-zirkular polarisiertes Licht ergibt auch unterschiedliche Dielektrizitätskonstanten. Somit ist auch klar, dass die Lorentz-Kraft des äußeren magnetischen Feldes den Faraday-Effekt erzeugt.

Der Unterschied in den Dielektrizitätskonstanten für die zwei zirkular polarisierten Moden ist proportional zum Unterschied in den Radien der entsprechenden Kreisbewegungen, wie man anhand der obigen Analyse sehen kann. Da dieser Unterschied proportional zur Lorentz-Kraft ist, welche wiederum proportional zur Frequenz ist, so ist die Faraday-Drehung nach Gleichung (2.3) umgekehrt proportional zum Quadrat der Wellenlänge des Lichtes, wie man anhand folgender quantitativer Analyse sehen wird. Gleichung (2.4) ist linear und kann für eine elektromagnetische Welle mit Frequenz ω gelöst werden. Die Lösung lautet

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = -\frac{e}{m} \begin{pmatrix} \frac{\gamma}{\omega^2 \gamma^2 - \omega_c^2} & \frac{i\omega_c/\omega}{\omega^2 \gamma^2 - \omega_c^2} & 0 \\ \frac{-i\omega_c/\omega}{\omega^2 \gamma^2 - \omega_c^2} & \frac{\gamma}{\omega^2 \gamma^2 - \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\omega^2 \gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

wobei $\omega_c = eB/mc$ die Zyklotronfrequenz und $\gamma = \omega_0^2/\omega^2 - 1 - i/\omega\tau$ eine dimensionslose Zahl ist. Mit der Relation $P_i = -ner_i = (\epsilon_{ij} - 1)E_j/4\pi$, wobei n die Elektronendichte angibt, kann der Dielektrizitätstensor abgeleitet werden als

$$\tilde{\epsilon} = 1 + \frac{4\pi ne^2}{m} \begin{pmatrix} \frac{\gamma}{\omega^2\gamma^2 - \omega_c^2} & \frac{i\omega_c/\omega}{\omega^2\gamma^2 - \omega_c^2} & 0 \\ \frac{-i\omega_c/\omega}{\omega^2\gamma^2 - \omega_c^2} & \frac{\gamma}{\omega^2\gamma^2 - \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\omega^2\gamma} \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Daher lässt sich die Faraday-Drehung für die Ausbreitung des Lichts in z-Richtung nach einer gewissen Strecke L schreiben als

$$\Theta = \frac{L\omega_c}{2n_0c} \frac{4\pi ne^2}{m(\omega^2\gamma^2 - \omega_c^2)}, \quad (2.7)$$

wobei

$$n_0 = \sqrt{1 + \frac{4\pi ne^2\gamma}{m(\omega^2\gamma^2 - \omega_c^2)}} \quad (2.8)$$

der Brechungsindex des Mediums ist. Für sichtbares Licht und einen transparenten Isolator ($\omega_0 \gg \omega \gg \omega_c$ und $\omega\tau \gg 1$) ergibt sich $\gamma \approx \omega_0^2/\omega^2$. Hieraus lässt sich die Faraday-Drehung errechnen zu

$$\Theta \approx \frac{2\pi ne^3\omega^2 LB}{m^2 c^2 \omega_0^4 \sqrt{1 + \frac{4\pi ne^2}{m\omega_0^2}}}. \quad (2.9)$$

Die Faraday-Drehung ist proportional zur (Proben-) Länge und zum Magnetfeld und ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Wellenlänge des Lichts.

2.1.3 Quantenmechanische Beschreibung des magnetooptischen Effekts in einem Ferromagneten

In ferromagnetischen Materialien ist der Faraday-Effekt viel stärker als in nicht-magnetischen Materialien. Dies liegt an der Spin-Bahn-Wechselwirkung, welche die große Faraday-Drehung in ferromagnetischen Materialien hervorruft [36]. Diese Wechselwirkung koppelt das magnetische Moment eines Elektrons mit seiner Bewegung und daher verbindet es die magnetischen und optischen Eigenschaften eines ferromagnetischen Materials. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung kann in einem gewissen Umfang als ein effektives Magnetfeld-Vektorpotential betrachtet werden, das auf die Elektronenbewegung einwirkt. Für nichtmagnetische Materialien ist dieser Effekt nicht stark, da es hier gleiche Anzahl an Spin-up und Spin-down Elektronen gibt und sich daher kein Effekt einstellt. In ferromagnetischen Materialien kommt es allerdings aufgrund der ungleichmäßigen Anzahl der Elektronen-Spins zu diesem Effekt. Es kommt also unter Einfluss des Magnetfeldes zu einer Aufspaltung der Energieniveaus. Der Unterschied in der Frequenz zwischen der Absorptionslinie von links- bzw. rechts-zirkular polarisiertes Licht induziert den Dichroismus von zirkular polarisiertem Licht.

Da der Brechungsindex durch eine Konstante mit der komplexen Leitfähigkeit verbunden ist, das heißt $\epsilon_{ij} = 1 + i4\pi\sigma_{ij}/\omega$ gilt, ist es nur notwendig den Leitfähigkeitstensor zu berechnen (vor allem die Elemente die nicht auf der Diagonalen liegen) um den magnetooptischen Effekt zu erhalten. Im Folgenden betrachtet man eine Reihe von Näherungen. Man nimmt an, dass die Frequenz des Lichts ω sehr viel größer als die Spin-Gitter-Relaxationsrate $1/\tau$, das heißt es gilt $\omega\tau \gg 1$, ist, so dass der Effekt der Spin-Relaxation vernachlässigbar ist. Außerdem sei die Wechselwirkung der Elektronen mit dem elektrischen Feld des einfallenden Lichts sehr viel stärker als die Wechselwirkung der Elektronen mit dem magnetischen Feld des Lichts. Dies gilt, falls $v_F/c \ll 1$ ist, wobei v_F die Fermi-Geschwindigkeit des Elektrogases ist. Als weitere Näherung soll gelten, dass die Wellenlänge des einfallenden Lichts sehr viel größer als der Atomzwischenraum ist, so dass man das $k \rightarrow 0$ langweiträumige Wellenlängenlimit in die Rechnung mit einbeziehen kann. Schließlich soll die Wechselwirkung eines Elektrons in einem Kristall mit anderen Elektronen und Kernen durch das periodische Potential $V(r)$ dargestellt werden, so dass die ein-Elektronen Näherung angebracht werden kann, um die Grund- bzw. angeregten Zustände des Systems beschreiben zu können. Mit diesen Näherungen ist der ein-Elektronen-Hamiltonoperator innerhalb eines elektromagnetischen Feldes gegeben durch

$$H = H_0 + H' + H'', \quad (2.10)$$

wobei

$$\begin{aligned} H_0 &= \frac{p^2}{2m} + V(r) \\ H' &= \frac{\hbar}{4m^2c^2} (\nabla V \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma} \\ H'' &= \frac{e}{mc} \vec{A} \cdot \vec{p} \end{aligned} \quad (2.11)$$

gilt. In diesem Ausdruck sind \vec{p} und $\hbar\vec{\sigma}/2$ der Impuls bzw. der Spin-Operator des Elektrons und \vec{A} ist das Vektorpotential des elektromagnetischen Feldes im Inneren des Materials. Demzufolge repräsentiert der zweite Term im Hamilton-Operator die Spin-Bahn-Wechselwirkung und der dritte Term beschreibt die Wechselwirkung des Materials mit der elektromagnetischen Welle.

Es gibt zwei Methoden den Leitfähigkeitstensor zu berechnen. Die eine Methode bezieht sich auf Bennett und Stern [37], die die Elemente des Leitfähigkeitstensors mit der Bandübergangsrate verknüpft. Makroskopisch kann die Absorptionsleistung pro Einheitsvolumen dabei beschrieben werden durch $P = \text{Re}(\sigma_{ij}E_iE_j^*)V/2$. Mikroskopisch ist die Absorption auf den Übergang zwischen verschiedenen Quantenzuständen, deren Übergangsraten durch zeitabhängige Störungstheorie berechnet werden kann, zurückzuführen. Daraus kann das Element σ_{ij} abgeleitet werden. Bennett und Stern gehen dabei vom einfachsten Fall einer ebenen Welle aus, die sich entlang der z-Achse ausbreitet und die Absorptionsraten für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht unterschiedlich sind. Hieraus ergeben sich schlussendlich die Leitfähigkeitstensor-Elemente $\text{Re} \sigma_{xx}$ und $\text{Im} \sigma_{xy}$. Dabei können der Realteil von σ_{xx} bzw. der Imaginärteil von σ_{xy} durch die Kramer-Kronig-Beziehung als Matrixelemente ausgedrückt werden. Das Auswerten dieser Matrixelemente benötigt

allerdings Bandstruktur-Berechnungen. Diese Methode soll allerdings nicht im Detail ausgeführt werden, für die detaillierte Beschreibung dieser Methode sei auf [37] verwiesen.

Die andere Methode bezieht sich auf Argyres [38, 39]. In dieser startet man mit den Eigenfunktionen von H_0 ,

$$H_0\psi_n\sigma(\pm 1) = E_n\psi_n\sigma(\pm 1), \quad (2.12)$$

wobei

$$\psi_n = \frac{1}{\sqrt{N}}e^{ik \cdot r}u_n(r) \quad (2.13)$$

die Bloch-Wellenfunktion der Energie E_n ist und $\sigma = \pm 1$ den Quantenzustand des Elektronen-Spins beschreibt. Dann kann die Spin-Bahn-Wechselwirkung H' als Störung behandelt werden, um die Wellenfunktionen von $H_0 + H'$ zu erhalten:

$$\phi_{n,\pm 1} = \left(\psi_n \pm \sum_{m \neq n} b_{nm}\psi_m \right) \sigma(\pm 1) \quad (2.14)$$

mit

$$b_{nm} = \frac{i\hbar^2/4m^2c^2}{E_m - E_n} \int dr \psi_m^* (\nabla V \times \nabla)_z \psi_n. \quad (2.15)$$

Hierbei ist z die Quantisierungsachse des Elektronen-Spins. Innerhalb des elektromagnetischen Feldes, wird sich $\phi_{\alpha,\pm 1}$ in $\Psi_{\alpha,\pm 1}$ durch die zeitabhängige Störung H'' ändern. Dann kann der Leitfähigkeitstensor vom Stromdichteoperator

$$\vec{j} = \sum_{\alpha,\sigma} \left(\frac{ie\hbar}{2m} (\Psi_{\alpha,\sigma}^* \nabla \Psi_{\alpha,\sigma} - \Psi_{\alpha,\sigma} \nabla \Psi_{\alpha,\sigma}^*) - \frac{e^2}{mc} \vec{A} \Psi_{\alpha,\sigma}^* \Psi_{\alpha,\sigma} \right) \quad (2.16)$$

abgeleitet werden. Die Berechnung soll an dieser Stelle nicht detailliert ausgeführt werden, sondern nur auf die Hauptaussage der Rechnung eingegangen werden. Für eine detaillierte Beschreibung siehe [38, 39]. Die Haupt-Schlussfolgerung der Rechnung ist, dass die Elemente, die nicht auf der Diagonalen liegen, antisymmetrisch sind (was wiederum den magnetooptischen Effekt hervorruft) und sie sind proportional zur Magnetisierung des Materials.

2.1.4 Kerr-/Faraday-Effekt

Kerr-Effekt

Der Kerr-Effekt tritt wie bereits beschrieben dann auf, wenn ein linear polarisierter Lichtstrahl an einem magnetisierten Medium reflektiert wird. Neben einer Drehung der Polarisationssebene des reflektierten Lichtstrahls um den Kerr-Winkel Θ_K gegenüber der Ausgangspolarisationsebene ändert sich auch der Polarisationszustand von linear polarisiert zu elliptisch polarisiert. Der Kerr-Winkel ist der Winkel zwischen der ursprünglichen Polarisationssebene und der großen Halbachse des reflektierten

elliptisch polarisiertem Licht. Die Kenngröße der Elliptizität wird zusammen mit dem Kerr-Winkel Θ_K im komplexen Kerr-Winkel Φ_K zusammengefasst:

$$\Phi_K = \Theta_K + i\eta. \quad (2.17)$$

η gibt dabei die Elliptizität an. Für die Elliptizität gilt $\eta = \arctan(b/a)$, wobei a die große und b die kleine Halbachse ist.

Beim magnetooptischen Kerr-Effekt wird je nach Richtung des Magnetfelds zur Einfallsebene des Lichts zwischen polarem, longitudinalem und transversalem Kerr-Effekt unterschieden. Beim longitudinalen und transversalen Kerr-Effekt liegt die Magnetisierung \vec{M} parallel zur Probenoberfläche, während beim polaren Kerr-Effekt die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche steht. Die unterschiedlichen Geometrien sind in Abb. 2.1 dargestellt.

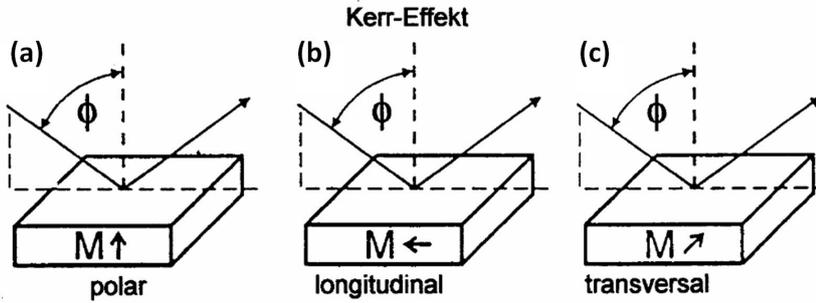


Abbildung 2.1: Verschiedene Geometrien des Kerr-Effekts. Polarer (a), longitudinaler (b) und transversaler Kerr-Effekt (c). M bezeichnet hierbei die Magnetisierung [40].

Faraday-Effekt

In Materialien mit longitudinaler optischer Doppelbrechung ist der Polarisationsvektor eines einfallenden linear polarisierten Lichtstrahls, der sich über eine Länge l parallel zum magnetischen Feld \vec{H} ausbreitet, um einen Winkel $\alpha(\vec{H})$ gedreht. Die beiden Eigenmoden der Lichtausbreitung in einem Kristall sind links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht. Der Unterschied im Brechungsindex des Realteils zwischen diesen beiden Moden $\Delta n = n_L(\omega, H) - n_R(\omega, H)$ ruft die Faraday-Drehung

$$\Theta = \frac{\omega l}{2} \Delta n \quad (2.18)$$

hervor [41]. Der Unterschied im Brechungsindex Δn des Realteils ist direkt proportional zum Erwartungswert des magnetischen Moments entlang der Ausbreitungsrichtung (z -Richtung) [42]. Für paramagnetische Materialien und für die Neukurve von Materialien mit spontaner Magnetisierung ergibt sich für kleine Magnetfelder $M_z = \chi H_z$. In diesem Fall kann man Gleichung (2.18) als eine Taylorreihe in H_z schreiben und die lineare Näherung ergibt

$$\Theta = V(\omega) l H_z \quad (2.19)$$

Die Faraday-Drehung hängt von der Länge l , der magnetischen Feldkomponente H_z parallel zum Lichtstrahl und von einer frequenzabhängigen Materialkonstanten $V(\omega)$ ab, die Verdet-Konstante genannt wird.

2.1.5 Alternativmethoden zur Abbildung magnetischer Strukturen

Es gibt neben der Magnetooptik alternative Methoden zur Abbildung magnetischer Strukturen. Eine Alternative stellt z.B. die Bitter-Dekoration dar. Hierbei wird die Probe mit einer kolloidalen Lösung ferromagnetischer Teilchen, meist Magnetit Fe_3O_4 , beschichtet. Die Teilchen sammeln sich an Stellen großer Gradienten des magnetischen Streufeldes an. Die Teilchengröße beträgt dabei ca. 10 nm und mit dieser Methode ist eine Auflösung von 100-400 nm erreichbar [43]. Nachteil dieser Methode ist, dass man die magnetischen Strukturen nur indirekt abbildet und dynamische Prozesse nicht ohne Weiteres beobachtbar sind. Eine weitere Alternative zur Magnetooptik ist die Lorentz-Mikroskopie, welche die Wechselwirkung zwischen Elektron und Magnetfeld ausnutzt. Hierbei beruht das Abbildungsprinzip auf der Ablenkung eines Elektronenstrahls bei der Transmission durch eine sehr dünne Schicht. Mit der Lorentz-Mikroskopie ist eine sehr gute Ortsauflösung von unter 10 nm verbunden, außerdem erlaubt sie die Abbildung dynamischer Prozesse. Allerdings erfordert sie auch extrem dünne Proben, deren Präparation sehr aufwändig ist. Oft wird auch zur Abbildung magnetischer Strukturen die Methode der magnetischen Kraftmikroskopie (MFM) verwendet. Hierbei wird eine magnetische Tunnelspitze verwendet, die an einem elastischen Träger befestigt ist. Die magnetische Spitze wird zur Abbildung über die Probenoberfläche bewegt und damit das magnetische Feld von Bereichen unterschiedlicher Magnetisierung detektiert. Mit dieser Methode ist eine Ortsauflösung von 10-100 nm zu erreichen [44]. Verwendet man anstatt einer magnetischen Tunnelspitze eine unmagnetische Spitze und misst den Tunnelstrom zwischen Spitze und Probenoberfläche, so handelt es sich um die Rastertunnelmikroskopie, die ebenfalls als Abbildungsmethode in Betracht kommt. Hierbei wird die elektronische Zustandsdichte gemessen und als Resultat sind die normalleitenden Bereiche sichtbar, nicht die Flusswirbel selbst. Es gibt noch weitere Rastersondenverfahren. Diese sind die Raster-SQUID („**S**uperconducting **Q**uantum **I**nterference **D**evice“)- und die Raster-Hall-Mikroskopie. Das Raster-SQUID-Mikroskop ist ein sensitives Nahfeld-Abbildungssystem für die Messung von schwachen Magnetfeldern, bei dem das SQUID über die Probe bewegt wird. Dabei bildet das Mikroskop die magnetischen Felder der magnetischen Probe ab. Mit dem Raster-SQUID-Mikroskop ist eine Auflösung von 20 nm möglich [45]. Im Raster-Hall-Mikroskop wird eine Hallsonde benutzt, um ortsaufgelöst magnetische Felder zu messen. Die Vorteile von Hallsonden zur Streufeldmessung gegenüber der Kraftmessung wie beim MFM liegen in der wechselwirkungsfreien Messung der Proben. Beim Einsatz von Hallsonden zur Messung magnetischer Felder wird üblicherweise davon ausgegangen, dass Feldänderungen über die Größe der Hallsonde klein sind und das Magnetfeld im Bereich der Hallsonde homogen ist. Dies ist aber selbst bei Hallsonden mit Ausdehnungen im sub- μm Bereich nicht der Fall, wenn damit Streufelder von Nanostrukturen un-

tersucht werden sollen, die sich im Bereich weniger Nanometer stark ändern. Mit dieser Methodik ist eine laterale Auflösung von $0,85 \mu\text{m}$ möglich [46].

2.2 Experimenteller Aufbau des TTRPM

Ein Raster-Polarisationsmikroskop (RPM) ist im Prinzip ein Kerr-Magnetometer, das es ermöglicht das auf die Probe eingestrahlte (Laser-) Licht über die Probe zu rastern und dabei das Kerr-Signal bzw. die Faraday-Drehung aufzuzeichnen und dieses Signal in ein Bild umzuwandeln. Im Falle des in Tübingen installierten TTRPM wird das Kerr-Signal konventionell mittels zweier zueinander gekreuzter Polarisatoren aufgenommen. Da es bei so einem Setup allerdings zu Intensitätsschwankungen in der Lichtquelle kommen kann, die das Kerr-Signal überdecken [47], ist es notwendig, eine sehr intensitätsstabile Lichtquelle zu verwenden. Eine weitere Möglichkeit, diese Intensitätsschwankungen zu verhindern ist, den zweiten Polarisator (Analyseur) durch einen polarisierenden Strahlteiler bzw. ein Wollaston-Prisma zu ersetzen. Wird dann die Differenz der beiden Detektorsignale durch ihre Summe dividiert, so werden die Intensitätsschwankungen ausgeglichen [48]. In einem solchen Kerr-Magnetometer ist das Kerr-Signal proportional zur Faraday-Drehung. Außerdem kann durch ein zusätzlich eingebrachtes $\lambda/4$ -Plättchen die Elliptizität des von der magnetischen Probe reflektierten Lichts gemessen werden. Ein solches RPM-Design wurde im Jahre 1991 von Clegg et al. [49] bereits realisiert. Das in Tübingen entwickelte TTRPM orientiert sich an diesem Aufbau, da dieser sehr einfach um die TTRLM-Spannungsabbildung erweitert werden kann.

Das TTRPM in Tübingen weist in den Grundzügen gewisse Gegebenheiten auf, die eine Modifikation des Systems von Clegg unabdingbar machten. So steht zur Möglichkeit, bei tiefen Temperaturen zu messen, ein Durchflusskryostat bereit, auf dem die Probe fest verklebt wird. Es ist nicht möglich, den Kryostaten und damit die Probe gegenüber dem Laserstrahl zu bewegen, deshalb musste eine Lösung gefunden werden, wie man den Laserstrahl über die Probe rastern kann [1]. Dies geschieht mittels eines „fast steering mirror“ (opto-mechanischer Spiegel), der keinerlei Beeinträchtigung der Polarisation aufweist, solange das Glan-Thompson-Prisma im Bezug auf den Scanner-Spiegel so orientiert ist, dass der Laserstrahl s- oder p-polarisiert ist [50]. Eine Skizze des konzipierten TTRPM ist in Abb. 2.2 dargestellt. Ein Autodesk Inventor-Bild des RPM zusammen mit der Transferoptik, dem Faltenbalg und der Objektivlinse ist in Abb. 2.3 zu sehen.

Als Lichtquelle für das TTRPM in Tübingen steht eine Laserdiode von Laser Components ($\lambda = 405 \text{ nm}$; $P = 65 \text{ mW}$) zur Verfügung. Außerdem wurde ein zusätzlicher 532 nm -Laser nachgerüstet, was in Kapitel 4.1 behandelt wird. Das Licht der Laserdiode wird über einen Faserkoppler in das optische System des Mikroskops eingekoppelt. Der Strahlaufweiter weitet den Laserstrahl auf etwa 10 mm auf, was ausreichend ist um die Apertur der Objektivlinse nach Passieren der Transferoptik des Systems auszufüllen. Wichtig zu erwähnen ist hierbei, dass eine Linse der Transferoptik als Kryostaten-Fenster dient. Der Achromat wurde dafür mittels eines nicht ausdampfenden UV-Kleber eingepasst. Nach Passieren des Glan-Thomson-

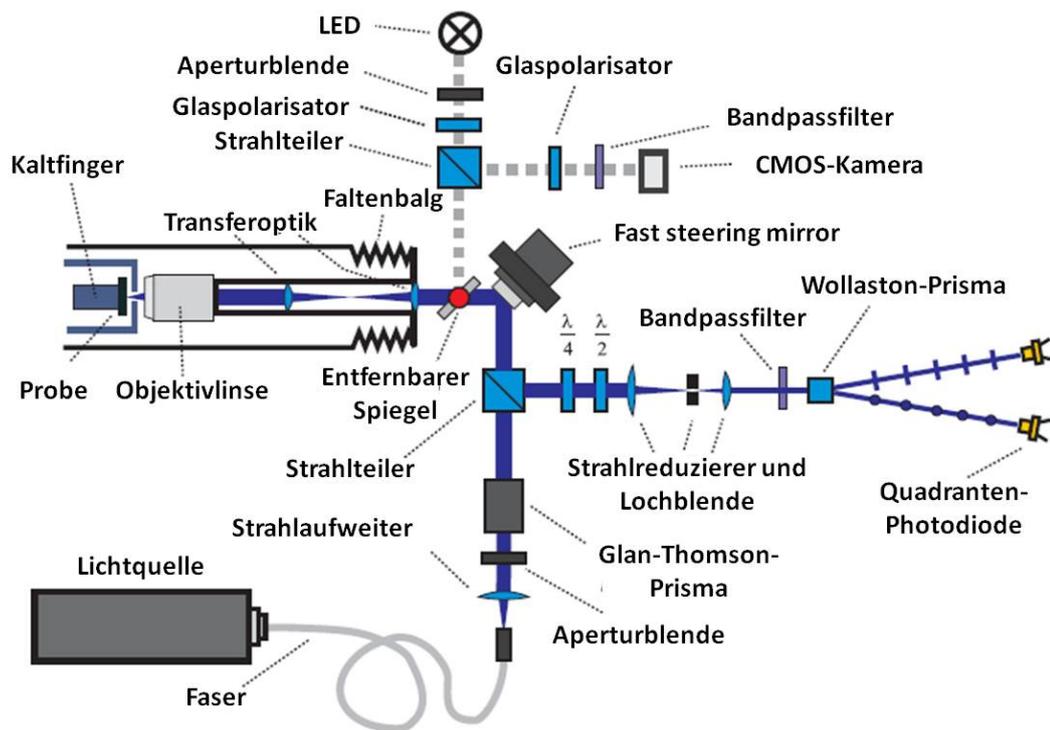


Abbildung 2.2: Skizze des TTRPM [1].

Polarisationsprismas durchläuft der Laserstrahl einen Strahlteiler. Das durch den Strahlteiler transmittierte Laserlicht trifft anschließend auf den „fast steering mirror“, der das Abrastern der Probe ermöglicht. Anschließend fällt das Laserlicht nach Durchqueren der Transferoptik auf die Apertur der Objektivlinse, welche das Laserlicht auf einen beugungsbegrenzten Spot auf die Probe fokussiert. Die Spot-Größe ist dabei ein wichtiger Gesichtspunkt, da sie die maximale Auflösung des Mikroskops limitiert. Der Strahlteiler lenkt das von der Oberfläche der Probe reflektierte Laserlicht erst durch ein $\lambda/4$ -Plättchen, welches die eventuell vorhandene Elliptizität in der Strahl-Polarisation beseitigt und den Kontrast verbessert, und dann durch ein $\lambda/2$ -Plättchen um. Das $\lambda/2$ -Plättchen gewährleistet dabei gleiche Belichtung für zwei Quadranten-Photodioden wie bei Clegg [49]. Zuvor passiert der Strahl allerdings noch ein Wollaston-Prisma. Im Wollaston-Prisma wird das einfallende Licht in zwei rechtwinklig zu einander linear polarisierte Strahlen getrennt. Der Strahlreduzierer und das Pinhole erlauben dem Laserstrahl, die Photodetektor-sensitive Oberfläche komplett zu erfassen und richtet den Strahl konfokal aus. Die konfokale Anordnung erhöht die Auflösung des Mikroskops um einen Faktor 1,4 relativ zu einem konventionellen Licht-Mikroskop und reduziert die Tiefenschärfe. Jeder einzelne Quadrant der Quadranten-Photodioden empfängt Licht, das unter irgendeinem Winkel von der Probe reflektiert wurde. Der maximale Wert dieses Winkels ist festgelegt durch die numerische Apertur der Objektivlinse. Dies ermöglicht dem Mikroskop sowohl den polaren Kerr-Effekt als auch den Faraday-Effekt abzubilden. Die Summe aller Quadranten von beiden Quadranten-Photodioden ist proportional zur totalen Lichtreflektion der Probe.

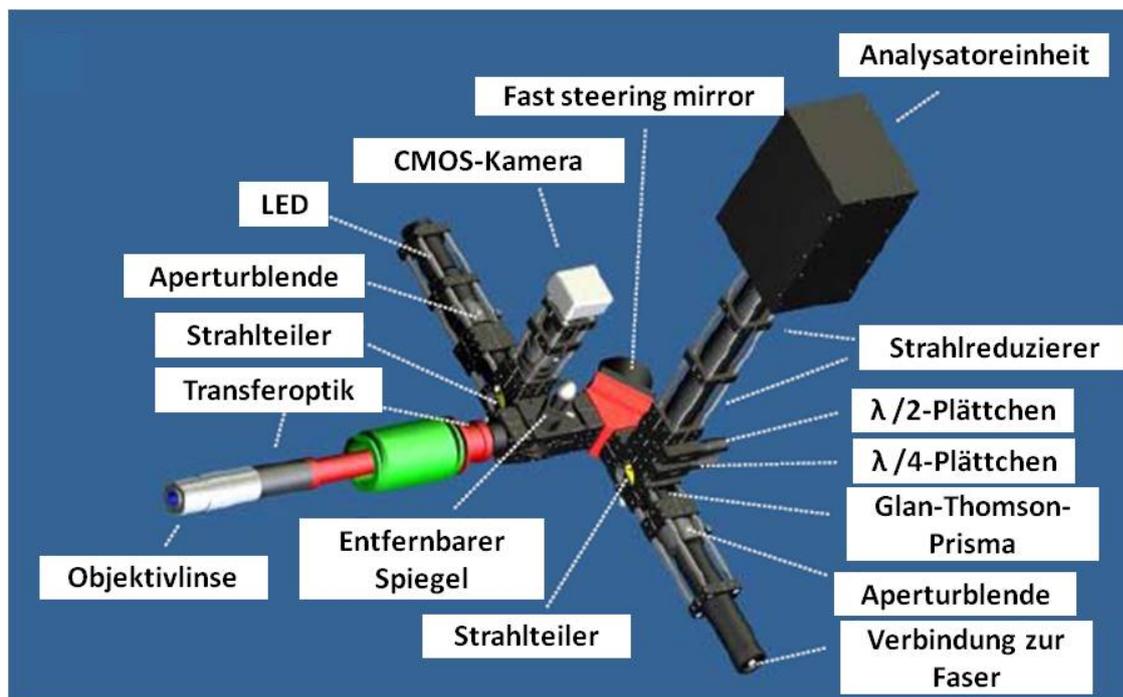


Abbildung 2.3: Autodesk Inventor-Bild des RPM zusammen mit der Transferoptik, dem Faltenbalg und der Objektivlinse [1].

Zusätzlich ist es mit Hilfe eines entfernbaren Spiegels möglich, bei homogener Beleuchtung durch eine LED ein optisches Bild der Probe via CCD-Kamera aufzunehmen. Mittels zweier Glaspolarisatoren (zwischen LED und Strahlteiler, bzw. zwischen CCD-Kamera und Strahlteiler) lässt sich diese Einheit auch als eigenständiges Kerr-Mikroskop betreiben. Um desweiteren neben der Polarisationsmikroskopie zusätzlich noch Raster-Laser-Mikroskopie durchführen und damit strahlinduzierte Spannungsbilder von Proben abbilden zu können, die man dann mit den magneto-optischen Bildern korrelieren kann, muss die Amplitude des Lasers zusätzlich zur rauschunterdrückten Detektion des Signals via Lock-In-Technik mit einer bestimmten Frequenz moduliert werden. Diese Amplituden-Modulations-Frequenz kann per Lasersteuerung auf Werte zwischen 10 kHz und 80 kHz eingestellt werden. Diese Frequenz dient gleichzeitig auch als Referenzsignal für den Lock-In-Verstärker. Um das strahlinduzierte Spannungsbild der Probe zu erhalten, wird der Probe ein Biasstrom aufgeprägt. Das Grundprinzip der Raster-Laser-Mikroskopie ist in Abb. 2.4 dargestellt.

Auflösungsvermögen/Objektivlinsen

Das Auflösungsvermögen des TTRPM hängt vor allem von der Objektivlinse des Systems ab. Die theoretische Auflösung des Mikroskops ist bestimmt durch die Numerische Apertur (NA) der Linse und es gilt

$$d_{min} \approx \frac{0,6}{NA}, \quad (2.20)$$

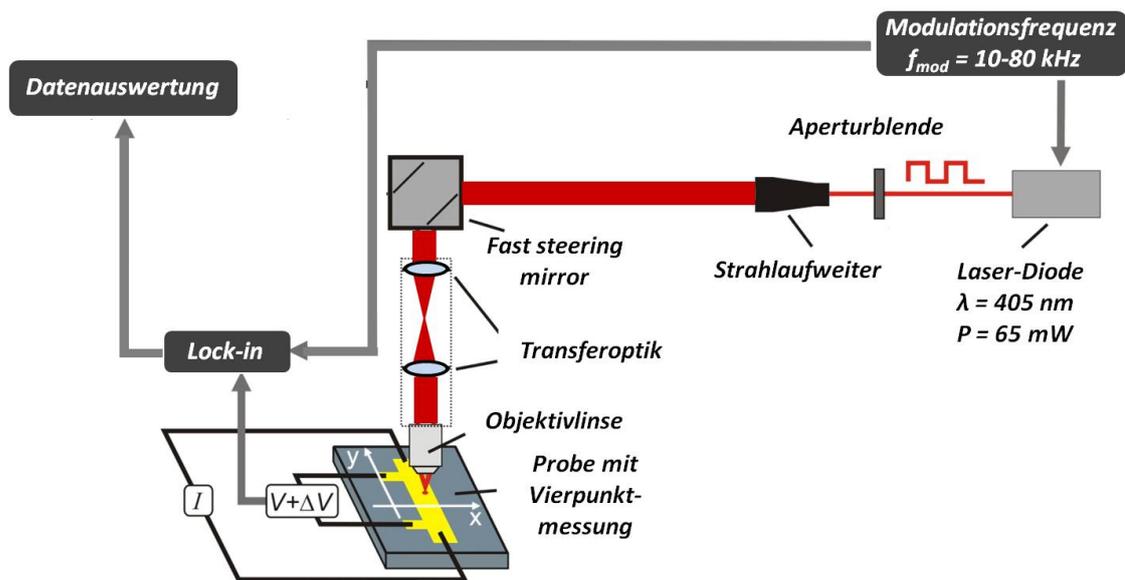


Abbildung 2.4: Grundprinzip der Raster-Laser-Mikroskopie.

bzw. in einer konfokalen Ausrichtung des Systems

$$d_{min}^{kf} \approx \frac{d_{min}}{1,4}. \quad (2.21)$$

Je höher der Wert für die NA der Objektivlinse ist, desto größer ist folglich auch das Auflösungsvermögen. Somit liegt es nahe, eine Objektivlinse mit einer großen NA zu verwenden, allerdings sinkt mit größer werdender NA auch der Arbeitsabstand. Gerade eben dieser Arbeitsabstand erweist sich im TTRPM allerdings als eine wichtige Größe. Der Arbeitsabstand bestimmt den Abstand zwischen Objektivlinse und Probenoberfläche. Die Objektivlinse befindet sich im TTRPM allerdings im Isolationsvakuum. Wird eine Probe bei tiefen Temperaturen untersucht, so muss darauf geachtet werden, dass die Objektivlinse nicht in thermischen Kontakt mit der Probe bzw. dem Spectrosil B-Plättchen kommt (siehe Kapitel 3.2.2), das über der Probe befestigt wird, da ansonsten die Objektivlinse zerstört werden würde.

Will man Tieftemperaturphysik betreiben, so muss ein guter Kompromiss zwischen ausreichendem Arbeitsabstand und vergleichsweise hoher NA gefunden werden. Für das TTRPM stehen zwei Objektivlinsen zur Verfügung. Die eine Objektivlinse, eine Olympus LMPLFLN 50×, die einen Arbeitsabstand von 10,6 mm und eine NA von 0,5 aufweist, eignet sich am Besten für den Tieftemperaufbau. Die zweite Objektivlinse ist eine Mitutoyo M PLAN APO HR 50×. Sie hat einen Arbeitsabstand von 5,2 mm und eine NA von 0,75. Beim Abkühlen mit dieser Objektivlinse im System konnte ein sich Verändern der Bildqualität durch Verspannung im Linsensystem der Objektivlinse festgestellt werden, so dass diese Objektivlinse nur bei Raumtemperaturaufnahmen benutzt wurde. Die beiden Objektivlinsen sind noch einmal in folgender Tabelle mit ihren Kenndaten aufgeführt:

Objektivlinse	Arbeitsabstand [mm]	NA
Olympus LMPLFLN 50x	10,6	0,50
Mitutoyo M PLAN APO HR 50x	5,2	0,75

Das theoretische Auflösungsvermögen des TTRPM mit der Mitutoyo-Objektivlinse bei einer im System verwendeten Laser-Wellenlänge von 405 nm ergibt sich zu $d_{min} \approx 324$ nm. Im konfokalen Zustand des TTRPM verbessert sich dieses Auflösungsvermögen noch um einen Faktor 1,4, was zu einem theoretischen Auflösungsvermögen von $d_{min}^{kf} \approx 231$ nm führt. Mit der Olympus-Objektivlinse ergeben sich Werte von $d_{min} \approx 486$ nm bzw. $d_{min}^{kf} \approx 347$ nm. Das tatsächliche, optimale Auflösungsvermögen des TTRPM wurde von S. Guénon an einer Dünnfilmstruktur im konfokalen Aufbau zu 330 nm bestimmt [1], was dem theoretisch zu erwartenden Wert sehr nahe kommt.

Positioniereinheit

Konventionelle Polarisationsmikroskope sind Mikroskope, bei denen die Proben horizontal auf einen Kaltfinger aufgebracht werden, vgl. beispielsweise den experimentellen Aufbau des Polarisationsmikroskops in Oslo (siehe Kapitel 2.3). Da das RPM ursprünglich in das TTRLM-Setup integriert werden sollte, sollte es möglich sein mit dem neuen System die bereits vorhandenen Magnete, wie den 5 Tesla (out-of-plane), den 55 mT in-plane und den 150 mT out-of-plane Elektromagneten zu benutzen. Als eine Konsequenz daraus werden im RPM die Proben vertikal montiert. Dies hat den Nachteil, dass es unmöglich ist, einen Eisengranatfilm als magnetooptischen Indikatorfilm (vgl. Kapitel 6.5) auf die Probe (ohne Probenhalter) zu setzen.

Um das Fokussieren auf die Probe und die Bildfeld-Auswahl ermöglichen zu können wird eine Positioniereinheit benötigt, die es erlaubt das RPM (im Verbund mit der Objektivlinse/Transferoptik) in alle drei räumliche Richtungen verfahren zu können. Ein konfokales Mikroskop hat eine sehr geringe Tiefenschärfe, da die Lochblende vor dem Detektor für die konfokale Ausrichtung des Systems das Licht, das nicht von der Brennebene der Objektivlinse stammt, abblockt. Dies führt dazu, dass nur noch ein kleiner Streifen in der Mitte des Bildausschnittes der Probe abgebildet werden kann, wenn die Probe auch nur um einen sehr kleinen Winkel zur senkrechten Belichtung gedreht ist, da die anderen Bereiche des Bildausschnittes defokussiert sind. Um diesen Ausrichtungsfehler ausgleichen zu können, muss die Positioniereinheit zusätzlich zu den drei Raumrichtungen auch noch die optische Achse des Mikroskops drehen können, vgl [51]. Dies wurde von Stefan Guénon in einer Eigenkonstruktion realisiert, siehe Abb. 2.5

Über die Kugellager und die Verstellung über drei Platten ist die Positioniereinheit kardanisch ausgerichtet und es ist möglich, die Positioniereinheit und damit das gesamte RPM in alle Richtungen im Bezug auf die Probe zu verkippen. Der Linearversteller für die Fokussierungsrichtung (Z-Achse) ähnelt einem Schubfach, das sich auf vier Stahlwellen bewegt, vgl. Abb. 2.5 und Abb. 2.6, wobei in Abb. 2.6 ein genauerer Blick auf den Mechanismus der Fokussierung und der kardanischen Auslegung der Positioniereinheit ermöglicht wird.

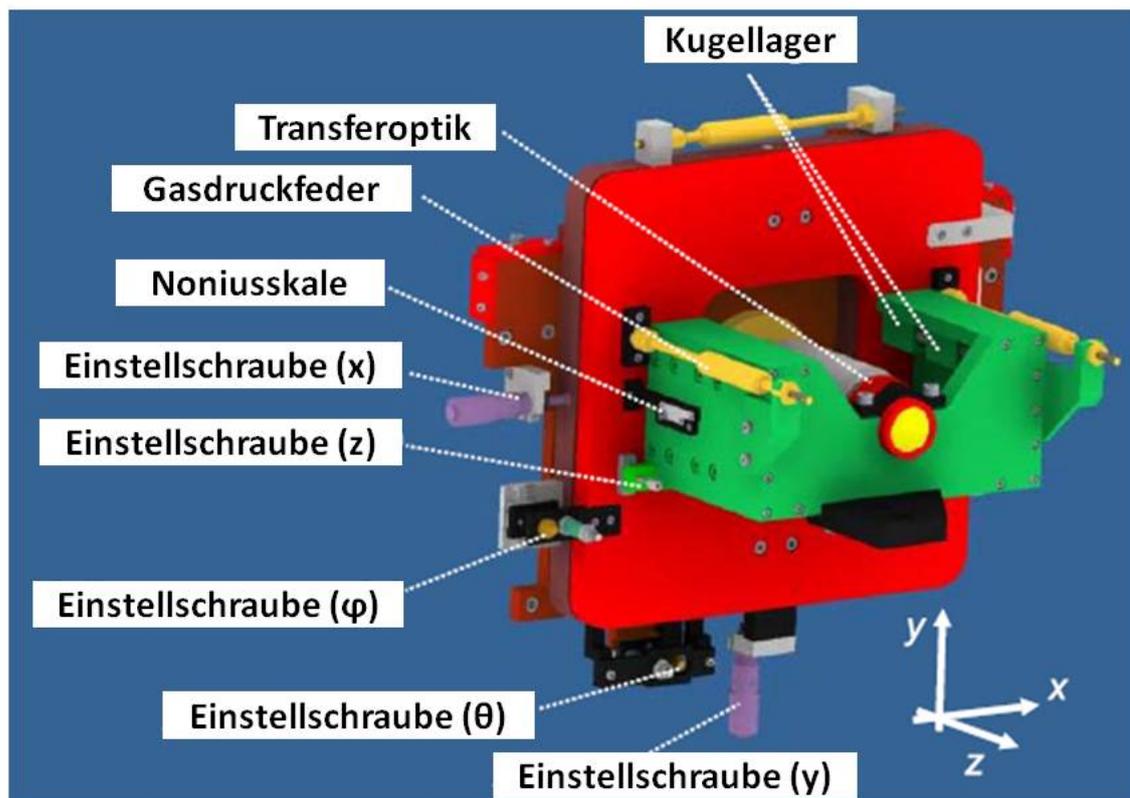


Abbildung 2.5: Autodesk Inventor-Bild der Positioniereinheit [1].

Sowohl die Transferoptik als auch die anderen Teile des RPM sind fest mit dem Schubfach verbunden. Zwei Gasdruckfedern an beiden Seiten reduzieren dabei die Kraft, die durch das Vakuum mittels des Faltenbalgs auf die Einstellschraube ausgeübt wird. Eine Noniusskala erleichtert dabei das Fokussieren. Die anderen vier Freiheitsgrade sind wie bereits erwähnt in einer kardanischen Aufhängung realisiert, siehe Abb. 2.6. Eine spezielle Kugelkäfig-Führungsvorrichtung wird dabei für die Translation bzw. Rotation des Systems verwendet. Die Auflagepunkte, die die Winkel-Freiheitsgrade einschränken, werden von zwei kleinen Linearverstellern geführt. Zwei Tellerfedereinheiten drücken die Einstellschrauben für die Winkel-Freiheitsgrade gegen diese Linearversteller. Die Gewichtskraft des RPM wird dabei von einer zusätzlichen Gasdruckfeder kompensiert.

Analysatoreinheit

In der Analysatoreinheit, die in einer lichtundurchlässigen Metallbox platziert ist, befinden sich der Bandpassfilter, das Wollaston-Prisma, die beiden Quadranten-Photodioden und ein Photostromverstärker, mit dem ein kleiner Photostrom in ein Spannungssignal umgewandelt wird (siehe [1]). Aufgrund der lichtundurchlässigen Metallbox wird das Kerr-Signal gegen Rauschen abgeschirmt.

Wird eine Lock-In-Technik für die Abbildung strahlinduzierter Spannungsbilder verwendet, so sollte die Lock-In-Frequenz deutlich größer sein als das Inverse der Ver-

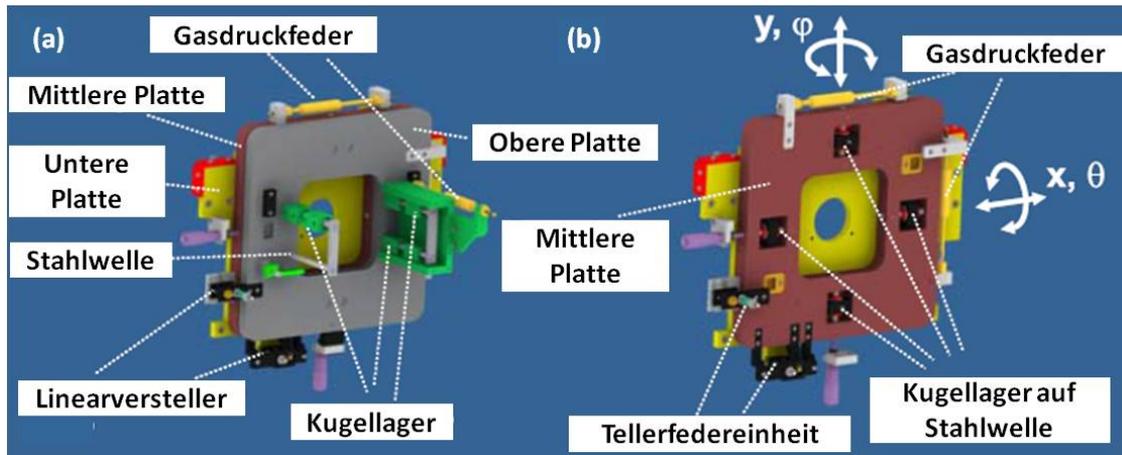


Abbildung 2.6: Details der Positioniereinheit: (a) Zugehörige Teile der z-Linerarverstellung wurden hierbei entfernt um eine Sicht auf die Kugellager und die Stahlwellen zu bieten. (b) Hier wurde die obere Platte entfernt, um eine Sicht auf die kardanische Aufhängung zu ermöglichen [1].

weildauer auf einen Pixel. Mit dem TTRPM ist grundsätzlich nur eine senkrechte Belichtung der Probe möglich, wodurch man nur den Kerr- bzw. Faraday-Effekt und damit die out-of-plane Komponenten einer magnetischen Struktur, aber nicht den longitudinalen bzw. transversalen Kerr-Effekt und damit die in-plane Komponenten abbilden kann. Jedoch zeigte Hunt, dass der longitudinale Kerr-Effekt zwar null für senkrecht auf die Probenoberfläche einfallendes Licht ist, allerdings mit dem Einfallswinkel des Lichts für kleine Winkel linear ansteigt und ein Maximum bei einem Einfallswinkel des Lichts von 60° erreicht [52]. Somit kann auch der longitudinale Kerr-Effekt abgebildet werden, wenn das Licht unter leicht schräger Beleuchtung auf die Probe trifft und reflektiert wird. Die schräge Beleuchtung wird durch geeignete Blenden hervorgerufen, die man nach der Einkopplung des Laserlichts in den Aperturblendenhalter setzt.

Eine weitere Möglichkeit bieten Clegg *et al.* [49] an. Sie beschreiben eine Detektoranordnung mit Quadranten-Photodioden wie im Falle des TTRPM, die zusätzlich zu den out-of-plane Komponenten das Abbilden der in-plane Komponente von magnetischen Proben mittels des longitudinalen Kerr-Effekts ermöglicht. Dabei entsprechen die Signale von verschiedenen Quadranten den unterschiedlichen Belichtungsrichtungen. Die Bearbeitung dieser Signale resultiert in vier verschiedenen Bildern, die simultan aufgenommen werden können, indem die einzelnen Quadranten ausgelesen werden:

Reflektierte Intensität (optisches Bild)

$$A_1 + B_1 + \dots + D_1 + A_2 + B_2 + \dots + D_2, \quad (2.22)$$

longitudinaler Kerr-Effekt (Richtung 1)

$$(A_1 - A_2) - (C_1 - C_2), \quad (2.23)$$

longitudinaler Kerr-Effekt (Richtung 2)

$$(B_1 - B_2) - (D_1 - D_2), \quad (2.24)$$

und polarer Kerr-Effekt

$$(A_1 - A_2) + (B_1 - B_2) + (C_1 - C_2) + (D_1 - D_2). \quad (2.25)$$

Um die Intensitätsschwankungen der Lichtquelle auszugleichen ist es notwendig die drei Signale (longitudinaler Kerr-Effekt Richtung 1/2 und polarer Kerr-Effekt) durch das optische Bild-Signal zu teilen.

2.3 Experimenteller Aufbau des Polarisationsmikroskops in Oslo

In diesem Kapitel soll der experimentelle Aufbau des Polarisationsmikroskops in Oslo dargestellt werden. Magnetooptische Experimente zu Fluss-Strukturen in Typ-II-Supraleitern mit einem Polarisationsmikroskop erfordern einen optischen Kryostaten, eine elektromagnetische Spule, die ein ausreichend starkes Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche erzeugen kann und ein Bilderfassungs-System. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente an Nb-Resonatoren bzw. an einer Nb-Bulk-Probe stand an der Universität in Oslo ein Leica Auflicht-Polarisationsmikroskop zur Verfügung. Eine Skizze des experimentellen Aufbaus des Auflicht-Polarisationsmikroskops ist in Abb. 2.7 zu sehen [41].

Um die Normalkomponente der magnetischen Flussdichte an der Probenoberfläche direkt abbilden zu können, wird bei der magnetooptischen Abbildung ein magnetooptischer Indikatorfilm in Form eines Bismut-dotierten Eisengranatfilms mit in-plane-Magnetisierung auf den Supraleiter platziert. Der zwischen 2-8 μm dicke dotierte Eisengranatfilm ist dabei auf ein in etwa 500 μm dickes $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ -Substrat aufgebracht. Aufgrund der starken Absorption von Supraleitern im Frequenzbereich von sichtbarem Licht, ist es nötig zusätzlich eine metallische Spiegelschicht direkt auf die supraleitenden Oberfläche aufzudampfen, um eine bessere Reflektivität zu gewährleisten. Für die Messungen wurde eine Aluminiumschicht mit einer Dicke von ca. 100 nm aufgebracht. Für die Faraday-Drehung $\Theta_F = (\theta_{tot} - \theta_{sub})/t$ des Eisengranatfilms, wobei θ_{tot} die gesamte Faraday-Drehung für beides Film und Substrat angibt, θ_{sub} nur die Faraday-Drehung des Substrates angibt und t die Filmdicke darstellt, ergibt sich bei der verwendeten Lichtwellenlänge des Systems von 546 nm eine Faraday-Drehung von $\Theta_F = 2 - 5 \text{ deg}/\mu\text{m}$. Für eine detaillierte Beschreibung zur Herstellung der Eisengranatfilme und die einzelnen Faraday-Drehungs-Daten siehe [53].

Somit ist die räumliche Auflösung des Systems nicht nur durch die Bestandteile des Polarisationsmikroskops limitiert, sondern zusätzlich noch durch die Filmdicke des Eisengranatfilms und durch die Distanz zwischen magnetooptischen Indikatorfilm und supraleitenden Oberfläche (Messhöhe), wenn der Indikatorfilm auf die Oberfläche des Supraleiters aufgebracht wird. Typischerweise kann mit diesem System eine

räumliche Auflösung von ca. $5 \mu\text{m}$ erreicht werden, abhängig von den individuellen Eigenschaften des Eisengranats und dem Wert und der Längenskala des Feldgradienten, die den magnetooptischen Kontrast erzeugen.

Der magnetooptische Indikatorfilm gibt dem durch den Polarisator einfallenden Licht eine vom lokalen Magnetfeld abhängende Faraday-Drehung mit. Nachdem das Licht von der Oberfläche des Indikatorfilms reflektiert wurde und durch einen zum Polarisator gekreuzten Analysator gelaufen ist, erzeugt das Licht ein direktes Abbild der Verteilung der senkrechten Feld-Komponente.

Als Bilderfassungs-System dient eine „Retiga Exi“ CCD-Kamera. Außerdem konnten mittels einer „Vision Research Phantom V 210“-Kamera Videos für das Flusseindringen in diverse Proben gemacht werden. Eine Quecksilberdampfampe im Verbund mit einem Polarisator liefert das benötigte Licht für die Auflicht-Polarisationsmikroskopie und eine Objektivlinse mit 2,5-facher Vergrößerung wurde verwendet, was ein effektives Sichtfeld von $5,85 \times 7,61 \text{ mm}^2$ bereitstellt. Die Probe wurde zur Vermessung in einen „Oxford Microstat“ Durchfluss-Kryostaten montiert und eine selbst gewickelte Spule erzeugte ein out-of-plane-Feld von bis zu 85 mT. Die niedrigst zu erreichende Temperatur mit diesem Aufbau beträgt 3,7 K.

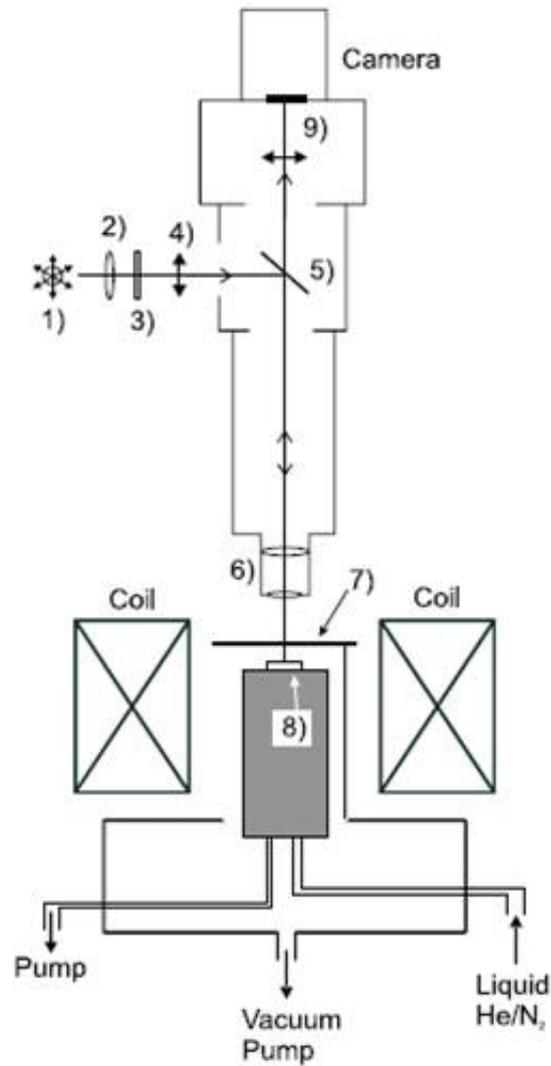


Abbildung 2.7: Skizze des experimentellen Aufbaus des Aufsicht-Polarisationsmikroskops für magnetooptische Abbildungen von Fluss-Strukturen in Supraleitern. Das Polarisationsmikroskop besteht aus folgenden Komponenten: (1) konstante Lichtquelle, (2) Kollimator, (3) Kantenfilter zur Infrarot-Unterdrückung, (4) Polarisator, (5) teildurchlässiger Spiegel, (6) Objektiv, (7) Deckglas des Kryostaten (Suprasil), (8) Probe (mit magnetooptischem Indikatorfilm) und (9) Analysator [41].

Kapitel 3

Inbetriebnahme des TTRPM

In diesem Kapitel sollen die ersten Messungen mit dem (TT)RPM bei Raumtemperatur bzw. bei tiefen Temperaturen vorgestellt werden. Dabei soll die Funktionsfähigkeit des Systems an Testproben verdeutlicht werden. Für die Messungen des polaren Kerr-Effekts stand eine Probe mit einer Nb-Dünnschichtbrücke auf einem ferromagnetischen $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (BFO)-Substrat mit komplexer Domänenstruktur zur Verfügung, das eine starke out-of-plane Komponente der Magnetisierung aufweist. Mit dieser Probe, die im Folgenden der Einfachheit halber BFO-Probe genannt wird, sollte ursprünglich Domänenwand-Supraleitung (DWS) mittels TTRLM abgebildet werden. Aufgrund der komplexen Domänenstruktur war jedoch der Nachweis von DWS nicht möglich. Erst in jüngster Zeit gelang die Präparation von supraleitenden Pb-Dünnschichtbrücken auf BFO mit einer wohldefinierten Domänenstruktur. In einer Pb-Brücke mit einer einzigen Domänenwand entlang der Brücke konnte mittels TTRLM erstmals DWS und der Magnetfeld getriebene Übergang von DWS zu „Reverse Domain“ Supraleitung (RDS) direkt abgebildet werden [12]. Auch diese Probe wurde mit dem RPM abgebildet.

Mit der BFO-Probe konnte der polare Kerr-Effekt sowohl bei Raumtemperatur als auch bei tiefen Temperaturen abgebildet werden. Allerdings gab es im Aufbau bei tiefen Temperaturen das Problem, dass sich ein undefinierbarer Film auf der Probe gebildet hatte, was wiederum den Kerr-Effekt überdeckte. Auf dieses Problem soll am Ende dieses Kapitels eingegangen werden. Außerdem konnte im Aufbau bei Raumtemperatur der longitudinale Kerr-Effekt und damit die in-plane Komponente einer in-plane magnetisierten Testprobe abgebildet werden. Mit diesen Messungen konnte gezeigt werden, dass das Mikroskop für alle Kerr-Effekte sowie für den Faraday-Effekt funktionsfähig ist.

3.1 Messungen im RPM bei Raumtemperatur

Es gibt insgesamt zwei Anordnungen des Setups des RPM. Es gibt einen Raumtemperaturaufbau und einen Tieftemperaturaufbau. Im Raumtemperaturaufbau wird der Kryostat entfernt, da er nicht benötigt wird. Hieraus ergibt sich der Vorteil, dass

man nun die Probe auf einen xyz-Lineartisch mit Probenhalter montieren kann, den man dann gegenüber dem auf dem Breadboard fix verankerten RPM verschieben und verkippen kann. Somit ist auch keine Positioniereinheit nötig und die Probe lässt sich leichter gegenüber dem RPM ausrichten. Der Raumtemperaturaufbau reduziert sich auf das RPM (ohne Kryostateneinheit), die Transferoptik mit der Objektivlinse und die Probeneinheit (xyz-Lineartisch mit Probenhalter). Die Transferoptik mit der Objektivlinse und die Probeneinheit befinden sich dabei auf einer Schiene, auf der man diese beiden Elemente gegenüber dem RPM jeweils einzeln verschieben kann. Die Transferoptik mit der Objektivlinse wird dabei zum RPM so ausgerichtet, dass der Laserstrahl exakt senkrecht zum als Kryostatenfenster dienenden Achromaten einfällt und es dadurch zu keinerlei störenden Reflexe aufgrund der Transferoptik kommt. Anschließend wird die Probe mit der Probeneinheit relativ zur Transferoptik auf der Schiene verschoben, bis die Probe im Fokus ist.

Wenn von Tieftemperaturaufbau die Rede ist, dann ist im Folgenden der komplette TTRPM-Aufbau mit Kryostat gemeint, indem das RPM gegenüber der auf dem Kaltfinger befestigten Probe mittels Positioniereinheit zur Fokussierung und Bildauswahl der Probe bewegt bzw. verkippt wird.

3.1.1 Messungen des polaren Kerr-Effekts an einer BFO-Probe

Die erste Messung des polaren Kerr-Effekts gelang im Raumtemperaturaufbau an der BFO-Probe mit komplexer Domänenstruktur, siehe Abb. 3.1. In Bild Abb. 3.1 (a) ist ein optisches Bild der BFO-Probe abgebildet. Die im Bild hell erscheinende Struktur ist die Pb-Dünnschichtbrücke und die grünlich erscheinende Fläche ist das BFO-Substrat. Im RPM wurde eine $50\ \mu\text{m}$ -Lochblende zur konfokalen Auslegung des RPM verwendet. Die Bilder wurden mit der Mitutoyo-Objektivlinse gemacht. Es gibt bei der Aufnahme der RPM-Bilder drei variabel einstellbare Parameter, die die Größe und Qualität der Bilder beeinflusst. Diese sind die Pixelgröße, die Anzahl der Pixel und die Verweildauer τ des Laserstrahls auf einem Pixel. Die Bilder (a) und (b) wurden bei einer Pixelgröße von $1000\ \text{nm}$ und einer Verweildauer des Laserstrahls auf einem Pixel von $1\ \text{ms}$ gemacht. Außerdem wurde ein Bereich der Probe von 300×300 Pixel gescannt, was einer Bildgröße von $300 \times 300\ \mu\text{m}$ entspricht. Die Bilder (c) und (d) wurden hingegen bei einer Pixelgröße von $300\ \text{nm}$ gemacht. Die Verweildauer des Laserstrahls auf einem Pixel von $1\ \text{ms}$ wurde beibehalten, ebenfalls der gescannte Bereich von 300×300 Pixel. Dies ergibt einen Bildausschnitt bei den Bildern (c) und (d) von $90 \times 90\ \mu\text{m}$. In dieser und in den folgenden Abbildungen werden die Informationen über die Pixelgröße, die Anzahl der Pixel und die Verweildauer des Laserstrahls auf einem Pixel in einem roten Kasten zusammengetragen.

In den Abbildungen (a) und (b) ist der Bereich des Bildes, der in (c) und (d) abgescannt wird mit einem Quadrat angedeutet. Dies ist aber keine einfache Vergrößerung des Bildausschnittes sondern eine eigenständige Messung mit dem RPM mit anderer Pixelgröße und soll nur die Probenstelle markieren. Hierbei wurde nicht auf die perfekte Abstimmung des Systems und auf die perfekte Auflösung Wert gelegt, was sich in einem gut erkennbaren Rauschen, einer nicht homogenen Ausleuchtung der Probe und zweier Reflexe in weiß bzw. schwarz (vgl. Abb. 3.1 (b))

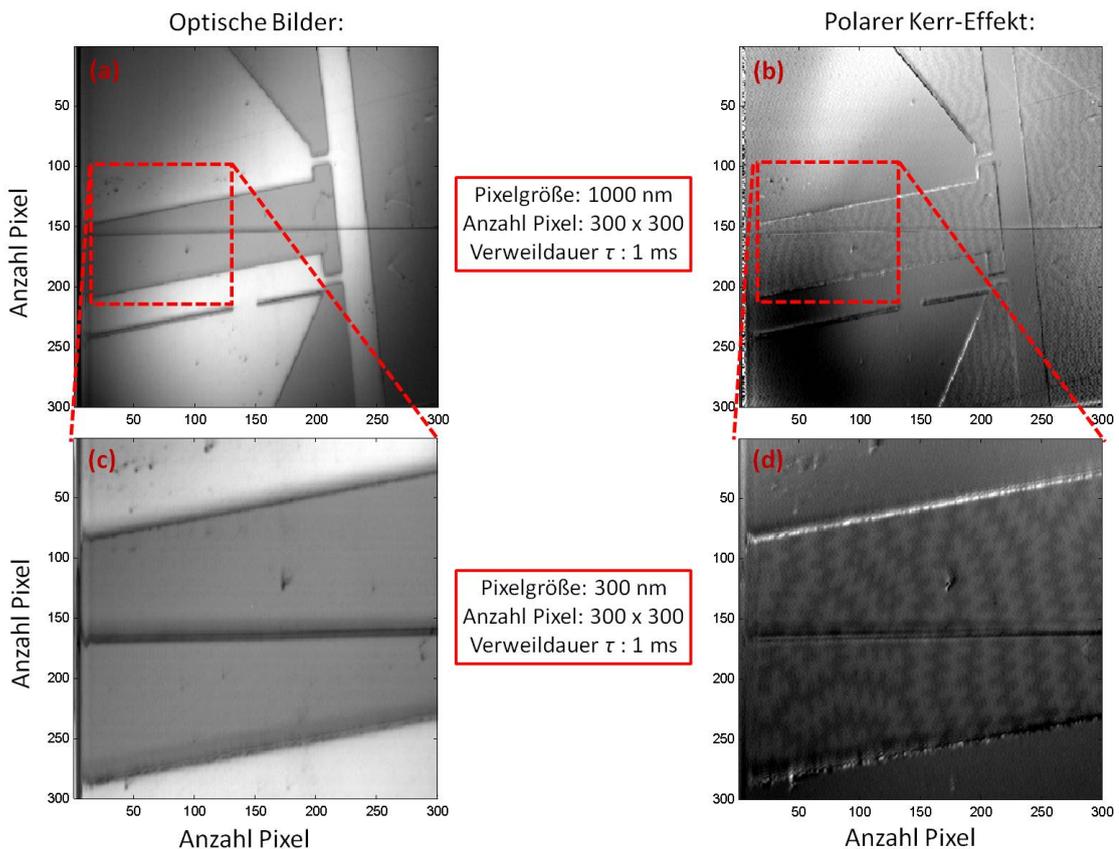


Abbildung 3.1: Erste polare Kerr-Effekt-Messungen im Raumtemperaturaufbau an einer BFO-Probe. Optische Bilder mit einem Bildbereich der Probe von $300 \times 300 \mu\text{m}$ (a) bzw. von $90 \times 90 \mu\text{m}$ (c). Die jeweils zugehörigen polaren Kerr-Effekt-Bilder zum Bildbereich der Probe von $300 \times 300 \mu\text{m}$ bzw. von $90 \times 90 \mu\text{m}$ sind in den Bildern (b) und (d) abgebildet. Die Pixelgröße, sowie die Verweildauer des Laserstrahls auf einem Pixel τ und die Anzahl der Pixel sind für die jeweiligen Bilder im roten Kasten dargestellt.

zeigt. Das Rauschen kommt von einer zu kurzen Verweildauer τ . Je höher τ ist, desto rauscharmer wird das entstehende Bild. Die beiden Reflexe kommen vermutlich von der Transferoptik, die leicht schräg zum einfallenden Laserstrahl stand.

Für eine hohe Auflösung und geringes Rauschen ist es wichtig, eine geeignete Verweildauer τ zu finden. Ab einer gewissen Zeit τ verbessert sich das Rauschen nur noch sehr geringfügig und es wäre unnötig eine höhere Verweildauer für die Abbildungen zu nutzen, da mit steigender Verweildauer τ auch die Zeit pro Aufnahme steigt. Um sich einen Überblick über die Probe zu verschaffen eignet sich ein Bildausschnitt der Probe von $300 \times 300 - 400 \times 400 \mu\text{m}$, eine Pixelgröße von 1000 nm und eine Verweildauer τ von 1 ms sehr gut. Will man dann die magnetischen Strukturen allerdings im Detail und unter bester Auflösung abbilden, so muss auch eine geeignete Pixelgröße neben einer geeigneten Verweildauer τ gefunden werden. Je kleiner die Pixelgröße ist, desto detailreicher wird die Aufnahme, allerdings sollte beachtet werden, dass je nach gewünschter Bildausschnitt-Größe eine Aufnahme bis zu mehreren Stunden dauern kann.

Anhand der optischen Bilder (a) und (c) in Abb. 3.1 ist zu erkennen, dass die Probe nicht perfekt im Fokus war. Trotzdem ist sehr gut die komplexe Zickzack-Domänenstruktur des BFO-Substrats in den polaren Kerr-Effekt-Bildern (kurz: polare Bilder) zu erkennen, vgl. Abb. 3.1 (b). Vor allem in Abb. 3.1 (d) ist die Domänenstruktur klar und deutlich zu erkennen.

Neben der BFO-Probe mit der komplexen Domänenstruktur stand eine weitere Testprobe zur Verfügung (die Probe aus [12]), in der erstmals DWS und der Magnetfeld getriebene Übergang von DWS zu „Reverse Domain“ Supraleitung (RDS) direkt abgebildet werden konnte. Das BFO-Substrat weist in dieser Probe ein definiertes Streifendomänenmuster auf. Die polaren Kerr-Effekt-Messungen im Raumtemperaturaufbau an dieser Probe sind in Abb. 3.2 zu sehen.

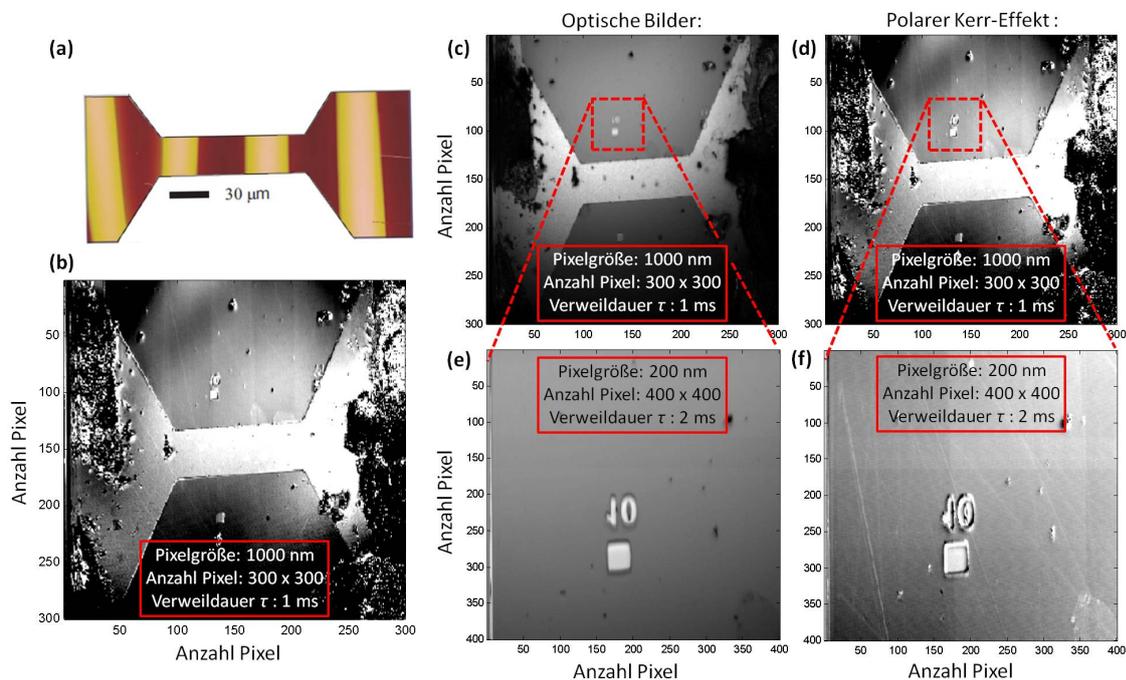


Abbildung 3.2: Messungen des polaren Kerr-Effekts im Raumtemperaturaufbau an der „Reverse Domain“ Supraleitung (RDS)-Probe aus [12] mit einem definierten Streifendomänenmuster. In (a) ist eine kombinierte Rasterkraftmikroskopie (MFM)-Aufnahme mit dem optischen Bild der kurzen Pb-Dünnschichtbrücke auf dem BFO-Einkristall abgebildet. In (b) ist ein zur Dünnschichtbrücke zugehöriges polares Bild zu sehen. Die sich abwechselnden dunklen und hellen Streifen in (a), die den magnetischen Domänen mit unterschiedlicher Orientierung des magnetischen Moments zugeschrieben werden können, sind hier nur in der supraleitenden Brücke abgebildet. Optische Bilder mit einem Bildbereich der Probe von $300 \times 300 \mu\text{m}$ (c) bzw. von $40 \times 40 \mu\text{m}$ (d). Die jeweils zugehörigen polaren Kerr-Effekt-Bilder zum Bildbereich der Probe von $300 \times 300 \mu\text{m}$ bzw. von $40 \times 40 \mu\text{m}$ sind in (d) und (f) zu sehen.

Abbildung 3.2 zeigt eine kombinierte Rasterkraftmikroskopie (MFM)-Aufnahme mit dem optischen Bild der kurzen Pb-Dünnschichtbrücke (Abb. 3.2 (a)) auf dem BFO-Einkristall bzw. ein zur Dünnschichtbrücke zugehöriges Bild des polaren Kerr-Effekts,

siehe Abb. 3.2 (b). Die sich abwechselnden dunklen und hellen Streifen, die die Streifendomänen im BFO-Einkristall verdeutlichen sollen, sind in Abb. 3.2 (a) oben nur in der supraleitenden Brücke angedeutet. Die Domänenstruktur des MFM-Bildes korreliert sehr gut mit dem RPM-Bild des polaren Kerr-Effekts. Zu erwähnen ist hierbei, dass die Kerr-Messungen mit dem RPM nicht mit hoher Auflösung durchgeführt wurden, es sollte mit diesen Messungen nur das Streifendomänenmuster des BFO-Einkristalls mittels RPM reproduziert werden.

In den Abbildungen 3.2 (b) und (d) sind die optischen Bilder mit einem Bildbereich der Probe von $300 \times 300 \mu\text{m}$ bzw. $40 \times 40 \mu\text{m}$ gezeigt. Wie man anhand der Bilder erkennen kann, war die Ausleuchtung der Probe nicht ideal, was sich im unteren Bereich des Bildes in einem deutlich dunkleren Bereich zeigt. Um sich ein detaillierteres Bild der Streifendomänen machen zu können, wurde ein Bereich der Probe ausgewählt, wo eine gleichbleibende Beleuchtung der Probe vorherrscht und die Pixelgröße von 1000 nm auf 200 nm reduziert, dies ist im optischen Bild (Abb. 3.2 (e)) und dem Bild des polaren Kerr-Effekts (Abb. 3.2 (e)) gezeigt. Bei den Messungen des polaren Kerr-Effekts wurde die Abdeckung der Analysatoreinheit, die als Infrarot- und externes (Streu-) Licht-Abschirmung fungiert, weggelassen. Dies wurde getan, um den Einfluss externer Störeinflüsse auf das System ohne Infrarotabschirmung zu testen. Als Resultat ist ein starkes Rauschen im polaren Bild zu sehen, vgl. Abb. 3.2 (f). Dennoch konnte die Streifendomänenstruktur abgebildet werden.

Der magnetische Kontrast in den polaren Kerr-Effekt-Bildern ist vergleichsweise gering. Der Grund hierfür liegt in der Beschaffenheit des BFO-Kristalls. Um ein definiertes Streifendomänenmuster anstelle einer komplexen Zickzack-Domänenstruktur zu erhalten, wurde der BFO-Kristall entlang der passenden kristallographischen Richtung geschnitten. Durch dieses Vorgehen weist der BFO-Kristall eine dominierende in-plane Komponente und eine relativ kleine out-of-plane Komponente der Magnetisierung auf [54, 55, 56]. Die Streifendomänen konnten allerdings in einem vergleichsweise gutem Kontrast abgebildet werden, was die Funktionsfähigkeit des RPM auch bei kleinen Magnetisierungen verdeutlicht.

3.1.2 Messungen des longitudinalen Kerr-Effekts an einer in-plane magnetisierten Testprobe

Nachdem das Leistungsvermögen des RPM bei out-of-plane Komponenten der Magnetisierung gezeigt werden konnte, soll an dieser Stelle Messungen des longitudinalen Kerr-Effekts an einer in-plane magnetisierten Testprobe gezeigt werden. Als Testprobe stand hierfür ein MEMS („Micro-Electro-Mechanical Systems“)-Beschleunigungssensor-Chip zur Verfügung. MEMS sind Bauelemente, die Logikelemente und mikromechanische Strukturen in einem Chip vereinen. Sie können mechanische und elektrische Informationen verarbeiten. Eine typische Anwendung von MEMS ist die Messung der Beschleunigung. Die im RPM untersuchten MEMS-Chips haben eine Kantenlänge von 3 mm und eine Höhe von $0,95 \text{ mm}$. Auf dem Chip befindet sich ein dreiachsiger geomagnetischer Sensor zur Messung des Erdmagnetfeldes und ein dreiachsiger Beschleunigungssensor zur Neigungskompensation.

Die Abbildungen mittels RPM wurden allerdings nicht an „echten“ Chips, sondern an einem Testmuster ohne Detektorspule durchgeführt. Die Ummagnetisierungsprozesse der Sensorschicht konnten mittels longitudinaler Kerr-Effekt-Messungen mit dem RPM anhand von Domänenbildung in den Kernen abgebildet werden. Für die Abbildungen war ein sehr kleines Magnetfeld vonnöten, wobei die Magnetisierung (Beobachtungsrichtung) dabei stets längs der Kerne der Sensoren lag. Die sehr kleinen Magnetfelder (in der Größenordnung einiger weniger $10 \mu\text{T}$) bedurften einer Schirmung der Probe gegen anderweitig vorhandene Magnetfelder. Die Ergebnisse für einen Ausschnitt eines Kerns mit einer Breite von $50 \mu\text{m}$ und einer Länge von 1 mm , ist in Abb. 3.3 zu sehen.

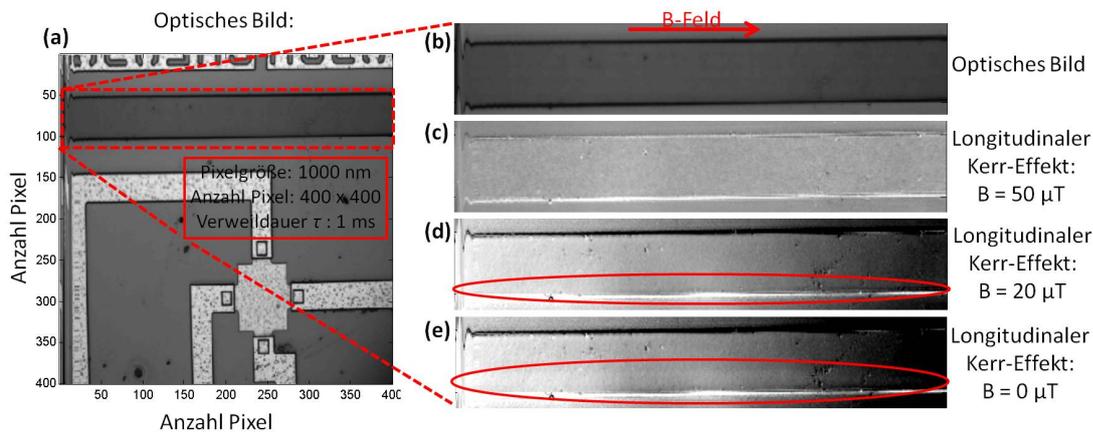


Abbildung 3.3: RPM-Messungen an einem MEMS-Chip. In (a) ist das optische Bild des Chips abgebildet. Für dieses Bild wurde eine Pixelgröße von 1000 nm und eine Verweildauer des Laserstrahls auf einem Pixel τ von 1 ms gewählt, wobei ein Bereich der Probe von 400×400 Pixel gescannt wurde, was einem Bildbereich der Probe von $400 \times 400 \mu\text{m}$ entspricht. Die Bilder (b)-(e) zeigen jeweils eine Vergrößerung des in (a) mit einem roten Kasten angedeuteten Kerns des Sensors. Bild (b) zeigt den Kern des Sensors im optischen Bild. Für die longitudinalen Kerr-Effekt-Bilder (c)-(e) wurde ein Magnetfeld längs des Kerns des Sensors von $50 \mu\text{T}$ (c), $20 \mu\text{T}$ (d) bzw. $0 \mu\text{T}$ (e) angelegt.

Abbildung 3.3 (a) zeigt das optische Bild des Testmusters ohne Detektorspule. Mit dem roten Kasten ist der Kern des Sensors angedeutet, der in den Bildern (b)-(e) in vergrößerter Form für verschiedene Magnetfeldwerte polarisationsmikroskopisch untersucht wurde. Die Bilder (b)-(e) zeigen zur Verdeutlichung der Domänenstruktur im Kern des Sensors nur den Kern in vergrößerter Form für Magnetfeldwerte von $50 \mu\text{T}$ (c), $20 \mu\text{T}$ (d) bzw. $0 \mu\text{T}$ (e). Bei einem Magnetfeld von $50 \mu\text{T}$ ist der Kern des Sensors homogen, man erkennt keinerlei magnetische Struktur in seinem Inneren in den longitudinalen Kerr-Effekt-Bildern, vgl. Abb. 3.3 (c). Verringert man das Magnetfeld auf einen Wert von $20 \mu\text{T}$ (Abb. 3.3 (d)), so erscheint entlang der unteren Kante des Kerns eine helle Domäne, die sich bei weiterer Reduzierung des Magnetfeldes auf $0 \mu\text{T}$ (Abb. 3.3 (e)) vergrößert und am linken Rand des Kerns nahezu in die Mitte des Kerns reicht.

Der magnetische Kontrast in diesen Abbildungen ist jedoch sehr gering. Dies lag allerdings auch am Sensorkern selbst, der relativ dünn war mit seiner Breite von

50 μm und es daher sehr schwierig war Magnetisierungsunterschiede abzubilden. Deshalb wurde ein Sensor mit einer Kernbreite von 400 μm untersucht. Die Länge war dabei ebenfalls 1 mm. Die Ergebnisse der Messungen des longitudinalen Kerr-Effekts mit dem RPM sind in Abb. 3.4 zusammengefasst.

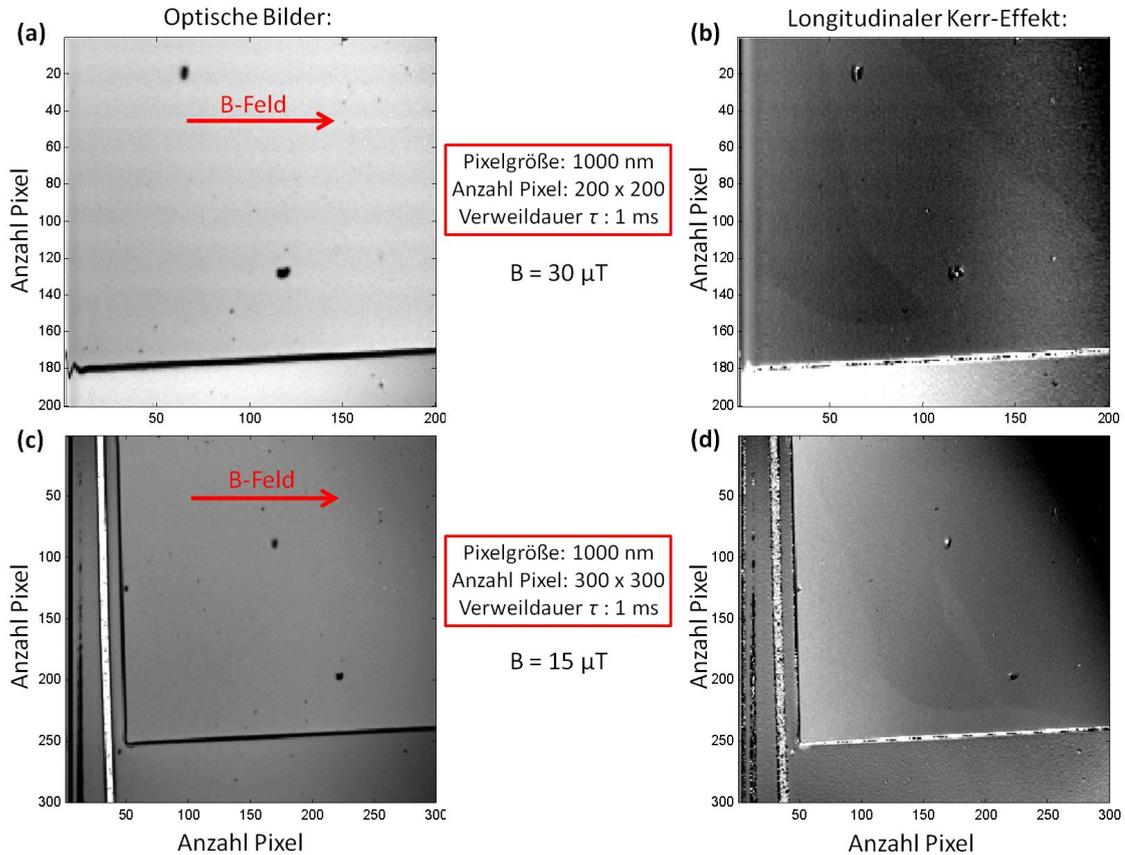


Abbildung 3.4: Ergebnisse der Messungen des longitudinalen Kerr-Effekts an einem Sensorkern. In (a) ist das optische Bild und in (b) das dazugehörige Bild des longitudinalen Kerr-Effekts eines 400 μm breiten Sensorkerns abgebildet. Für die Messung wurde ein Magnetfeld von 30 μT längs des Kerns des Sensors angelegt. Der Bildausschnitt hat eine Größe von 200 \times 200 μm . In den Bildern (c) und (d) wurde ein größerer Bildausschnitt von 300 \times 300 μm für die Abbildung ausgewählt und zeigt auch das linke Ende des Sensorkerns. Desweiteren wurde für die Messung (d) ein Magnetfeld von 25 μT längs des Kerns des Sensors angelegt.

Abbildung 3.4 (a) zeigt das optische Bild und (b) das dazugehörige Bild des longitudinalen Kerr-Effekts des Sensorkerns bei einem angelegten Magnetfeld von 30 μT längs des Sensorkerns. Die Bilder (c) und (d) zeigen das linke untere Ende des Sensorkerns. Desweiteren wurde für die Messung des longitudinalen Kerr-Effekts (d) ein Magnetfeld von 25 μT in der Ebene des Kerns des Sensors angelegt.

Nachdem der Sensorkern entmagnetisiert war, wurde ein Magnetfeld von 75 μT in der Ebene des Sensorkerns angelegt. Das zugehörige Bild des longitudinalen Kerr-Effekts zeigte dabei eine homogene (helle) Magnetisierung (nicht in der Abbildung dargestellt, da es keine relevante Information liefert). Erniedrigt man das Magnetfeld

in 5 μT -Schritten, so wandert bei einem Magnetfeldwert von 30 μT eine dunkle Domäne durch den Sensorkern. In Abb. 3.4 (b) ist dies zu erkennen. Erniedrigt man das Magnetfeld weiter auf einen Wert von 25 μT , so wächst die dunkle Domäne weiter an und „bedeckt“ bereits 3/4 der Sensorkernfläche. Bei einer weiteren Erniedrigung des Magnetfelds wächst die dunkle Domäne immer weiter an, bis der komplette Sensorkern ummagnetisiert ist.

Wie man an den Abbildungen Abb. 3.3 und Abb. 3.4 erkennen kann, ist es mit dem RPM möglich, mittels des longitudinalen Kerr-Effekts die in-plane-Komponente der Magnetisierung einer Probe abzubilden. Bei den Messungen wurde keine Maske für die Aperturblende in der Belichtungseinheit benutzt, um damit extra eine schräge Belichtung auf die Probe zu erzeugen, siehe Abb. 2.2. Grundsätzlich ist der longitudinale Kerr-Effekt für senkrecht auf die Probenoberfläche einfallendes Licht gleich Null, allerdings fällt das reflektierte Licht von der Probe in diversen Winkeln nahe der senkrechten Einfallrichtung in die Analysatoreinheit. Somit ist automatisch eine leicht schräge Belichtung bzw. Reflektion im System vorhanden. Da der longitudinale Kerr-Effekt mit dem Einfallswinkel des Lichts für kleine Winkel (in Bezug auf senkrechte Belichtung) linear ansteigt, kann der Effekt durch geeignete Blenden verstärkt werden.

3.2 Messungen im Tieftemperaturaufbau

Im Tieftemperaturaufbau handelt es sich um den kompletten TTRPM-Aufbau mit Kryostat, wobei zur Bildfeldauswahl und Fokussierung auf die Probe das Polarisationsmikroskop gegenüber der auf dem Kaltfinger fest befestigten Probe mittels Positioniereinheit bewegt bzw. verkippt wird. Die Schwierigkeit im Tieftemperaturaufbau liegt hierbei in der richtigen Positionierung des RPM gegenüber der Probe.

Die Funktionsfähigkeit des RPM konnte in allen Kerr-/Faraday-Effekten gezeigt werden, deshalb soll an dieser Stelle ausschließlich die Abbildung des polaren Kerr-Effekts der BFO-Probe im Tieftemperaturaufbau behandelt werden, da diese Probe den besten magnetischen Kontrast aller Testproben liefert.

3.2.1 Messungen des polaren Kerr-Effekts an einer BFO-Probe

Es soll an dieser Stelle auf die Messungen des polaren Kerr-Effekts an der BFO-Probe bei verschiedenen Temperaturen im Tieftemperaturaufbau eingegangen werden. Die BFO-Probe wurde für die Messungen mit Leitsilber direkt auf den Kaltfinger des Durchflusskryostaten geklebt. Anschließend wurde die Vakuumisolierung angebracht und ein Vakuum von $6 \cdot 10^{-6}$ mbar erzeugt. Das Vakuum wurde während der Messprozedur überprüft und es stellte sich heraus, dass das Vakuum für den gesamten Messzeitraum stabil blieb. Nachdem das RPM mit der Positioniereinheit ausgerichtet war, konnte bei einer Raumtemperatur von 300 K (allerdings im Tieftemperaturaufbau

bau) eine erste Messung des polaren Kerr-Effekts gemacht werden. Diese Messung ist in Abb. 3.5 (b) zu sehen.

Wie man erkennen kann, ist die komplexe Zickzack-Domänenstruktur bei Raumtemperatur (Bild (b)) deutlich zu erkennen. Allerdings kommt es im Bild zu einem Gradienten im magnetischen Kontrast, was sich deutlich am rechten (unteren) Rand des Bildausschnittes anhand des schwarzen Bereichs zeigt. Der Gradient kommt daher zustande, da das RPM mit der Positioniereinheit nicht optimal auf die Probe eingestellt werden konnte.

Flutet man nun den Durchflusskryostaten mit flüssigem Helium und kühlt das System kontrolliert mit Hilfe eines Lakeshore Temperaturreglers (siehe hierzu [1]) ab, so konnten bei Temperaturen von 270 K, 240 K respektive 210 K Abbildungen des polaren Kerr-Effekts gemacht werden. Beim Abkühlen des Systems zieht sich der Kupferkaltfinger, auf dem die Probe geklebt ist, geringfügig zusammen (bei 10 K bis zu 2 mm im Vergleich zur Position bei Raumtemperatur). Dadurch muss mit der Positioniereinheit nachfokussiert werden und es war schwierig, denselben Bildbereich der Probe auszuwählen. Desweiteren muss die Temperatur stabilisiert sein, bevor Messungen gemacht werden können, da bereits kleine Temperaturschwankungen dazu führen, dass das System leicht defokussiert ist. Dies ist in den Abbildungen Abb. 3.5 (c) bzw. (d) bei einer Temperatur von 270 K der Fall. Wie man am optischen Bild (c) vor allem an der unscharfen Pb-Dünnschichtbrücke erkennen kann, ist das System leicht defokussiert. Nichtsdestotrotz ist die komplexe Domänenstruktur gut zu erkennen, allerdings leicht unscharf.

Kühlt man das System weiter auf eine Temperatur von 240 K ab, so ist weiterhin die Domänenstruktur zu erkennen. Zudem scheint der Gradient im Bild des polaren Kerr-Effekts kleiner geworden zu sein. Da mit dem RPM bzw. mit der Positioniereinheit des RPM nur nachfokussiert wurde, allerdings das RPM nicht weiter gegenüber der Probe verkippt wurde, scheint die Verbesserung des Gradienten woanders herzurühren. Die Vermutung liegt nahe, dass sich der Kaltfinger beim Abkühlprozess nicht gleichmäßig zusammenzieht und die Probe damit geringfügig verkippt. Eine weitere mögliche Erklärung ist, dass sich das Leitsilber beim Abkühlen verändert und eine leichte Verkipfung der Probe zustande kommt.

Betrachtet man die Oberfläche der Probe im optischen Bild (e) bei einer Temperatur von 240 K, so erscheinen auf der Probenoberfläche kleine kreisrunde Tropfen. Die Anzahl der Tropfen sowie ihre Größe nimmt bei weiterem Abkühlen stetig zu, vgl. Abb. 3.5 (g) bei einer Temperatur von 210 K. Betrachtet man die Abbildung des polaren Kerr-Effekts (h) zu diesem optischen Bild bei 210 K so kann man erkennen, dass obwohl sehr gut fokussiert ist der magnetische Kontrast in der Abbildung des polaren Kerr-Effekts verschwimmt. Um sich ein Bild der Tropfen machen zu können wurde zu den RPM-Aufnahmen außerdem noch Bilder mit einer CMOS („Complementary Metal Oxide Semiconductor“)-Kamera aufgenommen. Im Bild Abb. 3.5 (i) ist ein Bild der CMOS-Kamera bei einer Temperatur von 210 K abgebildet, das die Situation aus Abb. 3.5 (g) über einen größeren Bildbereich der Probe zeigt. Die Tropfen bilden sich über die gesamte Probe. Kühlt man weiter ab, so scheinen diese Tropfen, die wie gesagt immer zahlreicher und jeder einzel-

ne auch stetig in der Größe zunimmt, den magnetischen Kontrast zu überlagern. Ab einer Temperatur von 200 K konnte kein magnetischer Kontrast in den Bildern des polaren Kerr-Effekts mehr abgebildet werden. In Abb. 3.5 (j) ist das Bild der CMOS-Kamera bei einer Temperatur von 10 K dargestellt. Anhand dieses Bildes erkennt man, dass die komplette Probe überlagert ist von einer rissigen Struktur.

3.2.2 Probleme bei der Abbildung im Tieftemperaturaufbau

Bildung eines Films auf der Probe

Anhand der Bildung von Tropfen auf der Probe ist es offensichtlich, dass etwas im Tieftemperaturaufbau ausgast und auf der Probe kondensiert. Diese Tropfen überlagern den Kerr-Effekt. Allerdings ist der Temperaturbereich, ab wann sich die ersten Tropfen bilden, keinerlei atmosphärischen Gasen zuzuordnen, die sich bei einem Leck in der Vakuumisolierung auf die Probe niederschlagen würden. Somit scheint das Problem innerhalb der Vakuumisolierung und an einer oder mehrerer Komponenten in dieser zu liegen. Deshalb wurde der Reihe nach jedes Element überprüft das sich im Vakuum befindet und für den „Film“ auf der Probe verantwortlich sein könnte.

Nachdem die Vakuumisolierung als Grund des Ausgasens nach diversen Tests ausgeschlossen werden konnte, wurde als Nächstes die Transferoptik (inklusive Faltenbalg) mit dem eingeklebten Achromaten, der als Vakuumfenster dient (ohne Objektivlinse) untersucht. Bei einer Druckanalyse mit der Transferoptik in der Vakuumisolierung zeigten sich keinerlei Druckspitzen und anhand des mittels der Turbomolekularpumpe erzielten sehr guten Druckes in der Größenordnung von 10^{-7} mbar konnte gezeigt werden, dass sich der eingeklebte Achromat einwandfrei als Vakuumfenster eignet. Außerdem konnte auch der Kryostat und die Verbindung zwischen Durchflusskryostat und Vakuumisolierung als Ursache für den Film auf der Probe ausgeschlossen werden.

Somit bleibt als Quelle für den Film auf der Probe nur die Objektivlinse(n) übrig. Aus diesem Grunde wurden beide Objektivlinsen im Tieftemperaturaufbau getestet und es zeigte sich bei beiden Objektivlinsen dasselbe Verhalten des Ausgasens. Nachdem mit den Herstellern beider Objektivlinsen Rücksprache gehalten wurde stellte sich heraus, dass der Klebstoff, womit das Linsensystem der Objektivlinsen befestigt wird, höchstwahrscheinlich ausgast und für den Film auf der Probe verantwortlich ist. Für beide unterschiedlichen Objektivlinsen wurde dabei derselbe Klebstoff verwendet, womit auch geklärt wäre, warum bei beiden Objektivlinsen das exakt gleiche Verhalten des Films auf der Probe vorherrscht.

Problembeseitigung des Ausgasens durch ein Spectrosil B-Quartzplättchen

Um das Ausgasen auf die Probe zu verhindern, kann ein Plättchen zwischen Probe und Objektivlinse angebracht werden. Durch das Plättchen wird sich das Gas

aus dem Klebstoff des Linsensystems der Objektivlinse woanders als auf der Probe niederschlagen. Dies geschieht beispielsweise mit einem Spectrosil B-Plättchen. Um den Kupferkaltfinger des TTRPM befindet sich die Infrarot-Abschirmung, auf der wiederum ein abnehmbarer Deckel platziert wird. Befestigt man nun ein rundes Plättchen auf den abnehmbaren Deckel, der sich über der Probe und im thermischen Kontakt mit der Infrarot-Abschirmung befindet, so muss sich das Gas den Weg um die Infrarot-Abschirmung bahnen, will es sich auf der Probe niederlassen. Daher wird sich das Gas entlang der Infrarot-Abschirmung oder aber auf dem Plättchen selber absetzen. Demzufolge kann mit einem solchen Plättchen das Ausgasen auf die Probe verhindert werden. Allerdings muss das Plättchen auch gewisse Eigenschaften besitzen, die die Polarisation bzw. den magnetischen Kontrast im RPM nicht beeinträchtigen.

Das Spectrosil B-Quartzplättchen ist ein amorphes synthetisches Quarzglas. Dieses Quarzglas hat eine außergewöhnlich hohe Transmission im ultravioletten Spektrum. Mit den beiden im TTRPM verwendeten Laserwellenlängen von 405 nm bzw. 532 nm weist das Spectrosil B-Quartzplättchen jeweils eine Transmission von 94% auf. Zudem besitzt dieses synthetische Quarzglas eine enorme Temperaturbeständigkeit, einen geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten und eine hohe Temperatur-Schockbeständigkeit. Zudem weist das Spectrosil B-Quartzplättchen eine sehr geringe bis verschwindende Doppelbrechung (≤ 5 nm/cm) auf, was für die magnetooptische Abbildung im TTRPM sehr wichtig ist.

Der Test der Funktionstauglichkeit des Spectrosil B-Quartzplättchens wurde im Tieftemperaturaufbau durchgeführt. Wichtig beim Aufbringen des Glases auf die Infrarotabschirmung war, dass es plan aufliegt und der Laserstrahl exakt senkrecht auf die Oberfläche des Glases trifft, um Reflexe zu vermeiden. Nachdem das Quartzplättchen aufgebracht wurde und in den Tieftemperaturaufbau eingebaut wurde, konnte anhand einer Testprobe Abbildungen des polaren Kerr-Effekts durchgeführt werden. Als Testprobe diente wiederum die BFO-Probe mit einer Nb-Dünnschichtbrücke auf einem ferromagnetischen $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (BFO)-Substrat mit komplexer Domänenstruktur. Die Ergebnisse aus den Messungen sind in Abb. 3.6 zusammengefasst.

Wie man erkennen kann, ist die komplexe Zickzack-Domänenstruktur in der Abbildung des polaren Kerr-Effekts bei einer Temperatur von 300 K deutlich zu erkennen, vgl. Abb. 3.6 (b). Allerdings kommt es in den beiden Abbildungen wiederum zu einem relativ großen Gradienten im magnetischen Kontrast, was sich deutlich anhand des schwarzen bzw. weißen Bereichs in den Bildern zeigt. Der Gradient kommt daher zustande, da das RPM mit der Positioniereinheit nicht optimal auf die Probe eingestellt werden konnte, auch nicht durch (maximale) Verkipfung des RPM gegenüber der Probe. Der große Fleck im optischen Bild bei einer Temperatur von 10 K, siehe Abb. 3.6 (c), ist ein Acetonrest-Fleck, der nicht mehr von der Probe entfernbar ist und nicht etwa Tropfen eines ausgasenden Gases. Nichtsdestotrotz kann man auch in der Abbildung des polaren Kerr-Effekts bei einer Temperatur von 10 K Domänen ausmachen (siehe Abb. 3.6 (d)), die nicht von einem parasitären Film auf der Probe überlagert sind.

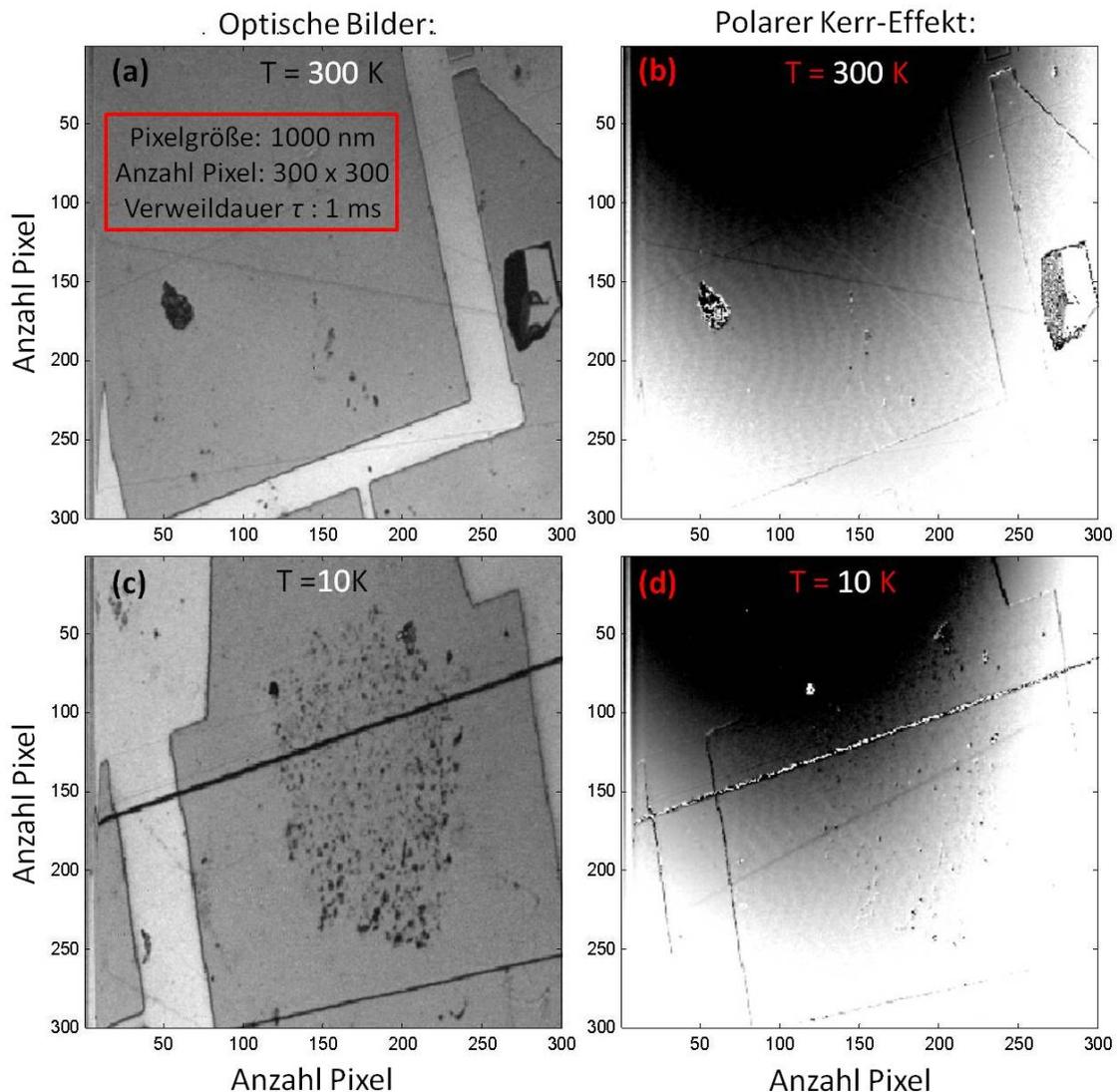


Abbildung 3.6: Messungen des polaren Kerr-Effekts an der BFO-Probe bei zwei verschiedenen Temperaturen im Tieftemperaturaufbau mit Spectrosil B-Quartzplättchen. In den Bildern (a) und (c) sind die optischen Bilder der BFO-Probe bei einer Badtemperatur von 300 K bzw. 10 K abgebildet. Die im roten Kasten in (a) beschriebenen Werte für die Pixelgröße, Anzahl der Pixel und Verweildauer τ gelten für alle RPM-Bilder (a)-(d). In den Bildern (b) und (d) sind die zu den jeweiligen optischen Bildern zugehörigen Bilder des polaren Kerr-Effekts gezeigt.

Somit konnte gezeigt werden, dass das Spectrosil B-Quartzplättchen tatsächlich gegen den sich bildenden Film auf der Probe hilft und gleichzeitig den magnetischen Kontrast im RPM nicht negativ beeinflusst. Damit sollten zukünftige Tieftemperaturmessungen, nachdem die Positioniereinheit überarbeitet wurde, keinerlei Probleme mehr im Wege stehen.

Positioniereinheit

Desweiteren stellen gewisse Eigenschaften der Positioniereinheit des RPM ein Problem dar. So wird das RPM über eine aus Aluminium gefertigte Lasche mit der Positioniereinheit verbunden. Diese Lasche ist in Abb. 2.5 am Schlitten für die Fokussierung, der in grün dargestellt ist, angebracht (die Lasche an sich ist in schwarz dargestellt). Diese Lasche alleine trägt das gesamte Gewicht des RPM. Diese Aufnahmelasche ist allerdings für das Gewicht des RPM zu dünn bzw. zu schwach bemessen. Die Gewichtskraft des RPM verbiegt die Aufnahmelasche und hiermit ist vorab ein Winkel zwischen RPM zur Probe unvermeidbar.

Zusätzlich erfolgt die Fokussierung des RPM über die Einstellschraube (z), siehe Abb. 2.5. Diese Einstellschraube, mit dem der gesamte Schlitten verfahren wird, ist jedoch am linken Ende des Schlittens und nicht in der Schlittenmitte positioniert. Dadurch ergibt sich bei der Fokussierung auf die Probe unweigerlich eine Verkippung des RPM zur Probe, die auch mit der Einstellschraube (φ) nicht perfekt ausgeglichen werden kann.

Da die Positioniereinheit ansonsten sehr gut funktioniert, müssen diese Schwachstellen beseitigt und die Positioniereinheit modifiziert werden um das optimale Abbilden mit dem RPM gewährleisten zu können. Die Modifikation der Positioniereinheit ist Teil einer nachfolgenden Doktorarbeit am System, die Mitte 2013 begonnen hat.

3.2.3 Implementierung der Raster-Laser-Mikroskopie

An dieser Stelle soll kurz auf die Implementierung der Raster-Laser-Mikroskopie (RLM) eingegangen werden. An einem strahlinduzierten Spannungsbild soll verdeutlicht werden, dass die RLM [10] mit dem TTRPM möglich ist. Hierfür wurde in der Elektronik-Werkstatt der Universität Tübingen eine Amplitudenmodulation-Elektronik angefertigt. Die Elektronik befindet sich dabei in einer massiven Box die als (Infrarot-) Schirmung fungiert. Von der Box geht ein geschirmtes Adapterkabel an die Laserdiode, die auch von äußerlichen Einflüssen abgeschirmt ist. Zudem wird die Elektronik von einer Akkubox gespeist, um 50 Hz-Rauschen zu vermeiden.

Als Testprobe für die RLM stand eine $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO)-Probe von Boris Gross aus der Arbeitsgruppe in Tübingen zur Verfügung, die von H.B. Wang am „National Institute for Material Science“ in Japan hergestellt wurde. Diese BSCCO-Proben werden als Emitter für Terahertz (THz)-Strahlung im Bereich der sogenannten THz-Lücke verwendet [1, 57, 58]. Mit der THz-Lücke wird der Frequenzbereich

wischen 0,3 und 3 THz bezeichnet, in der die Erzeugung von kohärenter elektromagnetischer Strahlung eine große technologische Herausforderung darstellt und Quellen zur einfachen Erzeugung der THz-Strahlung bislang fehlten.

In Abb. 3.7 ist ein optisches Bild bzw. das Spannungsbild des RLM der BSCCO-Testprobe bei einer Temperatur von 40 K abgebildet. Für die Abbildungen wurde der Tieftemperaturaufbau mit eingebautem Spectrosil B-Plättchen verwendet.

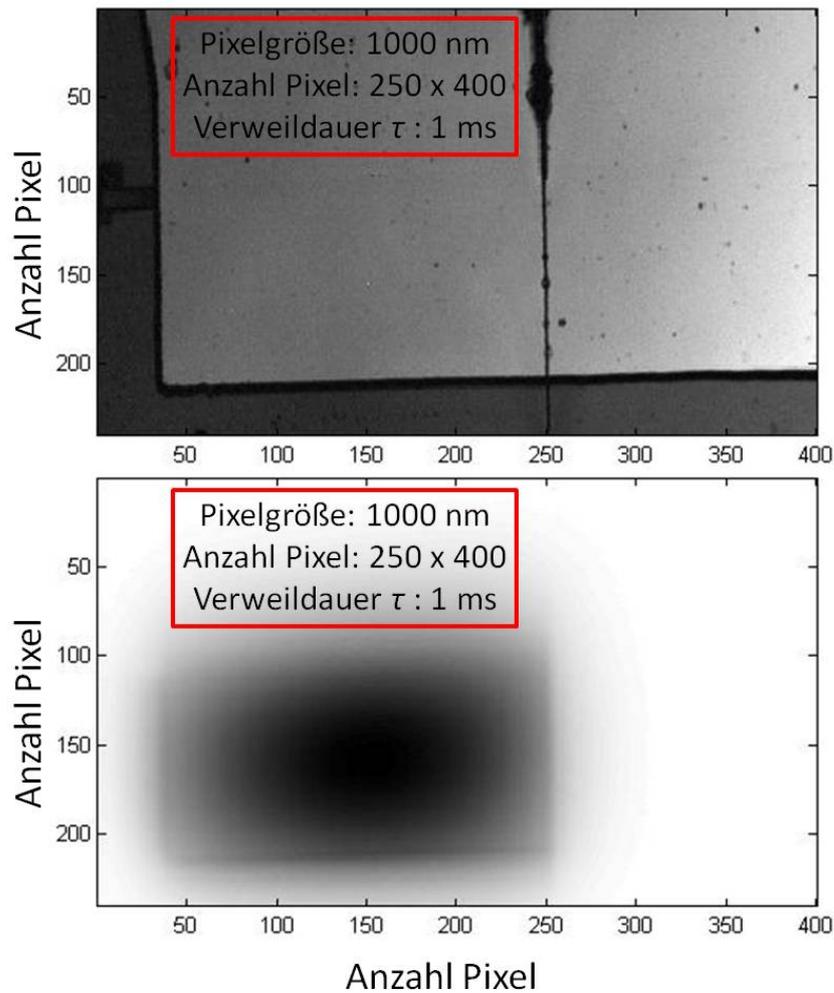


Abbildung 3.7: Optisches Bild (oben) bzw. Spannungsbild (unten) einer $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ -Probe bei einer Temperatur von 40 K mit zwei Stapeln aus intrinsischen Josephson-Kontakten (IJJ), die durch einen von einem FIB gefrästen Einschnitt voneinander entkoppelt sind. Hier wird nur der linke IJJ-Stapel gebiast. Im Spannungsbild ist die Ausbildung von elektrothermischen Domänen (weiß: kälterer Bereich mit geringer Stromdichte, schwarz: wärmerer Bereich mit höherer Stromdichte) im linken IJJ-Stapel zu sehen. Der Bildbereich der Probe beträgt $250 \times 400 \mu\text{m}$.

Die Probe besteht aus 2 Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakten („IJJ-Stapel“), die durch einen mittels fokussierten Ionenstrahl gefrästen Einschnitt voneinander entkoppelt sind, vgl. Abb. 3.7 oben. Für die Abbildungen wurde nur der linke IJJ-Stapel kontaktiert und gebiast. Der Strom fließt dabei in die Bildebene hinein. Die

Spannungsantwort der Probe auf die lokale Erwärmung durch den Laserstrahl ist dabei durch

$$\Delta V(x_0, y_0) \approx \frac{-IR_{eff}^2 \Delta T A_L}{h} \frac{d\sigma_c}{dT}[T(x_0, y_0)] \quad (3.1)$$

gegeben [59]. Hierin beschreibt $R_{eff} = V/I$ den (ohmschen) Probenwiderstand bei einem gegebenem I und A_L den effektiven Bereich, der vom Laserspot erwärmt wird (einige μm^2). Alle Faktoren bis auf die Ableitung nach der Temperatur der c-Achsen-Leitfähigkeit $d\sigma_c/dT[T(x_0, y_0)]$ beschreiben somit eine Konstante. Im Wesentlichen wird damit die Ableitung der Leitfähigkeit der Probe in die Bildebene nach der Temperatur abgebildet. In Abb. 3.7 (unten) ist die Ausbildung von elektrothermischen Domänen zu erkennen: Ein starkes Signal (schwarz) bedeutet große Leitfähigkeit und damit gleichzeitig erhöhte Temperatur ($d\sigma_c/dT > 0$ im relevanten Temperaturbereich). Im Gegenzug bedeutet ein schwaches Signal (weiß) niedrigere Temperatur und geringere Stromdichten. Im Bild ist eine Domäne erhöhter Temperatur und Stromdichte in der Mitte des linken IJJ-Stapels zu erkennen.

Somit funktioniert auch die RLM mit dem TTRPM sowohl bei Raumtemperatur als auch bei tiefen Temperaturen. Dies ermöglicht die Korrelation von strahlinduzierten Spannungsbildern mittels RLM und magnetooptischen Bildern geeigneter Proben mittels TTRPM.

Kapitel 4

Modifikation des TTRPM

Obwohl das TTRPM sowohl im Raum- als auch im Tieftemperaturaufbau in Betrieb genommen wurde und die grundsätzliche Funktionsfähigkeit des TTRPM nachgewiesen werden konnte, mussten Modifikationen am TTRPM vorgenommen werden, um die volle Funktionsfähigkeit des Mikroskops ausschöpfen zu können.

Im Gegensatz zu fast allen konventionellen Tieftemperatur-Aufficht-Polarisationsmikroskopen, bei denen die Probe horizontal auf einen Kaltfinger aufgebracht wird, ist im TTRPM die Probe vertikal auf den Kupferkaltfinger verschraubt bzw. verklebt. Dies hat den Nachteil, dass man zur Abbildung beispielsweise der magnetischen Flussverteilung in Typ-II Supraleiter (siehe Abschnitt 6.5) via Faraday-Effekt, nur geeignete Indikatormaterialien verwenden kann. Will man zur Abbildung einen Eisengranatfilm als Indikatormaterial verwenden, so funktioniert dies nur in „horizontalen“ Mikroskopaufbauten, denn jede noch so kleine Verspannung oder Verbiegung des Eisengranatfilms führt dazu, dass die Abbildungs-Eigenschaften des Eisengranats verloren gehen. Im Falle des TTRPM handelt es sich um einen „vertikalen“ Aufbau und der Eisengranatfilm muss auf die Probe aufgeklebt bzw. mit Aluminiumstreifen festgehalten werden, was unweigerlich zu Verspannungen im Eisengranatfilm führt. Somit muss für die magnetooptische Abbildung im TTRPM via Faraday-Effekt ein anderes Indikatormaterial verwendet werden. Ein geeignetes Indikatormaterial ist dabei Europiumselenid (EuSe). Allerdings ist die wellenlängenabhängige Verdet-Konstante von EuSe bei einer verwendeten Wellenlänge im System von 405 nm nahezu verschwindend und hat ihr Maximum bei etwa 500 nm, siehe dazu Abb. 6.14. Daher musste das System um einen weiteren Laser einer geeigneten Wellenlänge ausgestattet werden (will man zukünftig magnetooptische Abbildungen von einzelnen Flusswirbel mittels Faraday-Effekt mit EuSe als Indikatormaterial machen). Es wurde hierfür ein 532 nm-Laser mit einer Leistung von 250 mW gewählt. Bei dieser Wellenlänge ist die Verdet-Konstante ausreichend groß. In diesem Kapitel sollen erste Testergebnisse des 532 nm-Lasers gezeigt werden.

Desweiteren wurde im Rahmen einer Diplomarbeit ein modifizierter Raumtemperaturaufbau für out-of-plane-Messungen im Magnetfeldbereich von bis zu 1 Tesla umgesetzt. Der Aufbau und die Konstruktion des modifizierten Raumtemperaturaufbaus soll am Ende dieses Kapitels erläutert werden.

4.1 Erweiterung des TTRPM um einen zusätzlichen grünen 532 nm-Laser

Wie bereits erwähnt kommt als Indikatormaterial vor allem EuSe in Betracht, will man zukünftig in der Lage sein einzelne Flusswirbel in Typ-II Supraleitern abzubilden. Die Funktionsfähigkeit des 532 nm-Lasers wurde wiederum an der BFO-Probe getestet.

Der Betrieb von Lasern im Labor ist häufig aus Platz- und Sicherheitsgründen nicht dort möglich, wo die Laserstrahlung letztendlich benötigt wird. Eine elegante und flexible Methode ist die Verwendung einer Glasfaser für den Transport des Lichts vom Laser zur Anwendung. Deshalb wird für die Lichteinspeisung im TTRPM ein Faserkopplersystem von Qioptiq verwendet. Entscheidend beim Einsatz von Glasfasersystemen ist, möglichst viel Laserlicht in eine Faser einzukoppeln, damit am Ende der Glasfaser noch genügend Licht für den jeweiligen Einsatz zur Verfügung steht. In der Praxis werden häufig Singlemodedfasern eingesetzt, die nicht nur das Laserlicht selbst transportieren, sondern auch in der Lage sind, das beugungsbegrenzte Strahlprofil des Lasers zu erhalten. Um auch die Polarisations-eigenschaften der Laserstrahlung übertragen zu können, werden polarisationserhaltende Singlemodedfasern verwendet. Das Faserkopplersystem arbeitet normalerweise im sichtbaren Spektralbereich von 450 nm - 640 nm und ist in der Lage, linear polarisiertes Licht zu übertragen. Die Einkoppeloptik ist bereits so präzise zur Faserendfläche justiert, dass die Transmission des Systems über den gesamten Spektralbereich höher als 65 Prozent ist, wobei für einzelne ausgewählte Wellenlängen Werte von bis zu 80 Prozent erreicht werden können [60].

Der für das RPM vorliegende Faserkoppler ist nur für eine gewisse Wellenlänge angepasst und zwar für einen Laser einer Wellenlänge von 405 nm. Allerdings koppelt die Faser auch Laserlicht der Wellenlänge vom oben genannten Spektralbereich (und damit auch Laserlicht einer Wellenlänge von 532 nm) in das System ein, wenn auch die Transmission des Systems nur in etwa 50% beträgt. Daher war es wichtig, einen vergleichsweise leistungsstarken 532 nm-Laser anzuschaffen, da durch das Einkoppeln schon die Hälfte an Intensität verloren geht. Nichtsdestotrotz kann mit dem RPM mit diesem 532 nm-Laser die Polarisationsoptik betrieben werden, wie man an Abb. 4.1 erkennen kann.

Für den Test des 532 nm-Lasers reichte es aus, dieselbe Faser wie für den 405 nm-Laser zu benutzen. Will man bessere Ergebnisse erzielen, so bietet es sich an sich eine Faser für eben genau diese Wellenlänge von 532 nm fabrizieren zu lassen. Für die Abbildungen mit dem neuen Laser müssen allerdings noch kleinere Umbauten im RPM vonstatten gehen. So muss der Spiegel des „fast steering mirror“ durch einen Spiegel, der nur für genau die Wellenlänge von 532 nm ausgelegt ist, ausgetauscht werden. Zusätzlich müssen jeweils die $\lambda/2$ bzw. die $\lambda/4$ -Platte für die entsprechende Wellenlänge ausgetauscht werden, ebenso der Bandpassfilter in der Analytoreinheit. Ist dies getan, so kann das System mit der jeweiligen Wellenlänge in Betrieb genommen werden. In Abb. 4.1 (a) ist das optische Bild der BFO-Probe bei der Belichtung der Probe mit dem 532 nm-Laser zu sehen. Bei den Flecken auf der Probe

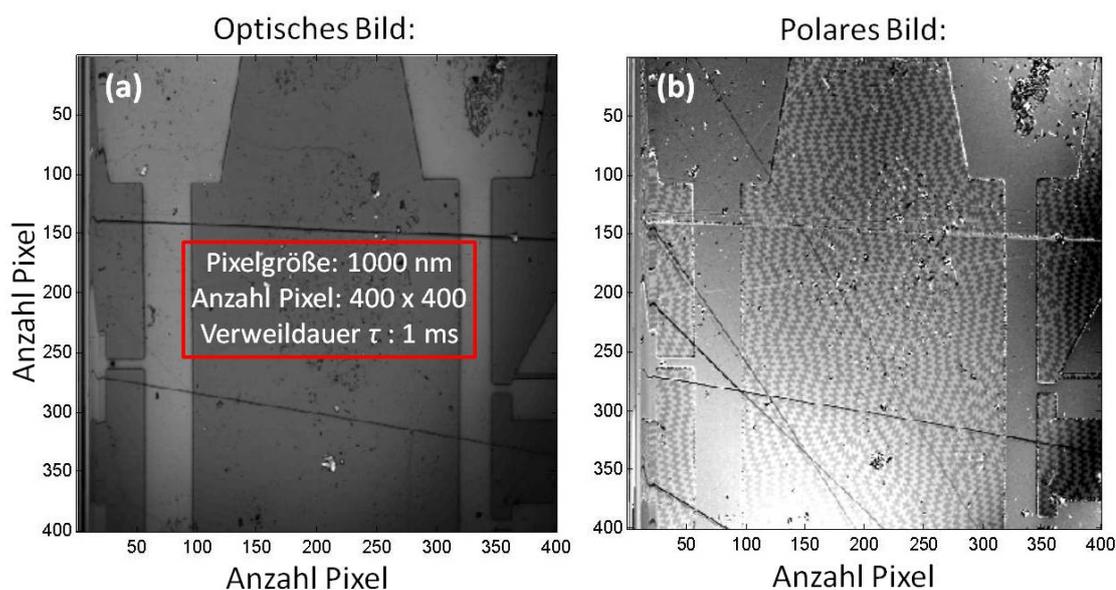


Abbildung 4.1: Polare Kerr-Effekt Messungen an der BFO-Probe bei Raumtemperatur im Raumtemperaturaufbau. In Bild (a) ist das optische Bild der BFO-Probe abgebildet. Im Bild (b) ist das zu (a) zugehörige polare Bild gezeigt. Für die Bilder gelten Werte für die Pixelgröße von 1000 nm, Anzahl der Pixel von 400×400 und einer Verweildauer τ von 1 ms.

handelt es sich wieder um Acetonrestbestände. In der Abbildung des polaren Kerr-Effekts ist über den gesamten Bildbereich im ferromagnetischen $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ -Substrat die komplexe Zickzack-Domänenstruktur sehr deutlich zu erkennen, siehe Abb. 4.1 (b). Somit wird es in Zukunft möglich sein, sowohl mit dem 405 nm-Laser als auch mit dem 532 nm-Laser Polarisationsmikroskopie zu betreiben.

4.2 Modifizierter Raumtemperaturaufbau für out-of-plane Messungen in Magnetfeldern von bis zu 1 Tesla

In einer Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Manfred Albrecht vom Institut für Physik an der TU Chemnitz wurde das Schaltverhalten bzw. der Ummagnetisierungsprozess von $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen im RPM bei Raumtemperatur untersucht. Die $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen bestehen aus einer ferrimagnetischen $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x$ -Legierung, die eine Curie-Temperatur von 400 K aufweist und ferromagnetischen $[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Multilagen, die ihrerseits eine Curie-Temperatur von über 500 K haben. Die genauen Werte der Curie-Temperatur für die Multilagen sind abhängig von den Dicken der Co- und Pt-Lagen [61]. Daher sollte es möglich sein, das Schaltverhalten im RPM bei Raumtemperatur abbilden zu können. Allerdings werden für den Schaltvorgang in den Heterostrukturen out-of-plane Magnetfelder von bis zu 1 T benötigt. Dies ist mit dem normalen Elektromagneten im

RPM-Aufbau nicht möglich, da die Transferoptik mit der Objektivlinse bei out-of-plane Messungen durch den Elektromagneten geführt werden muss und daher keine Polschuhe im Magneten verwendet werden können, die wiederum ein hohes Magnetfeld ermöglichen würden. Daher musste der Raumtemperaturaufbau modifiziert werden.

Die Idee war es, den vorhandenen wassergekühlten Elektromagneten Model 5403 von GMW zu verwenden mit dem Magnetfelder von maximal 1,5 T erzeugbar sind, wenn der Polschuhabstand im Magneten 10 mm beträgt. Bei einem Polschuhabstand von 30 mm sind immerhin noch Magnetfelder von 1 T zu erreichen. Wie man erkennen kann, ist die Verwendung der Polschuhe im Magneten für Magnetfelder von 1 T unabdingbar. Daher musste eine Konstruktion überlegt werden, wie man das RPM trotz der Verwendung von Polschuhen im Magneten für magnetooptische Abbildungen verwenden kann.

Die Umsetzung des modifizierten Raumtemperaturaufbaus und die Abbildungen zur Untersuchung des Ummagnetisierungsprozesses von $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen war Hauptbestandteil der Diplomarbeit [2] von Jonas Lindner, der im Rahmen dieser Doktorarbeit betreut wurde. Deshalb soll an dieser Stelle nur kurz auf die Modifikation des Raumtemperaturaufbaus und die mit diesem Aufbau erzielten Ergebnisse des Ummagnetisierungsprozesses eingegangen werden. Für eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten (wie den Elektromagneten) und zur Theorie zu den Grundlagen der $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen und zu einer detaillierten Analyse der erzielten Ergebnisse sei auf [2] verwiesen.

Modifizierter Raumtemperaturaufbau

Da die untersuchten Heterolagen eine senkrechte magnetische Anisotropie aufweisen, die Magnetisierung somit senkrecht zur Probenoberfläche zeigt, ist es notwendig ein Magnetfeld senkrecht zur Probe anzulegen, um eine Ummagnetisierung der Probe hervorzurufen. Dazu war es notwendig, eine Konstruktion anzufertigen, die diese experimentellen Rahmenbedingungen erfüllt. Eine Skizze des modifizierten Raumtemperaturaufbaus ist in Abb. 4.2 dargestellt.

Im Kern handelt es sich um einen Probenhalter und einen Spiegel, der das Laserlicht des Mikroskops um 90° ablenkt und damit die magnetooptische Abbildung von out-of-plane Magnetisierungen bei hohen Magnetfeldern bis zu 1 T ermöglicht. Zwischen den Polschuhen des wassergekühlten Elektromagneten, der die hohen Magnetfelder generiert, befinden sich die Probe, der Spiegel und das Objektiv. Als Spiegel wurde ein runder Silberspiegel mit einem Durchmesser von 7 mm verwendet, da dieser klein genug in Bezug zum Arbeitsabstand des Objektivs ist und die Silberbeschichtung die Polarisationssebene nicht beeinflusst. Metalle wie Silber verändern die Polarisationssebene nicht, sie weisen jedoch unterschiedliche Phasenverschiebungen für s- und p-polarisiertes Licht auf, was zu einer Elliptizität des linear polarisierten Lichts führen kann [62]. Da jedoch nur die Rotation der Polarisationssebene aufgrund des polaren Kerr-Effekts von Interesse ist, sind diese Eigenschaften des Spiegels für die Messungen nicht relevant. Der minimal mögliche Abstand

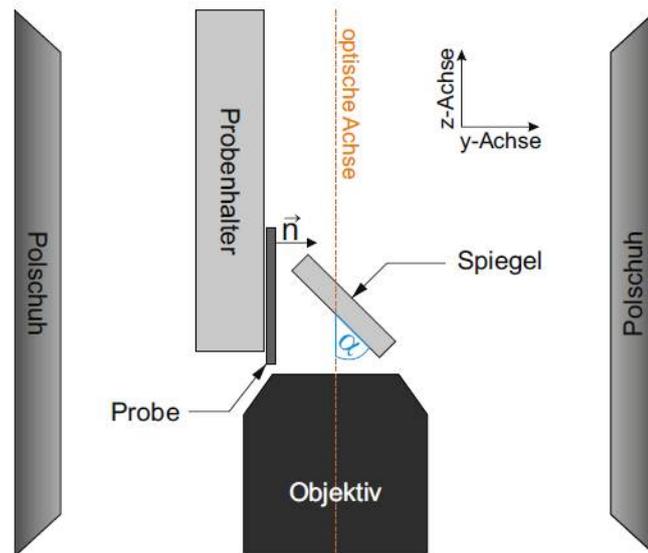


Abbildung 4.2: Skizze des modifizierten Raumtemperaturaufbaus mit Spiegel und Probenhalter. Die Drehachse des Spiegels sollte im optimalen Fall die optische Achse des Mikroskops schneiden. Der Spiegel lenkt das Laserlicht, das aus der Transferoptik mit der Objektivlinse kommt, um 90° auf die Probe ab. Die Oberflächennormale der Probe \vec{n} liegt parallel zur y-Achse. Das Magnetfeld wird zwischen den Polschuhen in die positive oder negative y-Richtung angelegt [2].

der Polschuhe des Elektromagneten wird durch den Durchmesser der verwendeten Olympus-Objektivlinse bestimmt, der 26 mm beträgt. Allerdings sind mit dem wassergekühlten Elektromagneten Magnetfeldern von maximal 1 T bei einem Polschuhabstand von 30 mm generierbar.

In Abb. 4.3 (a) ist ein Foto des Messaufbaus von oben bzw. ein Foto der Konstruktion mit Basis, Probenhalter und Spiegelhalter dargestellt. Proben- und Spiegelhalter sind auf einer Basis befestigt, die wiederum auf die Gabel des GMW Elektromagneten verschraubt wurde. Der Spiegelhalter besteht aus einer Stange, dessen Ende im Spiegelhalterkopf befestigt ist, in dem der Spiegel eingeklebt ist. Das andere Ende der Stange steckt in einem Hohlzylinder der Basis. Der Spiegelhalter kann mit einer Madenschraube fest verschraubt werden. Die Spiegelachse liegt genau mittig in der Gabel des Elektromagneten. Bei optimaler mittiger Ausrichtung des Magneten im rechten Winkel, in Bezug zum Mikroskop, schneidet sich die optische Achse des Mikroskops mit der Spiegelachse. Unter dieser Ausrichtung sollte der Spiegel hinter dem Objektiv die Eigenschaften des Mikroskops wie Auflösungsvermögen nicht beeinflussen.

Die Probe wird auf die Platte des Probenhalters verklebt, siehe Abb. 4.3 (b). Durch das Rädchen kann diese Platte nach oben und unten verfahren werden. Der Probenhalter kann auch entlang der Längsseite der Basis verschoben werden. Der Halter wird durch eine Schiene, die auf der Basis verschraubt ist, zusätzlich fixiert. Durch Entfernung der beiden Schrauben der Schiene kann der Probenhalter entfernt werden, um die Probe auszutauschen. Durch die Probenplatte und die Unterseite des

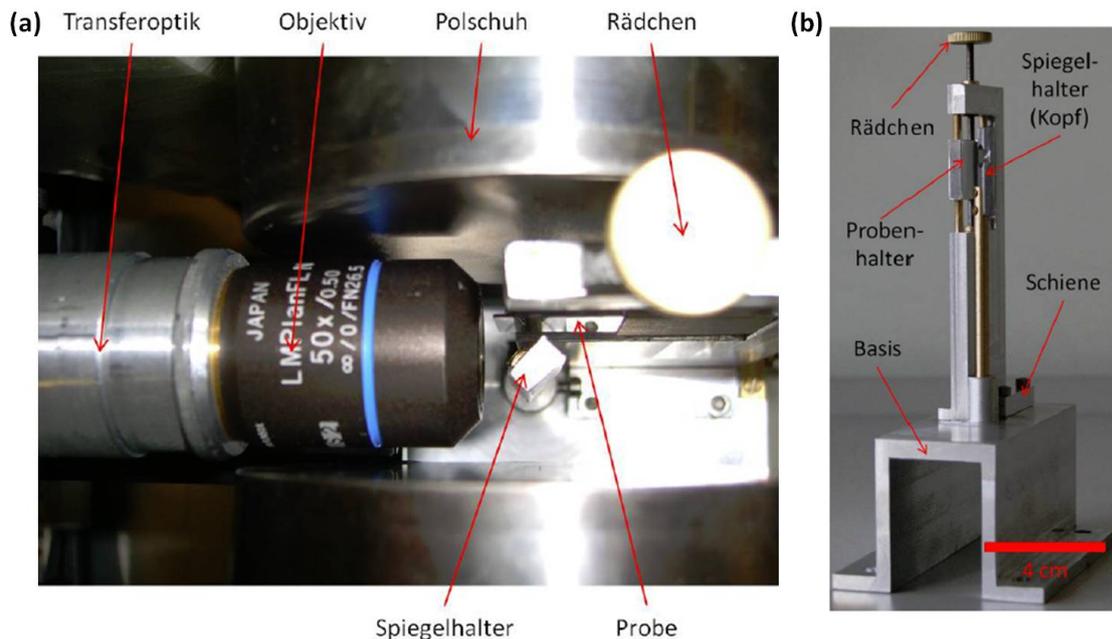


Abbildung 4.3: (a) Foto des Messaufbaus von oben. Zwischen den Polschuhen des Elektromagneten befindet sich das Objektiv, der Spiegelhalter und der Probenhalter mit eingebauter Probe. Die Olympus-Objektivlinse ist mit dem Ende der Transferoptik verschraubt. (b) Foto der Konstruktion mit Basis, Probenhalter und Spiegelhalter. Hierbei wurde der Spiegel allerdings noch nicht auf den Spiegelhalter aufgebracht. Die Probe, die ebenfalls noch nicht auf den Probenhalter aufgebracht ist, kann über das Rädchen verfahren werden [2].

Probenhalters sind Gewinde gebohrt. Durch diese Gewinde führen Gewindestangen, an deren Enden sich Rädchen befinden. Somit kann die Probe in die beschriebenen Richtungen durch eine Drehung der Rädchen verfahren werden.

Der Arbeitsabstand der verwendeten Olympus-Objektivlinse beträgt 10,6 mm. Innerhalb dieser Distanz muss das Laserlicht am Silberspiegel, der nun im Spiegelhalter befestigt ist, um 90° auf die Probenoberfläche abgelenkt werden, vgl. Abb. 4.3 (a). Die Transferoptik mit aufgeschraubter Objektivlinse wird für die Messungen auf einen Mikrometer-Tisch geschraubt, um das Objektiv in den richtigen Abstand zum Spiegel zu bringen, bei dem das Laserlicht auf der Probenoberfläche fokussiert wird.

4.3 Untersuchung des Ummagnetisierungsprozesses von $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen

Für strukturierte magnetische Speichermedien ist eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung (senkrechte magnetische Anisotropie) der verwendeten magnetischen Materialien eine wichtige Voraussetzung [63]. In dünnen Filmen weist die leichte Magnetisierungsrichtung allerdings meist in die Probenebene [64]. Durch eine hohe Kris-

tallanisotropie, zum Beispiel in CoCr- und CoPt-Legierungen [65, 66], oder durch die Grenzflächenanisotropie in Multilagen, etwa bei Co/Pd- und Co/Pt-Multilagen [67, 68], kann eine senkrechte magnetische Anisotropie dünner Filme hervorgerufen werden. Die hohe senkrechte Anisotropie von Co/Pt-Multilagen ist dabei seit 1988 bekannt [68]. Seit der Entdeckung der senkrechten Anisotropie von Co/Pt-Multilagen wurden sie als Kandidaten für magnetooptische Speicher und senkrechte Speichermedien erforscht [69, 70]. Aus der Änderung der Anisotropie als Funktion der Dicke der Kobalt- und Platinlagen können grundlegende Kenntnisse zum Ursprung der Anisotropie der Multilagen gewonnen werden [71].

Ein physikalisch sehr interessantes System ergibt sich, wenn solche Co/Pt-Multilagen mit einer $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x$ -Legierung, die ferrimagnetisches Verhalten aufweist, gekoppelt werden. Hier ist vor allem der Ummagnetisierungsprozess von Bedeutung. Denn der Ummagnetisierungsprozess kann ausgehend von der Sättigung in einer Feldrichtung zur Sättigung in die andere Feldrichtung durch Rotation der Momente, oder Nukleation von Domänen und Domänenwandpropagation stattfinden [72]. Da bisher an diesen Heterostrukturen aufgrund der Systemanforderungen für ein Polarisationsmikroskop (vor allem out-of-plane Magnetfelder von 1 T) keinerlei magnetooptische Abbildungen zur Verfügung standen, konnte die Frage, was genau beim Ummagnetisierungsprozess passiert, nicht einwandfrei geklärt werden.

4.3.1 Theoretische Grundlagen

Wird ein Ferromagnet (FM) mit einem Antiferromagneten (AF) gekoppelt, so kommt es zu einer unidirektionalen Anisotropie, was als „Exchange Bias“ (EB) bezeichnet wird. Der EB entsteht aufgrund der Austauschwechselwirkung an der Grenzfläche zwischen geordneten magnetischen Materialien und bewirkt eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung im FM. Dies äußert sich in einer Verschiebung der Hysteresekurve des FM um ein Austauschfeld H_{EB} entlang der Magnetfeldachse [73]. Der EB tritt nicht nur in AF/FM-Systemen verschiedenster Variationen auf, sondern auch bei diversen Kombinationen aus AF, FM und Ferrimagneten [74]. In der vorliegenden Heterostruktur aus einer ferrimagnetischen $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x$ -Legierung und ferromagnetischen $[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Multilagen kann der EB aufgrund von ferromagnetischer oder antiferromagnetischer Kopplung über die Grenzfläche hinweg hervorgerufen werden [75]. Die Übergangsmetalle Co und Fe koppeln über die Austauschwechselwirkung ferromagnetisch, Tb mit den Übergangsmetallen antiferromagnetisch.

Grundlagen zu $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen

Ab einem Terbiumgehalt von mindestens 24 at.% ist die Magnetisierung der Legierung durch das Terbiumuntergitter dominiert. Die $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostruktur weist einen EB mit antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungen der Legierung und Multilagen auf. In den untersuchten Heterostrukturen wurden nur Legierungen mit einem Tb-Gehalt betrachtet, der größer als 24 at.% ist. Sowohl die Legierung als auch die Multilagen und damit auch die Heterostrukturen weisen eine

senkrechte magnetische Anisotropie auf. In Abb. 4.4 ist die Hysteresekurve einer Heterostruktur mit einem Terbiumpulvergehalt von 24,5 at. % und $n = 10$ gezeigt.

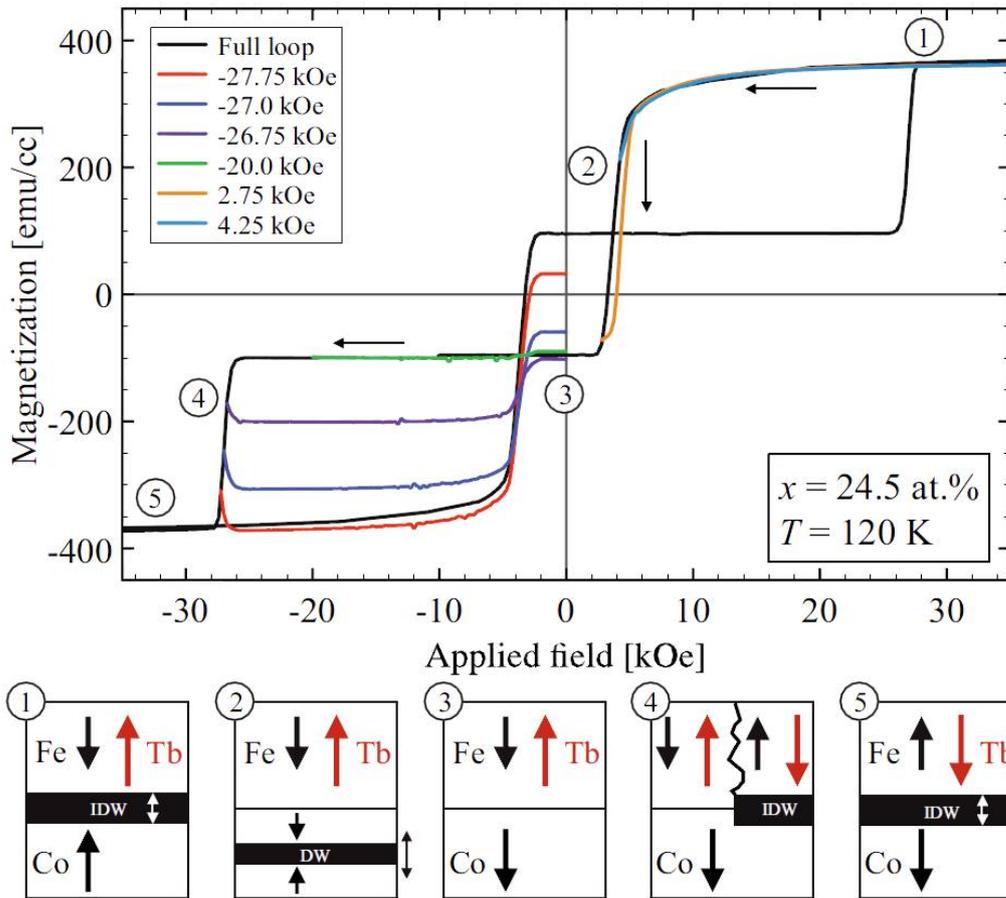


Abbildung 4.4: Hysteresekurve mit Skizzen des Ummagnetisierungsprozesses einer $\text{Fe}_{0,755}\text{Tb}_{0,245}/[\text{Co}/\text{Pt}]_{10}$ -Heterostruktur bei $T = 120$ K [75].

Die Hysteresekurve wurde bei einer Temperatur von 120 K aufgenommen. Bei großen Magnetfeldern sind die Multilagen entgegen des EB parallel zur Legierung ausgerichtet. Es entsteht eine sogenannte „Interfacial Domain Wall“ (IDW) in der Grenzschicht, siehe Abb. 4.4 (1). Hier zeigt sich auch, dass die Magnetisierung der Legierung in positiver Feldrichtung gesättigt ist. Die IDW hat bei der 32 nm dicken Heterostruktur, bei der die Legierung 20 nm dick ist und die Multilagen 12 nm dick sind, eine Dicke von ca. 4 nm [75]. Die IDW liegt je zur Hälfte in der Legierung sowie in den Multilagen. Die IDW entsteht, um die Austauschenergie zu minimieren. Sie wird als ultradünne Néel-Wand angenommen. Man geht davon aus, dass die IDW bei Reduzierung des Felds vernichtet wird, indem eine Domänenwand durch die Lagen propagiert, wie es im Punkt (2) dargestellt ist. Zuerst schalten hierbei die Co/Pt-Bilagen nahe der Grenzschicht, sie haben also die bevorzugte antiparallele Ausrichtung zur Legierung. Dann kommt die IDW und dann wieder Co/Pt-Bilagen mit paralleler Magnetisierung in Bezug zur Legierung. Dieser Prozess setzt sich fort, bis die gesamten Multilagen antiparallel zur Legierung stehen, was in (3) dargestellt ist. Unter (4) ist skizziert, wie die Legierung unter Nukleation von Domänen und

Propagation von Domänenwänden ihre Magnetisierung umkehrt, bis bei großen negativen Magnetfeldern wieder eine parallele Ausrichtung der Magnetisierungen der Legierung und der Multilagen vorliegt, vgl. Abb. 4.4 (5).

Im modifizierten Raumtemperaturaufbau wurde allerdings nicht die Heterostruktur aus Abb. 4.4 mit einem Terbiumgehalt von 24,5 at. %, sondern eine $\text{Fe}_{0,723}\text{Tb}_{0,277}/[\text{Co}/\text{Pt}]_{10}$ -Heterostruktur mit einem Terbiumgehalt von 27,7 at. % untersucht. Die Hysteresekurve des „minor loops“ dieser Heterostruktur ist in Abb. 4.5 dargestellt. Der „minor loop“ bezeichnet die um das Austauschfeld H_{EB} verschobene Hysteresekurve der Co/Pt-Multilagen, der auch den Einfluss der Domänen der Fe-Tb-Legierung wiedergibt. Der absteigende Ast ist durch einen Pfeil nach unten markiert.

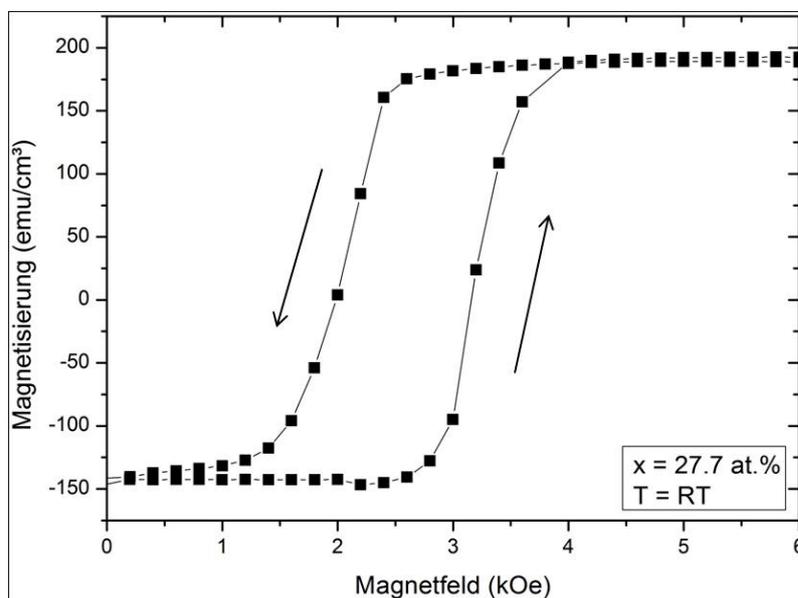


Abbildung 4.5: „Minor loop“ der $\text{Fe}_{0,723}\text{Tb}_{0,277}/[\text{Co}/\text{Pt}]_{10}$ -Heterostruktur bei Raumtemperatur. Der auf- bzw. absteigende Ast sind durch Pfeile nach oben bzw. unten markiert [2].

Dieser wird untersucht, indem die Multilagen im positiven Magnetfeld gesättigt werden und dann das Feld reduziert wird. Hier können bei der Untersuchung mit dem RPM Erkenntnisse über die Vernichtung der IDW gesammelt werden, da sich die Magnetisierung der Multilagen antiparallel zur Magnetisierung der Legierung ausrichtet, siehe Abb. 4.4 (2). Der aufsteigende Ast, der durch einen Pfeil nach oben markiert ist, wird untersucht, indem man das Magnetfeld von 0 Oe ausgehend erhöht, bis die Multilagen vollständig geschaltet haben. Der Ummagnetisierungsprozess des aufsteigenden Asts ist in Abb. 4.4 nicht skizziert.

Ob die Multilagen oder die Legierung abhängig von der Reduzierung des Magnetfelds ihre Magnetisierung antiparallel ausrichten, hängt von deren Sättigungsmagnetisierung und Anisotropie ab. Die Multilagen haben eine Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung von der Anzahl der Bilagen. Proben mit weniger Bilagen haben eine geringere Sättigungsmagnetisierung, als Proben mit vielen Bilagen. Die Anisotropie der Legierung ist jedoch höher als die der Multilagen. Vom Wechselspiel

dieser beiden Größen hängt es ab, ob ausgehend von der Sättigung der Probe zuerst die Multilagen schalten, oder ob die Legierung schaltet.

4.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Die beschriebene Vernichtung der IDW wurde mittels des modifizierten Raumtemperaturaufbaus an einer $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostruktur mit einem Tb-Gehalt von 27,7 at.% und zehn Co/Pt-Bilagen untersucht. Dazu wurden mit dem wassergekühlten Elektromagneten „minor loops“ in positiver Feldrichtung bis zu einem Magnetfeldwert von 1 T gefahren, bei denen die $[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Multilagen ihre Magnetisierung umkehren und der Ummagnetisierungsprozess wurde mit dem RPM magnetooptisch abgebildet.

Im Folgenden soll nun auf den Ummagnetisierungsprozess dieser Probe genauer eingegangen werden. Die Hysteresekurve der $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostruktur bei Raumtemperatur ist in Abb. 4.6 dargestellt. Das Magnetfeld wurde bei den SQUID-

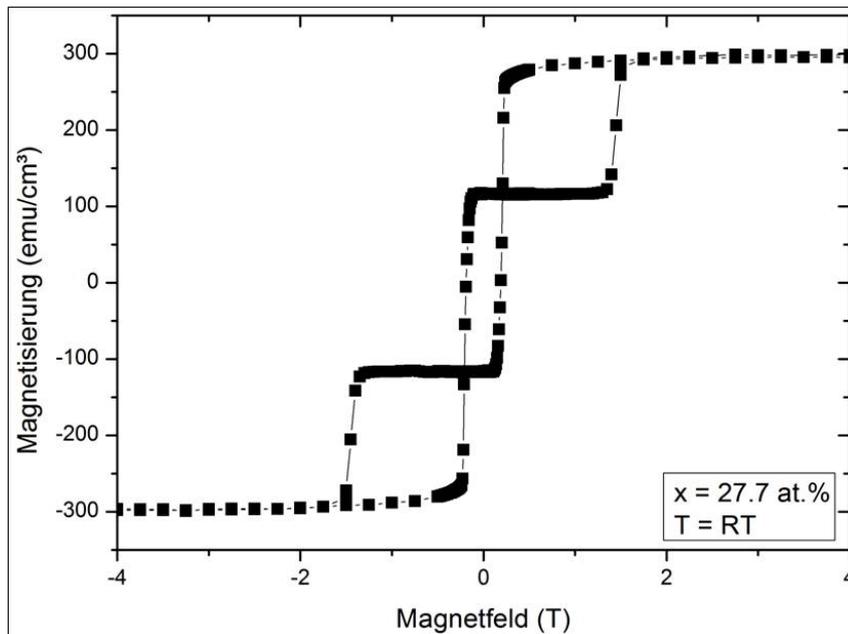


Abbildung 4.6: Hysteresekurve der Probe $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostruktur bei Raumtemperatur, gemessen im SQUID-Magnetometer. Die Magnetisierung der Fe-Tb-Legierung schaltet bei relativ hohen Koerzitivfeldern $|H_{C,FeTb}| = 1500$ mT, die Co/Pt-Multilagen bei relativ niedrigen Koerzitivfeldern $|H_{C,CoPt}| = 210$ mT [2].

und RPM-Messungen senkrecht zur Heterostruktur angelegt. Bei betragsmäßig relativ kleinen Feldern findet der Ummagnetisierungsprozess der Co/Pt-Multilagen statt, bei relativ großen Feldern der Ummagnetisierungsprozess der Fe-Tb Legierung. Dies wird über die Koerzitivfelder der Co/Pt-Multilagen $H_{C,CoPt}$ und der Fe-Tb-Legierung $H_{C,FeTb}$ charakterisiert. Betragsmäßig ergeben sich im positiven sowie negativen Magnetfeldbereich Werte von $H_{C,CoPt} = 210$ mT und $H_{C,FeTb} = 1500$ mT. Dies sind die Magnetfeldwerte, in deren Umgebung sich die Magnetisierung signifikant verändert.

Die mit den RPM-Messungen zu untersuchenden auf- und absteigenden Äste der Co/Pt-Multilagen werden durch die Hysteresekurve allerdings nicht abgebildet, da die Fe-Tb-Legierung dafür in eine Feldrichtung gesättigt sein muss. Erst wenn das Magnetfeld der Hysteresekurve kleiner ist als $|H_{C,FeTb}|$ treten die Äste auf. Abb. 4.7 zeigt die Messung eines vollständigen „minor loops“ der Probe mit dem SQUID-Magnetometer bei Raumtemperatur. Im positiven Feldbereich sind der auf- bzw.

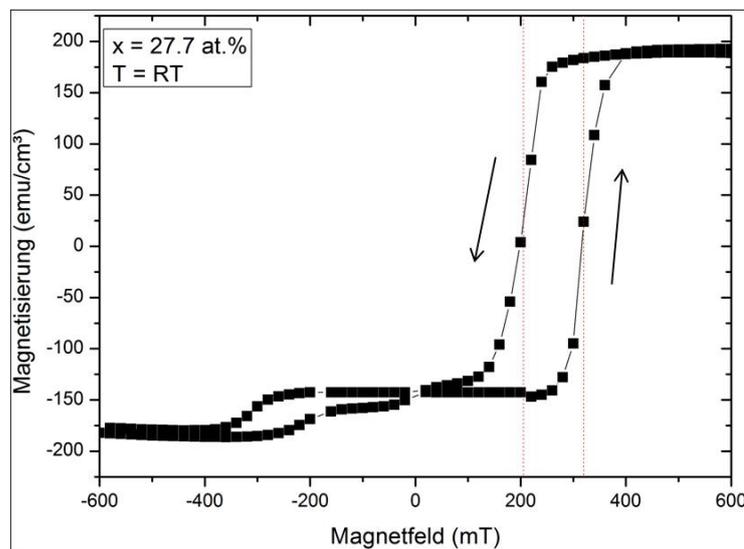


Abbildung 4.7: Vollständiger „minor loop“ der $Fe_{1-x}Tb_x/[Co/Pt]_n$ -Heterostruktur bei Raumtemperatur. Die Fe-Tb-Legierung ist überwiegend positiv polarisiert, was zu H_{EB} in positiver Magnetfeldrichtung führt. Die Fe-Tb-Domänen mit negativer Polarität zeigen ein Austauschfeld $-H_{EB}$ in der negativen Magnetfeldrichtung. Die Halbierenden der Äste sind durch die rot gestrichelten Linien eingezeichnet. Die Äste sind durch die Pfeile \uparrow für den aufsteigenden und \downarrow für den absteigenden Ast gekennzeichnet [2].

absteigende Ast mit entsprechenden Pfeilen gekennzeichnet. Die Halbierenden der Äste, die durch die rot gestrichelten Linien gekennzeichnet sind, entsprechen Feldwerten von 205 mT für den ab- bzw. 320 mT für den aufsteigenden Ast. Für den aufsteigenden Ast entspricht der Feldwert von $H_{C,anf} = 320$ mT gerade der Koerzitivfeldstärke. Für den absteigenden Ast ergibt sich aufgrund einer leichten Verschiebung aus der null um 25 emu/cm^3 eine Koerzitivfeldstärke von $H_{C,ab} = 220$ mT. Mit den Koerzitivfeldern errechnet sich das Austauschfeld durch $(H_{C,ab} + H_{C,anf})/2$ zu $H_{EB} = 270$ mT. Der absteigende Ast wird auf den Magnetfeldbereich von 140-260 mT bezogen, der aufsteigende Ast auf den Magnetfeldbereich von 260-400 mT.

Absteigender Ast

Nun soll der absteigende Ast und in diesem die Domänen, die in den Co/Pt-Multilagen nukleieren bzw. anwachsen, näher betrachtet werden. Die Probe sollte unter idealen Herstellungsmethoden ein homogener Dünnsfilm mit einer glatten Oberfläche sein. Die Probe weist jedoch in unterschiedlicher Ausprägung kugelförmige Defekte mit Durchmessern zwischen $0,5\text{-}25 \mu\text{m}$ auf. Energiedispersive Röntgenspektroskopie oder

kurz EDX-Messungen ergaben, dass in den Kugeldefekten die gleiche Zusammensetzung der Elemente vorliegt wie im Film selbst. Innerhalb der Kugeldefekte ist allerdings eine größere Komponente der Ausrichtung parallel bzw. antiparallel zur Filmmormalen, als im Film selbst. Somit ist in den Kugeln auch die Magnetisierung größer und daher auch das detektierte magneto-optische Signal. Die Kugeln sind in Halbkugeln unterteilt, die eine antiparallele Magnetisierung aufweisen. Die Magnetisierung der Kugeldefekte scheint unbeeinflusst von der Veränderung des Magnetfelds zu sein. Bei der Betrachtung des Ummagnetisierungsprozesses müssen daher die Kugeldefekte, deren Fläche für alle Bilder konstant bleiben, ausgenommen werden.

In Abb. 4.8 ist der absteigende Ast der Co/Pt-Multilagen aus Abb. 4.7 mit RPM-Bildern des polaren Kerr-Effekts bei drei verschiedenen Magnetfeldwerten (240 mT, 224 mT und 213 mT) und der Ausleseprozess der Domänen für das Bild des absteigenden Asts bei einem Magnetfeld von 224 mT dargestellt. In dieser Abbildung

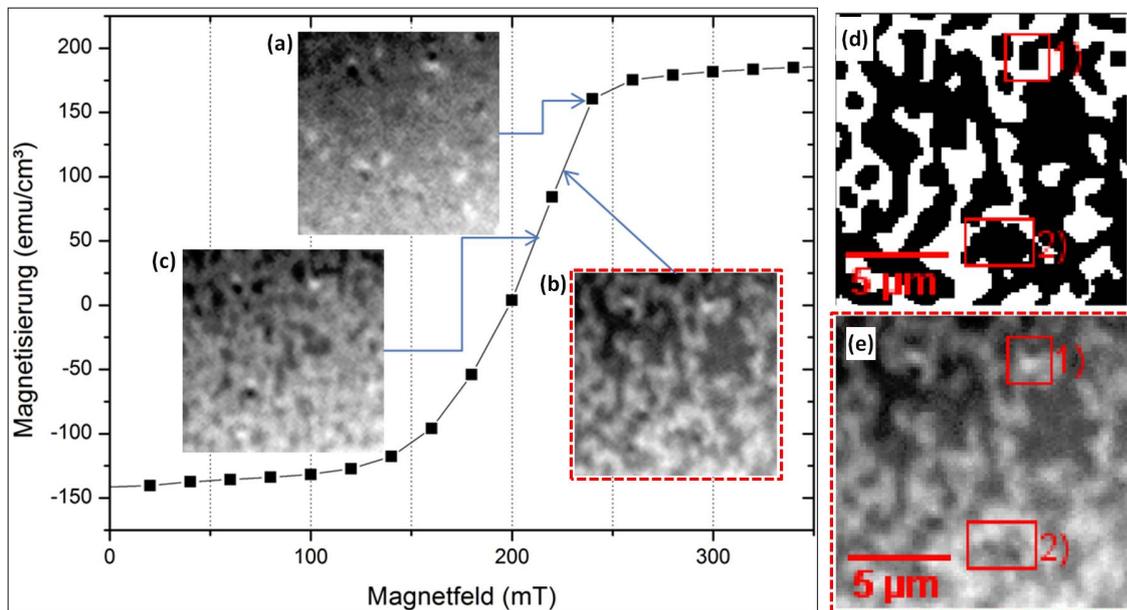


Abbildung 4.8: Ausschnitt des absteigenden Asts aus dem „minor loop“ aus Abb. 4.7 mit RPM-Bildern des modifizierten Raumtemperaturaufbaus. Es sind drei Abbildungen des polaren Kerr-Effekts (a), (b) und (c) eingezeichnet, die bei den Magnetfeldwerten 240 mT, 224 mT und 213 mT aufgenommen wurden. Es haben jeweils 4%, 50% und 92% der Domänen in den Bildern geschaltet. In Bild (d) und (e) ist die Darstellung des Ausleseprozesses des Bildes in (b) gezeigt. Bild (e) stellt dabei nur ein vergrößertes Bild von Bild (b) dar und in Bild (d) sind die eingezeichneten Domänen abgebildet. Kugeldefekte sind dabei an den Positionen 1) und 2) markiert [2].

des polaren Kerr-Effekts der Abb. 4.8 (d) bei einem Magnetfeld von 224 mT haben 50% der Domänen geschaltet. In Bild (e) ist das Originalbild gezeigt. Die Domänen der Co/Pt-Multilagen, die schon geschaltet haben, erscheinen in den Bildern hell, noch nicht geschaltete Bereiche dunkel. Auch die Kugeldefekte, die an Position 1) und 2) markiert sind, werden in den Bildern als dunkel dargestellt. Ihre Fläche wurde von der gesamten Probenfläche abgezogen, die daraus resultierende Fläche mit der Fläche der eingezeichneten Domänen verglichen. In 1) ist der Kugeldefekt gut er-

kennbar, an Position 2) befinden sich insgesamt drei Kugeldefekte, die jedoch nicht gut erkennbar sind. Sie wurden anhand eines Bildes ohne angelegten Spulenstrom markiert.

Der Feldbereich des absteigenden Asts beträgt 140-260 mT. Oberhalb von 260 mT sind die Multilagen parallel zum Fe-Tb ausgerichtet. Demnach ist in der Grenzschicht eine IDW vorhanden, die vernichtet wird und es propagiert eine Domänenwand durch die Multilagen, wenn sich die Multilagen antiparallel zum Fe-Tb ausrichten. Dies geschieht durch Reduktion des Magnetfelds, es schalten die ersten Bereiche im Co/Pt antiparallel zum Fe-Tb, was in Bild Abb. 4.8 (a) dargestellt ist. Das Feld beträgt hier 240 mT und es ist die Nukleation von Blasendomänen zu beobachten, die allerdings nur eine relativ schwache Intensität aufweisen. Es befinden sich in Bild Abb. 4.8 (a) 20 geschaltete Domänen, was einer Fläche der geschalteten Domänen von gerade einmal 4% entspricht. In Bild Abb. 4.8 (b) bei einem Magnetfeldwert von 224 mT haben bereits 50% der Domänen geschaltet. Das Koerzitivfeld des absteigenden Asts $H_{C,ab}$ wurde zu 220mT bestimmt. Im Rahmen der Messungengenauigkeit der Hall-Sonde kann Bild (b) dem Koerzitivfeldwert zugeordnet werden. In Bild (c) haben etwas über 90% der Domänen geschaltet, es wurde bei 207 mT aufgenommen. Bei einem Magnetfeldwert von 190 mT haben bereits 99% der Domänen geschaltet (nicht in der Abbildung gezeigt), obwohl das Ende des Asts erst bei ca. 140mT erreicht ist. Dies bedeutet, dass der gesamte Schaltprozess fast komplett in der ersten Hälfte des absteigenden Asts stattfindet.

Aufsteigender Ast

In Abb. 4.9 ist der aufsteigende Ast aus dem „minor loop“ aus Abb. 4.7 mit Abbildungen des polaren Kerr-Effekts des modifizierten Raumtemperaturaufbaus gezeigt. Der Feldbereich des aufsteigenden Asts beträgt 260-400 mT. Die Co/Pt-Multilagen weisen bei niedrigen Feldwerten eine antiparallele Magnetisierung zum Fe-Tb auf. Erhöht man das Magnetfeld, so richtet sich die Magnetisierung parallel aus und an der Grenzschicht entsteht eine IDW. Abbildung 4.9 (a) entspricht dem ersten Bild der Messreihe mit einem angelegten Magnetfeld von 305 mT. Das Bild wurde aufgenommen, als der Schaltvorgang der Domänen schon fortgeschritten war, es hat 11% der Probenfläche geschaltet. Bei Bild (b) haben bei einem Feldwert von 331mT mit 55% schon etwas mehr als die Hälfte der Domänen geschaltet. Das Koerzitivfeld der aufsteigenden Asts $H_{C,auf}$ liegt bei 320 mT, bei diesem Feldwert haben aber erst 23% der Domänen geschaltet (nicht in der Abbildung gezeigt). Allerdings muss die Messungengenauigkeit der Hall-Sonde berücksichtigt werden, die bei etwa ± 13 mT liegt. Der Feldbereich, bei dem 50% der Domänen geschaltet haben liegt innerhalb der Messungengenauigkeit der Hall-Sonde. In Bild (c) befindet man sich bei 352 mT in dem Feldbereich, wo mit 93% schon ein Großteil der Domänen geschaltet haben.

Diskussion

Wie aus dem Vergleich der Abb. 4.8 und Abb. 4.9 zu entnehmen ist, zeigen die beiden Äste deutliche Unterschiede in Bezug auf die geschaltete Fläche. Dies entspricht

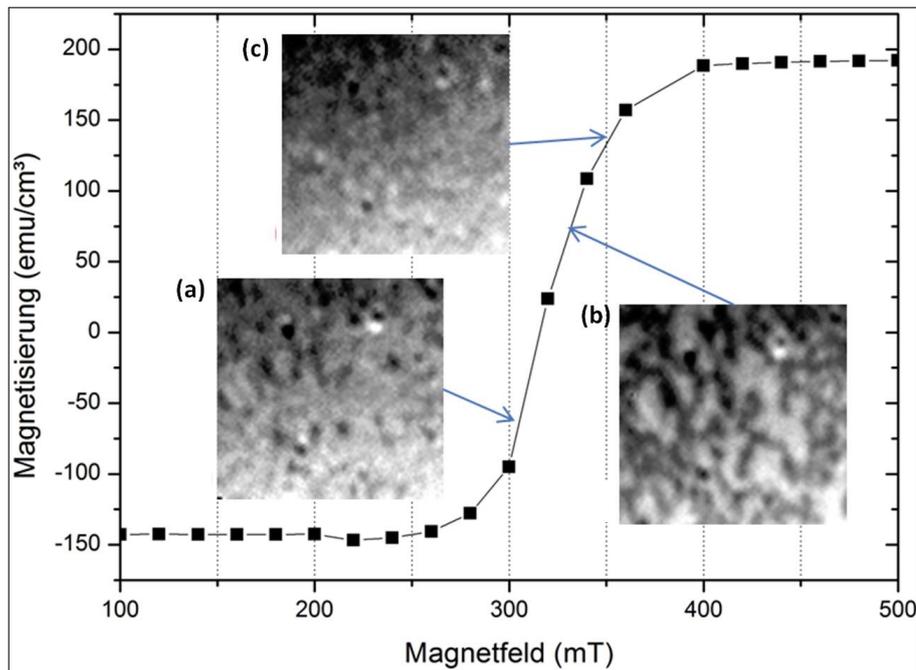


Abbildung 4.9: Ausschnitt des aufsteigenden Asts aus dem „minor loop“ aus Abb. 4.7 mit Abbildungen des polaren Kerr-Effekts des modifizierten Raumtemperaturaufbaus. Die aufgenommenen Bilder (a), (b) und (c) des polaren Kerr-Effekts zeigen die Nukleation von Domänen und Propagation von Domänenwänden. Die Bilder wurden bei 305 mT, 331 mT und 352 mT aufgenommen. Es zeigt sich, dass sich der Schaltprozess über den gesamten Ast erstreckt [2].

einer Asymmetrie beim Ummagnetisierungsprozess. Beim absteigenden Ast liegt das Koerzitivfeld in der oberen Hälfte des Asts. Innerhalb dieses Magnetfeldbereichs schalten auch fast alle Domänen, bis 205 mT haben ca. 95% der Domänen geschaltet. Zu diesen Ergebnissen passt die Vorstellung der Propagation einer Domänenwand durch die Multilagen. Wird durch Reduzierung des Magnetfelds auch die Zeeman-Energie reduziert, richten sich die Co/Pt-Multilagen an der Grenzschicht antiparallel zum Fe-Tb aus. Die IDW an der Grenzfläche zwischen Legierung und Multilagen wird vernichtet und eine Domänenwand wandert durch die Multilagen. Die SQUID-Messung des „minor loops“ passen zu Beginn des Asts sehr gut zu den mit dem modifizierten Raumtemperaturaufbau gesammelten Erkenntnissen.

Beim aufsteigenden Ast erstreckt sich der Magnetisierungsprozess über den gesamten Ast. Die ansteigende Zeeman-Energie aufgrund eines ansteigenden Magnetfelds muss die Energie der Austauschisotropie überwinden. Eine IDW bildet sich in der Grenzschicht. Das beobachtete Schaltverhalten der Domänen scheint sich jedoch nicht von dem von Co/Pt-Multilagen ohne EB zu unterscheiden. Auch dort verändert sich die abgebildete Domänenstruktur über den gesamten Ast hinweg. Die gebildete IDW scheint also keine Auswirkung auf das Schaltverhalten der Domänen zu haben.

Kapitel 5

Zusammenfassung Teil I

Ziel war es, das in einer vorangegangenen Dissertation konzipierte TTRPM in Betrieb zu nehmen, zu modifizieren, auftretende Fehler in der Konstruktion zu erkennen und, soweit möglich, zu beseitigen und die Funktionsfähigkeit des Mikroskops anhand diverser Testproben sowohl bei Raumtemperatur als auch bei tiefen Temperaturen zu überprüfen.

Bei Raumtemperatur konnte an einer Probe mit einer Nb-Dünnschichtbrücke auf einem ferromagnetischen $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (BFO)-Substrat, welches eine starke out-of-plane Komponente der Magnetisierung aufweist, der polare Kerr-Effekt eindeutig anhand der komplexen Zickzack-Domänenstruktur im BFO-Substrat nachgewiesen werden. Der magnetische Kontrast im Bild ist dabei homogen über den gesamten Bildbereich von $300 \times 300 \mu\text{m}$ zu sehen. Somit konnte nachgewiesen werden, dass das Grundprinzip des RPM funktioniert. Dass dies nicht nur für out-of-plane Komponenten der Magnetisierung gültig ist sondern auch für in-plane Komponenten der Magnetisierung gilt, konnte an einer in-plane-magnetisierten dünnen Oberflächenschicht eines Beschleunigungssensor-Chips verdeutlicht werden. An dieser Probe konnte via longitudinalem Kerr-Effekt die in-plane Komponente abgebildet werden. Der magnetische Kontrast war in diesem Fall nicht so stark, wie es in der BFO-Probe bei den polaren Kerr-Effekt-Messungen der Fall war, dies liegt allerdings vor allem an der Beschaffenheit der Proben. Außerdem wurde für die longitudinalen Kerr-Effekt-Messungen keinerlei absichtliche schräge Belichtung der Probe (hervorgerufen durch geeignete Blenden) verwendet, die den magnetischen Kontrast positiv beeinflussen können, da der longitudinale Kerr-Effekt mit dem Einfallswinkel des Lichts für kleine Winkel in Bezug auf die senkrechte Belichtung linear ansteigt.

Nachdem die Funktionsfähigkeit des RPM bei Raumtemperatur erfolgreich getestet werden konnte, wurde das RPM in den Tieftemperaturaufbau implementiert und integriert. Im Tieftemperaturaufbau ist es nicht mehr möglich, die Probe gegenüber dem RPM zu verkippen, da im Tieftemperaturaufbau die Probe fest auf den Kupferkaltfinger des Durchflusskryostaten befestigt ist. Deshalb muss hier das gesamte RPM mit samt der Transferoptik mit aufgeschraubter Objektivlinse gegenüber dem Kupferkaltfinger verkippt werden. Das Verkippen der Probe sowie das Fokussieren auf die Probe erfolgt im Tieftemperaturaufbau mittels einer Positioniereinheit. Als

Vakuumfenster für das nötige Isolationsvakuum, das für tiefe Temperaturen erzeugt werden muss um Kondensation von Sauerstoff in der Luft auf die Probe zu vermeiden, dient einer der beiden Achromaten in der Transferoptik. Es konnte gezeigt werden, dass dieser eingeklebte Achromat sich sehr gut als Vakuumfenster eignet. Allerdings bildete sich beim Abkühlen immer ein parasitärer Film auf der Probe, der den magnetischen Kontrast überdeckte. Nachdem die Ursache für diesen Film auf der Probe im Ausgasen der Objektivlinse (Linsensystem der Objektivlinse) gefunden werden konnte, wurde das Problem des Ausgasens erfolgreich durch das Einbringen eines amorphen synthetischen Quarzglas auf die Infrarot-Abschirmung (und daher zwischen Probe und Objektivlinse) beseitigt. Allerdings konnten im Rahmen dieser Dissertation keine perfekten Tieftemperatur-Abbildungen gemacht werden, da es erhebliche Probleme mit der Positioniereinheit gibt, die in einer anschließenden Dissertation in Angriff genommen werden sollen. Nach der Überarbeitung der Positioniereinheit sollten keinerlei größeren Probleme mehr bei der Abbildung magnetischer Strukturen im Tieftemperaturaufbau im Wege stehen.

Dennoch konnte im Rahmen der Dissertation die Abbildung lokaler elektrischer Transporteigenschaften via strahlinduzierter Spannungsbilder im Tieftemperaturaufbau erfolgreich implementiert werden. Dies konnte anhand der Spannungsbilder an einer BSCCO-Probe gezeigt werden, in der nur der kontaktierte IJJ-Stapel ein Spannungssignal zeigte. Damit sollte auch der Weg geebnet sein für die Korrelation von lokaler magnetischer Domänenstruktur und den elektrischen Transporteigenschaften diverser ferromagnetischer Schichtsysteme und Supraleiter-Ferromagnet-Hybriden.

Zusätzlich wurde als Thema einer Diplomarbeit, die im Rahmen dieser Dissertation betreut wurde, ein eigenständiger Raumtemperaturaufbau für out-of-plane Messungen in Magnetfeldern von bis zu 1 T entworfen und gebaut und an diesem magneto-optische Untersuchungen des Ummagnetisierungsprozesses von $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ -Heterostrukturen durchgeführt. Hierbei konnte erstmals das sich Bilden (bzw. Vernichten) und das Wandern einer „Interfacial Domain Wall“ (IDW) optisch (indirekt) nachgewiesen werden.

Teil II

Magnetooptische Messungen an verschiedenen Niob- Proben

In Typ-II Supraleitern ordnen sich in der Shubnikov-Phase nach Abrikosov [76] Flusswirbel, die ein Flussquant $\Phi_0 \approx 2.07 \cdot 10^{-15}$ Wb enthalten, in einer Gitterstruktur im Supraleiter an. Ein Dreiecksgitter ist im Allgemeinen energetisch etwas günstiger als ein Rechtecksgitter. Essmann und Träuble ist es als ersten gelungen mit Hilfe von Bitterdekoratation und elektronenmikroskopischer Beobachtung das Dreiecksgitter eines Typ-II Supraleiters in der Shubnikov-Phase abzubilden [77].

Die optischen Methoden zur Untersuchung magnetischer Strukturen wie die Flusswirbel-Verteilung in Typ-II Supraleitern benutzen im Allgemeinen das aus den normalleitenden Bereichen des Supraleiters austretende Magnetfeld zur Abbildung [78]. Unter den Abbildungsmethoden nimmt allerdings die Magnetooptik eine gewisse Vorzugsstellung ein. Denn mit der magnetooptischen Abbildung ist es möglich, die Dynamik magnetischer Strukturen zu verfolgen, die Polarität magnetischer Felder zu bestimmen und die Feldverteilung detailliert zu analysieren. Außerdem ist es möglich, aus dem Magnetfeldgradienten auf die Größe des kritischen Stroms zu schließen.

Der zweite Teil dieser Arbeit gliedert sich wie folgt:

Kapitel 6 führt die theoretischen Grundlagen zu Flusswirbeln in Typ-II Supraleitern auf. Zuerst werden die Grundbegriffe der Ginzburg-Landau-Theorie erklärt und hierin wird besonders auf die charakteristischen Längenskalen Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} und Eindringtiefe λ sowie auf den Unterschied zwischen Typ-I und Typ-II Supraleiter eingegangen. Anschließend sollen einzelne, isolierte Flusswirbel betrachtet werden bzw. die Wechselwirkung in einem Flusswirbelgitter veranschaulicht werden. Desweiteren wird auf den Pinningmechanismus und die Wechselwirkung zwischen Flusswirbel und den als Pinningzentren dienenden Antidots eingegangen. Am Ende dieses Kapitels wird das Eindringen des magnetischen Flusses in einen Supraleiter und das Abbildungsprinzip der magnetischen Flussverteilung in einem Typ-II Supraleiter präsentiert. Hierbei wird zuerst auf das Bean-Modell eingegangen, das ein homogenes Fluss-Eindringen von Flusswirbel in den Supraleiter voraussagt. Bricht dieser kritische Zustand allerdings durch äußere Einflüsse zusammen, so dringt der Fluss nicht mehr kontrolliert gemäß dem Bean-Modell in den Supraleiter ein, sondern es kommt zur Ausbildung von Flusslawinen, die abrupt in den Supraleiter eindringen. Sehr häufig sind diese Flusslawinen von dendritischer Art.

Kapitel 7 befasst sich mit den magnetischen Hysterese-Effekten und den Entmagnetisierungs-Zyklen in supraleitenden, koplanaren Mikrowellen-Resonatoren aus Nb. Nachdem die Charakterisierung der Nb-Resonatoren erläutert wird, werden die magnetischen Hysterese-Effekte anhand des Resonator-Verlust-Modells und experimentell erzielten magnetooptischen Abbildungen zu den magnetischen Hysterese-Effekten in einem Resonator ohne künstlichen Pinningzentren dargestellt. Anschließend sollen die Entmagnetisierungs-Zyklen und die daraus erzielbaren Erkenntnisse anhand magnetooptischer Abbildungen im Resonator ohne Antidots bzw. in einem Resonator mit einer Reihe von künstlichen Pinningzentren verdeutlicht werden.

Kapitel 8 handelt von dendritischen Flusslawinen in einem Nb-Einkristall nahe T_c . Hierbei wird zuerst auf den Stand der Forschung eingegangen und anschließend werden die experimentellen Ergebnisse zum Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall gemäß dem kritischen Zustands-Modell von Charles Bean bis zu

einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,984$ bzw. in Form von dendritischen Flusslawinen oberhalb einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,985$ präsentiert. Außerdem konnten zwei verschiedene Arten von dendritischen Flusslawinen ausgemacht werden, worauf ebenfalls eingegangen wird. Das Kapitel schließt mit möglichen Erklärungsversuchen für dieses Phänomen.

Kapitel 9 stellt schlussendlich eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse der Messungen dar.

Kapitel 6

Grundlagen zu Flusswirbeln in Typ-II Supraleitern

6.1 Grundbegriffe der Ginzburg-Landau-Theorie

Im Jahre 1950 wurde von *V.L. Ginzburg* und *L.D. Landau* eine phänomenologische Theorie zur Beschreibung der makroskopischen Eigenschaften von Supraleitern entwickelt [79]. Aufbauend auf der Landau-Theorie, dass der Übergang von Normal- zu Supraleitung ohne äußeres Magnetfeld einem Phasenübergang zweiter Ordnung entspricht, führt man in der Ginzburg-Landau-Theorie (GL-Theorie) als Ordnungsparameter des supraleitenden Zustands die makroskopische Wellenfunktion $\Psi(\vec{r}) = \sqrt{n_s(\vec{r})}e^{i\varphi(\vec{r})}$ ein. Dabei ist $n_s(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})|^2$ die Dichte der supraleitenden Ladungsträger (Cooper-Paardichte) [79].

In der GL-Theorie wird die Gibbsche freie Energiedichte g_s der supraleitenden Phase am Phasenübergang nahe T_c nach dem Ordnungsparameter $|\Psi|^2$ bis zur 2. Ordnung entwickelt und man erhält

$$g_s = g_n + \alpha |\Psi(\vec{r})|^2 + \frac{1}{2}\beta |\Psi(\vec{r})|^4 + \frac{1}{2\mu_0} \left| \vec{B}_a - \vec{B}_i \right|^2 + \frac{1}{2m} \left| \left(-i\hbar\vec{\nabla} + 2e\vec{A} \right) \Psi(\vec{r}) \right|^2. \quad (6.1)$$

Dabei beschreibt g_n die Gibbsche freie Energiedichte der normalleitenden Phase, $q = -2e$ die Ladung und m die Masse der supraleitenden Ladungsträger, \vec{A} das Vektorpotenzial, \vec{B}_a das Magnetfeld außerhalb des Supraleiters und \vec{B}_i das Feld innerhalb des Supraleiters [80, 81].

Minimiert man die Gibbsche freie Energie $G_s = \int g_s dV$, die man durch Integration über das Volumen des Supraleiters erhält, durch Variation von $\Psi(\vec{r})$ und dem Vektorpotenzial \vec{A} , so erhält man die Ginzburg-Landau-Gleichungen

$$\alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m} \left(-i\hbar\vec{\nabla} + 2e\vec{A} \right)^2 \Psi = 0, \quad (6.2)$$

$$\vec{j}_s = \frac{ie\hbar}{m} \left(\Psi^*\vec{\nabla}\Psi - \Psi\vec{\nabla}\Psi^* \right) - \frac{4e^2}{m} |\Psi|^2 \vec{A}. \quad (6.3)$$

Die GL-Gleichungen liefern eine Aussage über die räumliche Verteilung des Ordnungsparameters und der Stromdichte \vec{j}_s im Supraleiter.

6.1.1 Charakteristische Längenskalen

Die GL-Theorie liefert zwei wichtige charakteristische Längen auf welchen sich Veränderungen innerhalb der supraleitenden Phase abspielen: die Eindringtiefe λ und die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} . Die Eindringtiefe λ ist ein Maß für das exponentielle Abfallen lokaler Magnetfelder am Rand eines Supraleiters infolge des Meißner-Ochsenfeld-Effekts und gibt an, auf welcher Skala lokale Magnetfelder durch Supraströme abgeschirmt werden können. Um einen Ausdruck für λ zu bekommen, betrachtet man einen Supraleiter ohne Magnetfeld. In diesem Fall ist $\Psi = const.$ und Gl. (6.2) vereinfacht sich zu $|\Psi|^2 = -\alpha/\beta$ [81]. Somit ergibt sich für die Supraströmdichte \vec{j}_s

$$\vec{j}_s = \frac{4e^2}{m} \frac{|\alpha|}{\beta} \vec{A}. \quad (6.4)$$

Vergleicht man nun Gl. (6.4) mit der 2. London-Gleichung $rot \vec{j}_s = -n_s e_s^2 / m_s \cdot \vec{B}$, die den Stromfluss mit dem Magnetfeld im Supraleiter verknüpft, so ergibt sich für die Eindringtiefe

$$\lambda = \sqrt{\frac{m\beta}{4\mu_0 e^2 |\alpha|}}. \quad (6.5)$$

Die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} gibt die kleinst mögliche Länge an, über die die Cooper-Paar-Dichte n_s variieren kann bzw. sich der Ordnungsparameter räumlich verändert und kann beschrieben werden durch

$$\xi_{GL} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m|\alpha|}}. \quad (6.6)$$

Sowohl λ als auch ξ_{GL} sind abhängig von der Temperatur T . $\xi(T)$ und $\lambda(T)$ sind minimal für $T = 0$ K, wachsen mit steigender Temperatur an und divergieren bei $T = T_c$. Außerdem spielt in der makroskopischen Theorie auch die mittlere freie Weglänge l der Elektronen eine wesentliche Rolle für die beiden charakteristischen Größen [82]. Bei $T = 0$ gilt

$$\lambda(l) = \lambda(\infty) \sqrt{1 + \frac{\xi_{GL}(\infty)}{l}} \quad (6.7)$$

und

$$\xi_{GL}(l) = \sqrt{\xi_{GL}(\infty)l} \quad \text{für} \quad l \ll \xi_{GL}(\infty). \quad (6.8)$$

Hierbei steht (∞) für den Wert des betreffenden Parameters für den Fall $l = \infty$. Mit abnehmender mittlerer freier Weglänge nimmt die Eindringtiefe der Magnetfelder zu, wohingegen die Kohärenzlänge als Funktion von l abnimmt. Außerdem kann eine Aussage über die Temperaturabhängigkeiten der beiden charakteristischen Größen

im Falle $l \gg \xi_0$ („clean limit“) bzw. $l \ll \xi_0$ („dirty limit“) getroffen werden [83]. Im Falle $l \gg \xi_0$ gilt:

$$\xi(T) = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} = 0,74 \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (6.9)$$

und

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{2 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)}}, \quad (6.10)$$

wobei ξ_0 die Kohärenzlänge aus der Bardeen-Cooper-Schrieffer- (BCS-) Theorie und $\lambda_L(0)$ die Londonsche Eindringtiefe bei $T = 0$ K darstellt.

Im Falle $l \ll \xi_0$, also im „dirty limit“ gilt

$$\xi(T) = 0,855 \frac{l\xi_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (6.11)$$

und

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{\xi_0}{1,33l}} \lambda(T). \quad (6.12)$$

Streng genommen gelten diese Temperaturabhängigkeiten der charakteristischen Größen nur nahe der kritischen Temperatur T_c . Eine weitere wichtige Rolle in der GL-Theorie spielt der Ginzburg-Landau-Parameter κ , der das Verhältnis von λ und ξ definiert:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi_{GL}} = \sqrt{\frac{m^2\beta}{2\mu_0\hbar^2e^2}}. \quad (6.13)$$

Er enthält nur den Entwicklungsparameter β , der (im Gegensatz zu α) temperaturunabhängig ist.

6.1.2 Unterschied zwischen Typ-I und Typ-II Supraleiter

Mit dem Ginzburg-Landau-Parameter lässt sich eine Unterscheidung in zwei Arten von Supraleitern machen: Typ-I Supraleiter ($\kappa < 1/\sqrt{2}$) und Typ-II Supraleiter ($\kappa > 1/\sqrt{2}$). Diese beiden Typen weisen wesentliche Unterschiede in ihrem Verhalten in einem äußeren Magnetfeld auf. In einem Typ-I Supraleiter wird unterhalb der kritischen Magnetfeldstärke B_c magnetischer Fluss vollständig aus seinem Inneren verdrängt. Man bezeichnet diesen Zustand auch als Meißner-Phase. Oberhalb von B_c wird ein Typ-I Supraleiter normalleitend. Für die Temperaturabhängigkeit von B_c gilt näherungsweise

$$B_c(T) = B_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (6.14)$$

Ein Typ-II Supraleiter verhält sich bis zur unteren kritischen Feldstärke B_{c1} wie ein Typ-I Supraleiter. Der Typ-II Supraleiter befindet sich bis B_{c1} ebenfalls in der

Meißner-Phase. Da in einem Typ-II Supraleiter die Bildung einer supra- bzw. normalleitenden Grenzschicht energetisch günstiger ist, dringt oberhalb der unteren kritischen Feldstärke B_{c1} das Magnetfeld in Form von quantisierten Flusswirbeln in den Supraleiter ein, so dass das äußere Feld nur noch teilweise abgeschirmt wird. Dieser Zustand wird als Shubnikov-Phase oder als Mischzustand bezeichnet. Die Flusswirbel haben in vereinfachter Sprechweise einen normalleitenden Kern mit einem Durchmesser von $2\xi_{GL}$ und sind quantisiert mit dem magnetischen Flussquant $\Phi_0 \approx 2,07 \cdot 10^{-15}$ Wb. Erst beim Überschreiten der oberen kritischen Feldstärke B_{c2} wird die Probe vollständig normalleitend.

Bei einer eingehenderen Behandlung der GL-Theorie erhält man Zusammenhänge zwischen der Eindringtiefe, der Kohärenzlänge und den kritischen Feldern [80, 81]. Die entscheidende Größe ist hierbei wiederum κ . Es gilt:

$$B_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L^2} (\ln \kappa + 0,08) = \frac{1}{2\kappa} (\ln \kappa + 0,08) B_{c,th}, \quad (6.15)$$

$$B_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_{GL}^2} = \sqrt{2}\kappa B_{c,th}, \quad (6.16)$$

$$B_{c,th} = \frac{\Phi_0}{\sqrt{8\pi\lambda_L\xi_{GL}}}. \quad (6.17)$$

Wie man anhand der Zusammenhänge der kritischen Feldern sehen kann, wächst der Abstand zwischen B_{c1} und B_{c2} mit wachsendem κ an. Es kann allerdings auch noch zu einer dritten kritischen Feldstärke B_{c3} an der Oberfläche des Supraleiters kommen. Im Bereich zwischen $B_{c2} < B < B_{c3}$ tritt hier Oberflächensupraleitung auf, wobei das kritische Oberflächenfeld B_{c3} 1,695-mal höher als das obere kritische Feld B_{c2} ist, ab welchem die Supraleitung zusammenbricht. Die Oberflächensupraleitung besteht aus einer Oberflächenlage, die eine Dicke vergleichbar der Kohärenzlänge ξ_{GL} aufweist [80, 84].

6.2 Flusswirbel

6.2.1 Betrachtung einzelner Flusswirbel

Betrachtet man einen einzelnen, isolierten Flusswirbel mit einer Achse parallel zur c -Achse, so besitzt dieser zylinderförmige Symmetrie und der Verlauf des Ordnungsparameters in Abhängigkeit vom Radius r lässt sich nach einer Näherung von John R. Clem [85] schreiben als

$$\Psi(r) = f(r)e^{i\varphi}, \quad \text{mit} \quad f(r) = \frac{r}{\sqrt{r^2 + \xi_v^2}} \quad \text{und} \quad \xi_v = \sqrt{2}\xi_{ab}. \quad (6.18)$$

Mit ξ_{ab} wird die Kohärenzlänge senkrecht zur c -Achse angegeben.

Das lokale Magnetfeld $B(r)$ ist maximal im Kern und nimmt auf der charakteristischen Längenskala der Eindringtiefe λ nach außen hin ab. Der normalleitende

Kern des Flusswirbels ist von supraleitenden Wirbelströmen $j(r)$ umgeben, die den magnetischen Fluss von der supraleitenden Umgebung abschirmen. Diese erzeugen das lokale Magnetfeld $B(r)$. Mit Hilfe der GL-Gleichungen lassen sich aus dem Verlauf des Ordnungsparameters die magnetische Flussdichteverteilung des Flusswirbels (für $\kappa \ll 1$)

$$B_c(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_{ab}^2} K_0 \left(\frac{\sqrt{r^2 + \xi_v^2}}{\lambda_{ab}} \right) \quad (6.19)$$

sowie die zirkulare Komponente der Stromdichte

$$j_\varphi(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\lambda_{ab}^3} K_1 \left(\frac{\sqrt{r^2 + \xi_v^2}}{\lambda_{ab}} \right) \frac{r}{\sqrt{r^2 + \xi_v^2}} \quad (6.20)$$

bestimmen. Dabei bezeichnen K_n die modifizierten Besselfunktionen n -ter Ordnung und λ_{ab} die magnetische Eindringtiefe senkrecht zur c -Achse. Für große Abstände $r \gg \lambda$ ergibt sich $B_c(r) \propto e^{-r/\lambda}$. Im Falle $r = 0$ ist das Magnetfeld maximal mit $B_c(0) = 2B_{c1}$. Das Maximum der Abschirmströme $j(r)$ liegt im Abstand $r = \xi_v$ und entspricht nahezu der Paarbrechungsstromdichte [86]

$$j_d = \frac{\Phi_0}{3\sqrt{2}\pi\mu_0\lambda^2\xi} = \left(\frac{2}{3} \right)^{3/2} \frac{B_c}{\mu_0\lambda}. \quad (6.21)$$

j_d ist dabei die theoretische obere Grenze der kritischen Stromdichte, aber der die Cooper-Paare aufgebrochen werden. Die Cooper-Paardichte n_s verschwindet im Kern des Flusswirbels und steigt auf der charakteristischen Längenskala der GL-Kohärenzlänge ξ_{GL} auf einen Maximalwert $n_s(T)$ an. Die schematische Darstellung der radialen Abhängigkeit von Magnetfeld, Suprastromdichte und Cooper-Paardichte für einen ebenen Schnitt durch einen einzelnen Flusswirbel ist in Abb. 6.1 abgebildet.

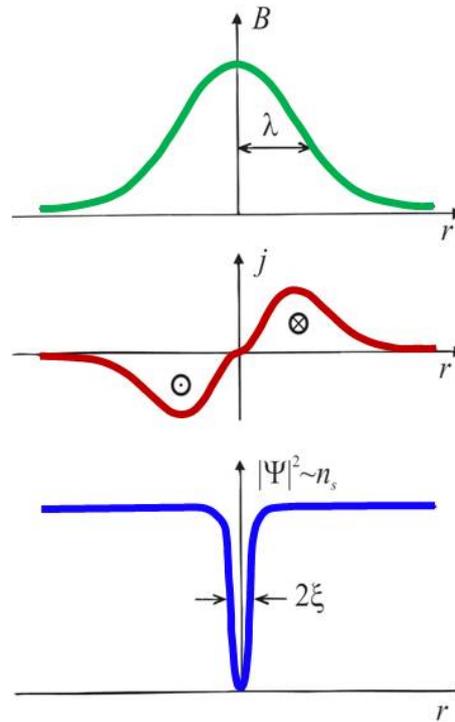


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der radialen Abhängigkeit von Magnetfeld B , Suprastromdichte j und der Cooper-Paardichte n_s für einen ebenen Schnitt durch einen einzelnen Flusswirbel.

6.2.2 Das Flusswirbelgitter

In diesem Abschnitt soll nicht nur ein einziger, isolierter Flusswirbel betrachtet werden, sondern ein Supraleiter 2. Art, in dem sich die Flusswirbel gegenseitig beeinflussen. Durch den Überlapp der Magnetfelder zweier benachbarter Flusswirbel kommt es zu einer zusätzlichen Wechselwirkungsenergie W_{12} . Die Wechselwirkungsenergie W_{12} zweier benachbarter Flusswirbel im Abstand r_{12} ist gegeben durch [87]

$$W_{12} = \frac{\Phi_0^2}{2\pi\mu_0\lambda_L^2} K_0\left(\frac{r_{12}}{\lambda_L}\right). \quad (6.22)$$

Diese ist repulsiv für den Fall, dass der Fluss der beiden Flusswirbel in die gleiche Richtung zeigt. Da ein physikalisches System immer versucht seine Energie zu minimieren, werden auch die Flusswirbel versuchen den Abstand zu den benachbarten Flusswirbel zu maximieren. Hierfür gibt es eine Lösung der GL-Gleichungen für das Innere eines Supraleiters in einem Magnetfeld, die die exakte Lösung für Supraleiter 2. Art (die nahe H_{c2} Gültigkeit besitzt) beschreibt. Hieraus folgt die wichtige Vorhersage, dass sich unmittelbar unter H_{c2} eine periodische Struktur von Flusswirbeln herausbildet. Die linearisierte GL-Gleichung ermöglicht es H_{c2} zu bestimmen, sie sagt allerdings nichts Konkretes über die Form der Lösung unterhalb von diesem Feld aus. Um diese zu erhalten, muss die nichtlineare GL-Gleichung gelöst werden. Geht man davon aus, dass man in der Umgebung von H_{c2} räumliche Variationen des B -Felds vernachlässigen kann, da die Magnetisierung für ein magnetisches Feld dicht

unter H_{c2} klein sein wird und man daher in guter Näherung $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ schreiben kann, so kann man $\vec{B}(\vec{r}) = (0, 0, B)$ als konstant betrachten sowie das Vektorpotential $\vec{A}(\vec{r}) = (0, xB, 0)$ wählen. Hiermit erhält man die nichtlineare GL-Gleichung [88]

$$\alpha(T)\Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi - \frac{\hbar}{2m} \left(\nabla + \frac{2eBi}{\hbar} x \vec{e}_y \right) \cdot \left(\nabla + \frac{2eBi}{\hbar} x \vec{e}_y \right) \Psi(\vec{r}) = 0. \quad (6.23)$$

Hierbei ist \vec{e}_y der Einheitsvektor in y -Richtung. Infinitesimal unterhalb H_{c2} ist Ψ nahezu null womit der kubische Term $\beta |\Psi|^2 \Psi$ wegfällt. Die anderen Terme sind linear in Ψ , womit die Gleichung linearisiert ist. Führt man die Zyklotronfrequenz $\omega_c = 2eB/m$ ein und beachtet, dass α negativ ist, da man eine Temperatur unterhalb T_c betrachtet, so kann die Gleichung in der Form

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \hbar \omega_c i x \frac{\partial}{\partial y} + \frac{m \omega_c^2}{2} x^2 \right) \Psi(\vec{r}) = |\alpha| \Psi(\vec{r}) \quad (6.24)$$

geschrieben werden. Diese Gleichung ist äquivalent zur Schrödinger-Gleichung für ein geladenes Teilchen im Magnetfeld und ihre Lösungen sind die Landau-Niveaus. Die Lösung hat die Form

$$\Psi(\vec{r}) = e^{i(k_y y + k_z z)} f(x) \quad (6.25)$$

und ist eine Überlagerung ebener Wellen in y - und z -Richtung, kombiniert mit einer unbekanntem Funktion $f(x)$. Um eine Gleichung für die unbekanntem Funktion zu finden, setzt man die Testfunktion in Gl. (6.24) ein und es ergibt sich mit $x_0 = -\hbar k_y / m \omega_c$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{m \omega_c^2}{2} (x - x_0)^2 f = \left(|\alpha| - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \right) f. \quad (6.26)$$

Gleichung (6.26) ist die Schrödinger-Gleichung für den harmonischen Oszillator, wenn der Koordinatenursprung von $x = 0$ nach $x = x_0$ verschoben wird.

Aus den Lösungen der linearisierten Gleichung ergibt sich, dass nur die Grundzustandslösungen $n = 0$ und $k_z = 0$ des harmonischen Oszillators signifikant sind. Allerdings gibt es unendlich viele entartete Zustände, die zu den verschiedenen k_y -Werten gehören. Diese sind durch

$$\Psi(\vec{r}) = C e^{i(k_y y)} e^{-(x-x_0)^2 / \xi(T)^2} \quad (6.27)$$

mit einer Normierungskonstanten C gegeben. Die Breite der durch Gl. (6.27) gegebenen Lösung ist gerade die GL-Kohärenzlänge $\xi(T)$. Will man nun eine Lösung finden, die periodisch in y ist und die Periode l_y hat, dann kann man die Werte von k_y auf $k_y = 2\pi n / l_y$ mit einer beliebigen positiven oder negativen ganzen Zahl n einschränken. Hiermit ergibt sich die Verschiebung der Landau-Niveaus zu

$$x_0 = -\frac{2\pi \hbar}{m \omega_c l_y} n = -\frac{\Phi_0}{B l_y} n. \quad (6.28)$$

Somit lautet die periodische Testlösung:

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty, \infty} C_n e^{i(2\pi n y / l_y)} e^{-(x+n\Phi_0 / B l_y)^2 / \xi(T)^2}. \quad (6.29)$$

Die Wahl und die Struktur der Koeffizienten C_n bestimmt die Struktur des periodischen Gitters, da sie so gewählt werden können, dass die freie Energie des Systems minimiert wird. Die periodische Testlösung ist zwar periodisch in y , aber nicht zwingend in x . Allerdings kann man sie periodisch in x machen, wenn die Koeffizienten für eine ganze Zahl ν die Bedingung $C_{n+\nu} = C_n$ erfüllen. Die Periode l_x ist dann gegeben durch $l_x = \nu\Phi_0/Bl_y$. So erhält man für den einfachsten Fall $\nu = 1$ beispielsweise ein einfaches quadratisches Gitter. Diese Lösung hat allerdings für freie Elektronen nicht die niedrigste Energie, sondern die Lösung für $\nu = 2$, die einem Dreiecksgitter entspricht. Der Energieunterschied zwischen einem Quadrat- und einem Dreiecksgitter liegt nur bei etwa 1,7%, so dass der Einfluss der speziellen Kristallsymmetrie von manchen Supraleitern dazu führt, dass diese nicht Dreiecksgitter, sondern ein quadratisches Flusswirbelgitter bevorzugen [87]. Ein quadratisches Flusswirbelgitter bzw. ein dreieckiges (hexagonales) Flusswirbelgitter ist in Abb. 6.2 zu sehen.

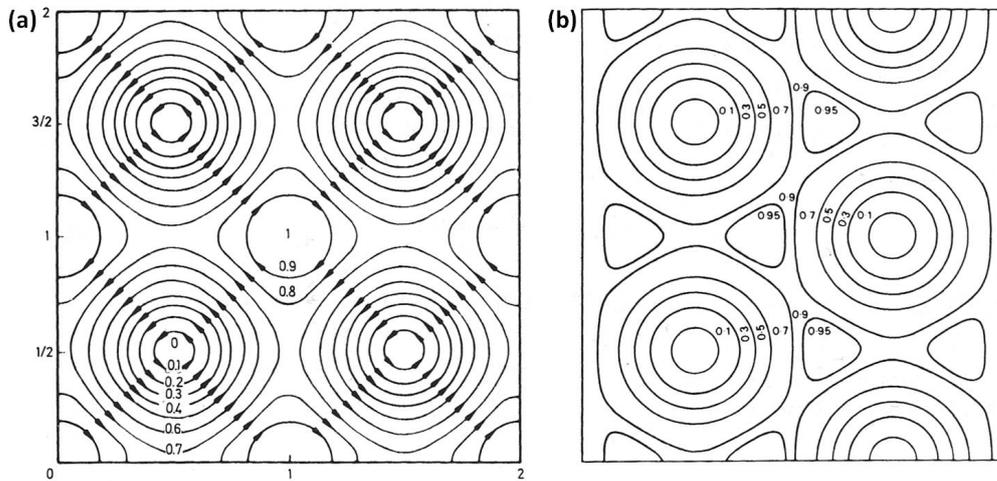


Abbildung 6.2: (a) Quadratisches Flusswirbelgitter. Die Achsenskalierung ist in Einheiten von $\sqrt{2}\pi\xi(T)$. (b) Dreieckiges (hexagonales) Flusswirbelgitter. Der Flusswirbelabstand beträgt $\sqrt{2}\pi\xi(T)/3^{1/4}$ [89].

6.3 Pinning der Flusswirbel

Wie bereits erwähnt, bilden die Flusswirbel periodische Gitteranordnungen, ähnlich wie bei einem Kristallgitter und diese Gitter sind dreieckig oder quadratisch. Für kommerzielle Anwendungen von (Hochtemperatur-) Supraleitern unter dem Einfluss von starken Strömen und Magnetfeldern sind thermische Fluktuationen zu berücksichtigen, da sich die Flusswirbel aufgrund thermischer Fluktuationen bewegen. Die Bewegung der Flusswirbel ist ursächlich verantwortlich für Dissipation in Supraleitern und supraleitenden Bauelementen. Die Unterbindung der Dissipation durch gezielte Verankerung (Pinning) der Flusswirbel durch so genannte Pinningzentren bildet daher eine der wichtigsten Voraussetzungen für die Optimierung von kryoelektronischen, supraleitenden Bauelementen. Man unterscheidet zwischen natürlichen

(z.B. Punktdefekte, Ausscheidungen, etc.) und künstlichen Pinningzentren (z. B. Antidots (Submikrolöcher), magnetische Punktstrukturen, etc.).

Um zu verstehen, warum die Bewegung der Flusswirbel Dissipation von Energie bedeutet, muss die Stromdichte im Flusswirbelgitter betrachtet werden. Denn wenn ein Strom J durch einen Typ-II Supraleiter in der Shubnikov-Phase angelegt wird, so erfahren die Flusswirbel eine Lorentz-Kraft pro Längeneinheit \vec{f}_L . Ohne Pinning der Flusswirbel führt dies zu einer Bewegung derselben senkrecht zum Transportstrom und zum Magnetfeld B .

$$\vec{f}_L = \vec{j} \times \vec{B}. \quad (6.30)$$

Fließen die Flusswirbel infolge dieser Kraft, wird Arbeit verrichtet und Energie dissipiert. Die Bewegung der Flusswirbel mit der Geschwindigkeit \vec{v}_L induziert ein elektrisches Feld parallel zur Stromrichtung:

$$\vec{E}_L = \vec{v}_L \times \vec{B}. \quad (6.31)$$

Durch die Bewegung der Flusslinien ist also kein widerstandsloser Stromtransport möglich. Durch Pinningzentren ist es allerdings möglich, eine Bewegung der Flusswirbel zu minimieren. Die mit dem Pinningzentrum verbundene Pinningkraft f_P wirkt der Lorentz-Kraft f_L entgegen. Ab einer kritischen Stromdichte j_c übersteigt die Lorentz-Kraft die maximale Pinningkraft und die Flusswirbel beginnen sich zu bewegen.

6.3.1 Pinningmechanismen

Die Anordnung von Flusswirbel eines Flusswirbelgitters in einem Typ-II Supraleiter mit Pinningzentren geschieht stets nach energetischen Gesichtspunkten. Dabei erfordert die Bildung eines jeden einzelnen Flusswirbels Energie. Je länger ein Flusswirbel ist, desto größer ist auch die Energie die aufgebracht werden muss, um diesen Flusswirbel zu erzeugen. Eine Abschätzung über diese Energie pro Länge ϵ^* erhält man durch Integration über die Ringströme [80]:

$$\epsilon^* = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\Phi_0}{\lambda} \right)^2 \cdot \ln \kappa. \quad (6.32)$$

Die Energie ϵ^* steigt quadratisch mit dem magnetischen Fluss in einem Flusswirbel an. Dies erklärt auch, warum es energetisch ungünstig für einen Flusswirbel ist, einen Fluss von mehr als einem Flussquant Φ_0 zu tragen.

In realen Proben kann die Gesamtenergie abgesenkt werden, wenn sich die Flusswirbel an Stellen mit reduziertem Ordnungsparameter, den Pinningzentren, aufhalten. Hier ist die Supraleitung bereits lokal unterdrückt und man spricht von „core-pinning“. Das „Core-Pinning“ ist besonders effektiv für Defekte auf der Größenskala von ξ und/oder λ . Außerdem kann es zu einem elektromagnetischen Pinning („magnetic pinning“) durch die magnetische attraktive Wechselwirkung zwischen dem Flusswirbel und einem Pinningzentrum (Defekte oder der Oberfläche) kommen, da Defekte im Supraleiter in einem Abstand der Größenordnung von λ vom Flusswirbel

zu Abweichungen des rotationssymmetrischen Kreisstroms führen (siehe Gl. (6.32)). Ein dritter Mechanismus des Pinnings ist das kollektive Pinning, hier werden Bündel aus mehreren Flusswirbeln an statistisch verteilten schwachen Pinningzentren, wie Sauerstoffleerstellen, verankert, da sich einzelne Flusswirbel aufgrund der Wechselwirkung mit ihren Nachbarn nicht „frei“ bewegen können.

Die Stärke der Pinningzentren wird durch eine Aktivierungsenergie $U(j, T, B)$ beschrieben. Übersteigt wie bereits oben erwähnt die Lorentzkraftdichte f_L die Pinningkraftdichte f_P , ist verlustfreier Stromtransport nicht mehr möglich, die Paarbrechungsstromdichte j_d ist erreicht. Bei erhöhten Temperaturen kommt es jedoch schon bei kleineren Stromdichten zu thermisch aktivierten Flusswirbelbewegungen. In konventionellen Supraleitern sind diese thermischen Effekte nur in einem sehr kleinen Temperaturbereich knapp unterhalb der Sprungtemperatur T_c messbar und spielen deshalb auch für Anwendungen keine Rolle.

6.3.2 Wechselwirkung zwischen Flusswirbeln und Antidots

Neben den aufgrund von kristallinen Defekten (wie Korngrenzen bzw. Versetzungen) und Verunreinigungen natürlicherweise vorkommenden Pinningzentren, kann man mit Hilfe von Lithographie gezielt künstliche Mikro- oder Nanolöcher in dünne supraleitende Filme einbringen. Durch das Einbringen von künstlichen Defekten ist es möglich, sowohl die Größe als auch die Geometrie der Pinningzentren zu kontrollieren. Da in dieser Arbeit mit Resonatoren mit Antidots gearbeitet wurde, soll sich dieses Unterkapitel mit der Wechselwirkung von Flusswirbel mit Antidots beschäftigen.

Für das Pinning von Flusswirbeln spielt nicht nur die Unterdrückung von Cooper-Paaren, sondern auch der Magnetfeldverlauf in einem Antidot oder in der näheren Umgebung eine wichtige Rolle. Deshalb sollen die Beiträge der einzelnen Mechanismen zum Pinning genauer beleuchtet werden, um eine Vorstellung davon zu erhalten, welche Rolle die Größe der Pinningzentren im Hinblick auf das Pinnen eines einzelnen Flusswirbels spielt.

In einer von *G.S. Mkrtchyan* und *V.V. Schmidt* [90] entwickelten Theorie im Rahmen der London-Theorie wird die Wechselwirkung von n Flusswirbeln mit einem einzelnen nichtleitenden Loch (Antidot) mit Radius $r \ll \lambda$ in einem Supraleiter berechnet. Da die Kohärenzlänge in der London-Theorie nicht enthalten ist und somit das „core-pinning“ vernachlässigt wird, wird hier nur der magnetische Anteil der Pinningkraft betrachtet. Es wird gezeigt, dass sich die Anwesenheit des Antidots energetisch günstig auf einen Flusswirbel in seiner Nähe auswirkt, das unbesetzte Antidot stellt einen Potentialtopf für den Flusswirbel dar. Mit zunehmender Anzahl von Flusswirbeln in diesem Antidot verringert sich die Tiefe des Potentialtopfes, gleichzeitig bildet sich ein Potentialwall zwischen dem Flusswirbel im Antidot und einem Flusswirbel im Unendlichen aus. Dies führt zu einem vielfachbesetzten Loch, dessen freie Energie im Inneren zwar geringer als die freie Energie des Flusswirbels im Unendlichen ist, das aber gleichzeitig einen Potentialwall an den Rändern aufweisen kann, der Flusswirbel in seiner Nähe abstößt.

6.4 Fluss-Eindringen

Einer der wichtigsten Eigenschaften eines Supraleiters für die technische Anwendung ist die kritische Stromdichte j_c . Ein hoher verlustfreier Strom ist allerdings nur gegeben, wenn eine hohe Stromdichte über den gesamten Querschnitt des Supraleiters vorliegt. Im thermodynamischen Gleichgewicht kann ein Strom allerdings nur in einer dünnen Oberflächenschicht fließen, da ein Strom im Volumen auch ein Magnetfeld zur Folge hätte. Daher ordnen sich die Flusswirbel in einem Abrikosov-Gitter an und auf mesoskopischer Skala ($> \lambda$) mitteln sich die Ströme um die Flusswirbel zu null.

Mit einer Erhöhung des angelegten Magnetfeldes ist ein Eindringen der Flusswirbel in ansteigender Anzahl in den Supraleiter verbunden. In einem perfekten supraleitenden Kristall, veranlasst die Interaktion zwischen der repulsiven Wechselwirkungsenergie zweier benachbarter Flusswirbel und dem „magnetischen Druck“ durch das angelegte Magnetfeld die Flusswirbel sich wie erwähnt in einem hexagonalen Abrikosov-Gitter anzuordnen. In einem realen Supraleiter befinden sich allerdings immer Defekte in der Kristallstruktur, die als Pinningzentren dienen und das Eindringen des magnetischen Flusses in Form von Flusswirbel dadurch beeinflusst wird. Durch das Pinnen der Flusswirbel an Materialdefekten bildet sich dabei ein spezifischer Flussdichtegradient ins Supraleiterinnere aus. Die Form der Flussverteilung hängt dabei maßgeblich von der Supraleitergeometrie sowie seiner Mikrostruktur ab. Das Zusammenspiel von Pinning mit einem externen Antrieb (angelegtes Magnetfeld) „drückt“ immer mehr Flusswirbel in den Supraleiter hinein, was in einem Nichtgleichgewichtszustand, dem sogenannten *kritischen Zustand* resultiert. In diesem kritischen Zustand ist die Flusswirbeldichte nahe der Oberflächen, wo die Flusswirbel in den Supraleiter eindringen, am höchsten. Dieser kritische Zustand wird als homogenes Feldeindringen in den Supraleiter bezeichnet und soll im Folgenden näher beleuchtet werden.

6.4.1 Bean-Modell

Die Beobachtung von irreversibler Magnetisierung und Hysterese bei Magnetisierungsmessungen in dünnen supraleitenden Filmen konnte mit der Betrachtung im thermodynamischen Gleichgewicht nicht erklärt werden und führte zu der Entwicklung des Bean-Modells, oder auch „kritischer Zustand“-Modell genannt [4]. Dieser kritische Zustand ist genau betrachtet nur metastabil und eben nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Grund dafür sind die Pinningzentren, die mit den Flusswirbeln wechselwirken und die Flusswirbel daran hindern, ihre Gleichgewichtsposition einzunehmen. Thermisch aktiviertes Flusskriechen der Flusswirbel ruft dabei eine schwache Dissipation hervor und führt zu einem stark nichtlinearen Zusammenhang des elektrischen Feldes \vec{E} und der Stromdichte j . Dabei hängt der Magnetisierungszustand stark von der Vorgeschichte der Probe ab.

Mit Hilfe des Bean-Modells kann auf einfache Art und Weise die Fluss- und Stromdichteverteilung in Supraleitern erhalten werden. Die Grundannahme des Bean-

Modells ist dabei eine konstante kritische Stromdichte j_c im flusseingedrungenen Bereich. Außerdem wird im Bean-Modell angenommen, dass in den flussfreien Regionen der Probe die Stromdichte null ist und daher auch Entmagnetisierungseffekte und Krümmungen der magnetischen Feldlinien vernachlässigbar sind. Desweiteren dringt der magnetische Fluss bereits bei einem äußeren Feld $H_{ext} > 0$ in die Probe ein, das heißt $H_{c1} = 0$. Eine sehr gute detaillierte Beschreibung des Bean-Modells findet sich beispielsweise in [9, 41].

Für lange und dünne Hohlzylinder in einem parallelen äußeren Magnetfeld H_{ext} , das entlang der z -Achse des Zylinders angelegt wird (nachdem die Probe im Nullfeld unterhalb T_c abgekühlt wurde), sagt das Bean-Modell eine stückweise lineare Steigung $|\partial B_z / \partial r| = \mu_0 j_c$ in dem Bereich wo magnetischer Fluss eingedrungen ist, voraus. Die Flusswirbel werden sich daher so ausrichten, dass ihre Dichte linear von den Rändern der Probe abfällt und ihre Steigung gerade $\mu_0 j_c$ entspricht, siehe Abb. 6.3 (a). In Abb. 6.3 (b) ist ein Set von Feldprofilen abgebildet, die an

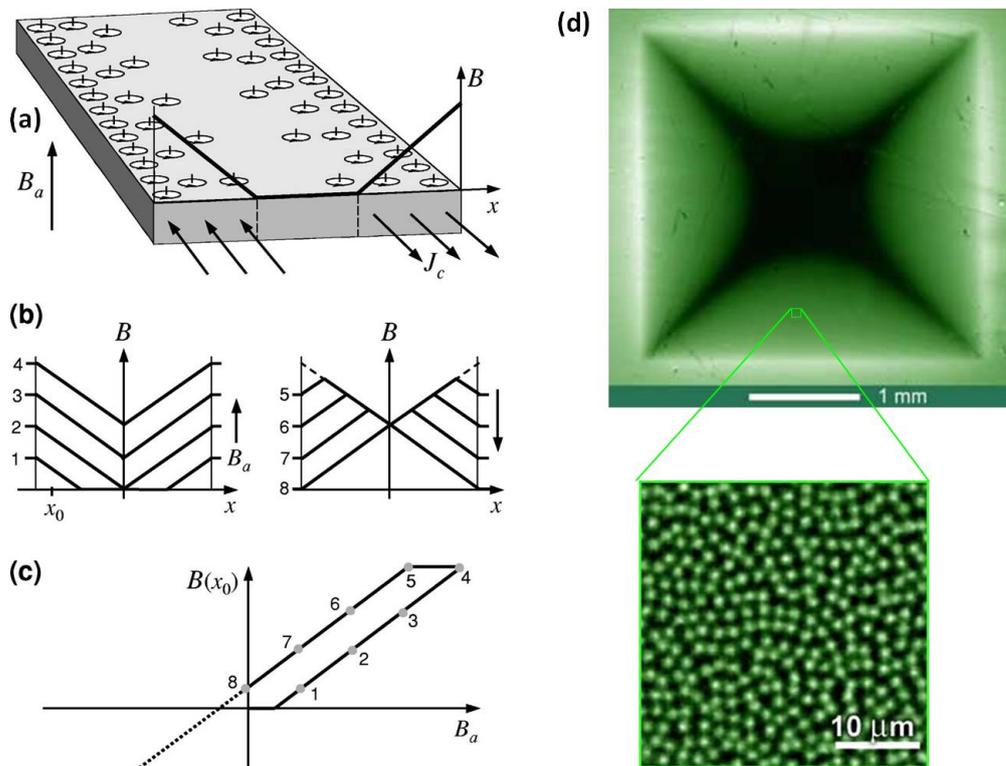


Abbildung 6.3: Bean's kritischer Zustand: (a) Verteilung der Flusswirbel, des inneren Magnetfelds und der Stromdichte in einem Supraleiter, der sich in einem äußeren Magnetfeld B_a befindet. (b) zeigt die inneren Feldprofile für steigende (links) und sinkende (rechts) äußere Magnetfelder B_a und (c) zeigt die Variation des lokalen Feldes bei x_0 während des Zyklus in (b) [9]. In (d) ist das Eindringen des magnetischen Flusses in Form von einzelnen Flusswirbel in einen dünnen supraleitenden $NbSe_2$ -Film mittels magnetooptischer Abbildung gezeigt. Der Film wurde im Nullfeld abgekühlt und einem zur Filmoberfläche senkrechten Magnetfeld ausgesetzt. Die hellen, in grün erscheinenden Bereiche geben die Bereiche mit magnetischem Fluss an. Nur die Ecken und der mittlere Bereich des supraleitenden Films bleiben flussfrei (komplett schwarz) [91].

verschiedenen Abschnitten während des steigenden (links) bzw. sinkenden (rechts) äußeren Magnetfeldes auftreten und (c) zeigt die Variation des lokalen Feldes bei x_0 während des Zyklus in (b). Abb. 6.3 (d) zeigt schließlich das Eindringen des magnetischen Flusses in Form von einzelnen Flusswirbel in einen dünnen supraleitenden $NbSe_2$ -Film. Der Film wurde dazu im Nullfeld abgekühlt und einem zur Filmoberfläche senkrechten Magnetfeld ausgesetzt. Die hellen, in grün erscheinenden Bereiche geben die Bereiche mit magnetischem Fluss an. Nur die Ecken und der mittlere Bereich des supraleitenden Films bleiben komplett flussfrei (komplett schwarz). Somit verhält sich das Eindringen des Flusses in den $NbSe_2$ -Film gänzlich nach dem Bean-Modell.

Man kann aber nicht nur die Feldverteilung magnetooptisch abbilden und hieraus j_c nach dem Bean-Modell bestimmen, sondern zusätzlich aus dem Magnetfeldgradienten auf die Größe des kritischen Stroms schließen. Annahmen sind, dass der kritische Strom j_c nicht vom Magnetfeld abhängt und sich nur bei Änderung des äußeren Magnetfeldes H_{ext} anpasst, das heißt thermisch aktivierte Relaxationsprozesse vernachlässigt werden. Abbildung 6.4 zeigt die Magnetfeld- bzw. die kritische Stromdichteverteilung wenn das externe Magnetfeld H_{ext} von Null auf einen Maximalwert hochgefahren und anschließend wieder auf Null zurückgefahren wird.

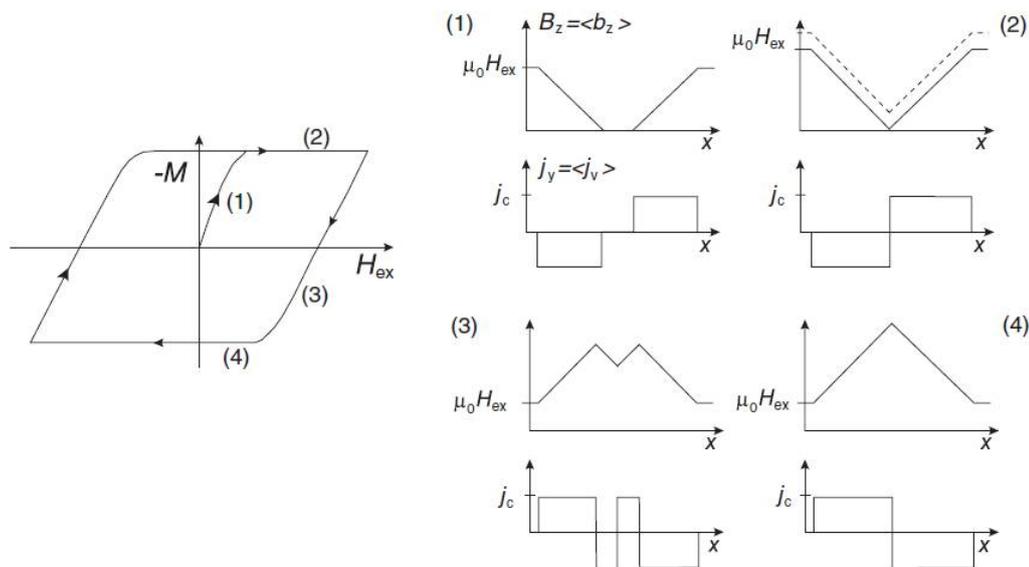


Abbildung 6.4: Magnetisierungskurve und die dazugehörigen Fluss- und Stromdichteverteilungen für einen langen dünnen supraleitenden Hohlzylinder nach dem Bean-Modell. H_{ext} ist dabei längs der Zylinderachse angelegt und $j_c(B)$ konstant, also unabhängig vom Magnetfeld. Desweiteren wird thermische Relaxation vernachlässigt. [41]

Bei Durchlaufen der in Abb. 6.4 gezeigten Hysteresekurve, können folgende Zustände beobachtet werden: Wenn der Supraleiter im Nullfeld abgekühlt wurde, zeigt er keine spontane Magnetisierung. Eine Magnetisierung entsteht wenn ein äußeres Magnetfeld angelegt wird. Der innerste Bereich des Supraleiters ist weiterhin feldfrei und der Strom fließt nur im Randbereich (1). Bei (2) ist der Supraleiter in Sättigung. Dies bedeutet, dass eine weitere Erhöhung des äußeren Feldes nicht

mehr zu einer Erhöhung der Magnetisierung führt. Es gibt einen scharfen Sprung der Stromdichteverteilung im Zentrum des Supraleiters. Auf dem abfallenden Ast der Magnetisierungskurve (3) sieht man nun, dass die Vorgeschichte des Supraleiters wichtig ist. Im Randbereich hat sich die Stromrichtung bereits umgedreht, allerdings verbleibt sie im Zentrum noch im vorangegangenen Zustand. Dies ändert sich erst mit Erreichen der entgegengesetzten Sättigungsmagnetisierung (4).

Trotz der Vereinfachungen im Bean-Modell, veranschaulicht das Modell die grundlegende Stromdichteverteilung für einen quadratischen, einkristallinen, dünnen Film oder Stegs. Für ausreichend hohe Magnetfelder dringt magnetischer Fluss in Form von einzelnen Flusswirbeln senkrecht zu den Rändern der supraleitenden Probe ein, wodurch sich vier Fluss- oder Stromdomänen bilden. Im Bean-Modell besitzt die Stromdichte nur eine Normalkomponente zur Flusswirbelbewegungsrichtung, so dass es zur Ausbildung sogenannter d^+ -Linien an den Berührungsflächen der Stromdomänen kommt. Entlang der unendlich scharfen d^+ -Linien liegt ein Sprung in der Tangentialkomponente der Stromdichte vor. Hier stellt sich in Abhängigkeit von der magnetischen Vorgeschichte der supraleitenden Probe ein Flussdichteminimum für teileingedrungene bzw. ein Flussdichteminimum für remanente Zustände ein.

Im teileingedrungenen Zustand nach Nullfeldkühlung im ansteigenden Magnetfeld führt das Pinning der Flusswirbel zu einem monotonen Abfallen der Flussdichte ins Innere des Supraleiters. Der darausfolgende Gradient in der Flussdichteverteilung bewirkt nach $|\partial B_z / \partial r| = \mu_0 j_c$ einen kritischen Strom im Supraleiter. Da nach Nullfeldkühlung die Flusswirbelbewegungsrichtung für teileingedrungene Zustände im ansteigenden Magnetfeld aufgrund der Lorentz-Kraft stets in Innere des Supraleiters gerichtet ist, kehrt sich die Stromflussrichtung für gegenüberliegende Stromdomänen um. Dies ist in Abb. 6.5 zu sehen. Der Strompfad im Supraleiter ist geschlossen, das

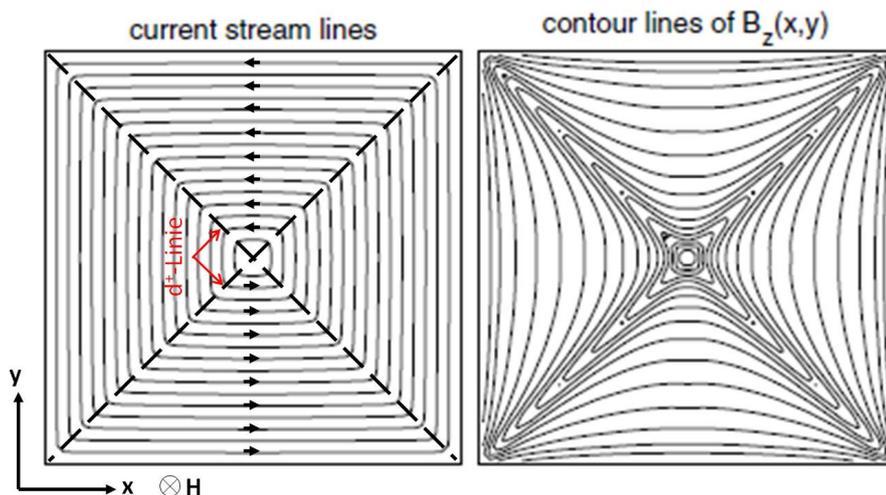


Abbildung 6.5: Stromlinienverteilung (links) bzw. Konturlinien des Magnetfeldes (rechts) entsprechend dem Bean-Modell für einen quadratischen, supraleitenden Film. Der Abstand zwischen den Stromlinien gibt die Stromdichte an. Im Bean-Modell kann Fluss die d^+ -Linien nicht kreuzen. Die Pfeile kennzeichnen die Stromflussrichtung. Modifiziert aus [92].

heißt es gilt $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$. Deshalb verlaufen die Stromlinien in Abb. 6.5 parallel zu

den Kanten des Quadrats bzw. Steges. Entsprechend der Bedingung $j_c = \text{konstant}$ weisen die Stromlinien gleiche Abstände zueinander auf. An den d^+ -Linien knicken die Stromlinien scharf ab.

Wird ein kreisförmiger Defekt, der schlechtere supraleitende Eigenschaften als der Rest des supraleitenden Filmes besitzt, in einer der Domänen eingebracht, so führt dies aufgrund der Abwesenheit von Quellen und Senken für den Strom zu einer Umverteilung des Stromflusses und hat daher auch Einfluss auf die Form des Eindringens des Flusses an dieser Stelle. Diejenigen Stromlinien, die den Defekt kreuzen würden, fließen stattdessen um ihn herum und bilden zusätzliche, parabel-förmige d^+ -Linien. Dies ist in Abb. 6.6 abgebildet. Im Bean-Modell besteht keine

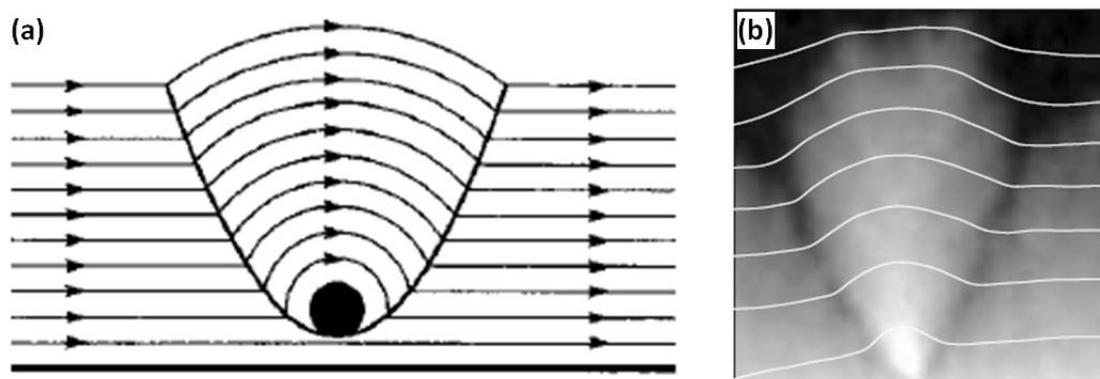


Abbildung 6.6: Stromlinienverteilung (a) entsprechend dem Bean-Modell für einen supraleitenden Film mit einem kreisförmigen, stromunterdrückenden Defekt. Der Abstand zwischen den Stromlinien gibt die Stromdichte an. Im Bean-Modell kann Fluss die d^+ -Linien nicht kreuzen, so dass der Einfluss der Defekte auf die jeweiligen Stromdomäne beschränkt bleibt. Die Pfeile kennzeichnen die Stromflussrichtung. (b) Magnetische Flussverteilung am kreisförmigen, stromunterdrückenden Defekt mit überlagerter Stromlinienverteilung [41].

Möglichkeit beispielsweise durch ein Aufweiten der d^+ -Linien die Störung durch den Defekt abzubauen. Infolgedessen würde sich die geänderte Stromdichteverteilung in der kompletten Stromdomäne fortsetzen, unabhängig von der lateralen Ausdehnung des Films.

Das Bean-Modell ist für die in dieser Arbeit untersuchten Niob-Resonatoren nur bedingt anwendbar, stellt aber eine erste leicht zugängliche Näherung dar. Ein alternatives Modell der Flussdichteverteilung in Dünnsfilm-Geometrien stellt das sogenannte Norris-Brandt-Indenbom (NBI)-Modell dar [93]. Dieses ist das Bean-Modell, welches auf die Geometrie von dünnen supraleitenden Streifen in senkrechten Magnetfeldern angepasst wird. Es wird im Abschnitt 7.2 ausführlich diskutiert.

6.4.2 Dendritische Flusslawinen

Dendritische Strukturen sind ein weit verbreitetes Phänomen. So treten sie beispielsweise beim Pflanzenwachstum, bei zellularen Automaten, in der Molekulardynamik, allgemein in der Entwicklungsbiologie und sogar in der Evolution auf [94, 95, 96].

Hierbei spielt vor allem die Lawindynamik der dendritischen Strukturen eine wichtige Rolle. Als Beispiel soll hier ein Bild dendritischer Lawinenstrukturen in Steinspalten dienen, die völlig anorganischen Ursprungs sind, siehe Abb. 6.7.



Abbildung 6.7: Dendritische Strukturen mineralhaltiger Flüssigkeiten in Steinspalten [persönliche Kommunikation mit Hans Meinhardt].

Hierbei sind mineralhaltige Flüssigkeiten von außen in Steinspalten eingedrungen und haben diese Spalten vergrößert. Dadurch konnten die mineralhaltigen Flüssigkeiten weiter eindringen, was wiederum zu einer Vergrößerung der Spalten führte, usw. Als Resultat ergibt sich ein dendritisches Muster, wobei die Dendriten lawinenartig vom Rand aus in die Felsspalte hineingewachsen sind.

Ein analoges Verhalten zu den dendritischen Strukturen in der Natur ist auch aus der Physik in der Flusslawinen-Dynamik in Typ-II Supraleitern unter bestimmten Voraussetzungen bekannt, wenn man das Eindringen magnetischen Flusses in eine Dünnschicht-Probe betrachtet. Flusslawinen in Typ-II Supraleitern entstehen, wenn der Zustand mit konstanter (kritischer) Stromdichte, welcher durch das Pinning des magnetischen Flusses bestimmt wird, plötzlich kollabiert. Flusslawinen treten aufgrund zweier fundamentaler Gründe auf:

- 1.) Das Eindringen des magnetischen Flusses (vornehmlich in Form von Vortizes) setzt Energie frei und erhöht somit die lokale Temperatur. Diesen Prozess nennt man selbst-organisierter kritischer Zustand („self-organized criticality“ (SOC)) [97]. Die Flusslawinen sind somit dynamisch getriebene Flusslawinen. Sie kommen dann vor, wenn das äußere Magnetfeld behutsam hochgefahren wird und die Flusswirbel ausreichend langsam in den Supraleiter eingebracht werden. Man erwartet dann, die Dynamik der Flusswirbel mittels ihrer gegenseitiger Abstoßung und Wechselwirkung mit den Pinningzentren kontrollieren zu können.

2.) Die Erhöhung der Temperatur reduziert wiederum das Fluss-Pinning und ermöglicht weitere Fluss-Dynamik in Form von sogenannten Flusssprüngen („flux jumps“), die aufgrund der thermischen Prozesse ausgelöst werden. Wird also das äußere Magnetfeld schnell erhöht und sind die Wärmekapazität und -leitfähigkeit der Probe klein, so wird Wärme aufgrund der Bewegung der Flusswirbel, die in den Supraleiter hinein“stürzen“, dissipiert und die lokale Temperatur wird in diesem Bereich ansteigen. Diese Erhöhung der lokalen Temperatur führt dazu, dass weitere Flusswirbel aus ihren Pinningzentren losgelöst werden können (wenn die Wärme nicht schnell genug abgeführt werden kann), was in einer weiteren Bewegung von Flusswirbel resultiert, die wiederum zu einer weiteren Erwärmung führt und so weiter. Dieser positive Rückkopplungsprozess kann den kritischen Zustand in einem großen Bereich des Supraleiters zerstören und sich in einen plötzlichen Abfall der Magnetisierung umwandeln, was sich in (meist) dendritischen Flusslawinen äußert. Dieser Rückkopplungsprozess wird thermomagnetische Instabilität genannt [98, 99, 100, 101, 9, 102]. Die Flusslawinen sind somit im Falle der thermomagnetischen Instabilität thermisch getriebene Flusslawinen.

Flusssprünge aufgrund von thermomagnetischer Instabilität sind mit dendritischen Strukturen in der Bewegung der Flusswirbel verbunden, wenn ein äußeres Magnetfeld (abrupt) erhöht wird. Pro Volumeneinheit erzeugt die Bewegung Wärme im Verhältnis von $j_c E$, wobei E das elektrische Feld bezeichnet. Aufgrund dieser Dissipation sinkt die kritische Stromdichte und dadurch auch die Abschirmung und daher dringen mehr Flusswirbel in den Supraleiter ein. Der Supraleiter ist stabil, wenn die Wärmedissipation die Wärmeleitfähigkeit des Supraleiters nicht überschreitet. Ein allgemeines Stabilitätskriterium für Flusssprünge, die zu Beginn eines jeden Dendriten zu finden sind, ist gegeben durch [100]:

$$\frac{\mu_0 j_c(T) w^2}{c} \left| \frac{dj_c}{dT} \right| \equiv \beta < 1, \quad (6.33)$$

wobei c die spezifische Wärmekapazität und w die Probenausdehnung des Supraleiters darstellt. j_c beschreibt wiederum die kritische Stromdichte und μ_0 die magnetische Feldkonstante. Für $\beta > 1$ kommt es bei kleinen Störungen aufgrund der positiven Rückkopplung zu einem Flusssprung, woraus sich ein Dendrit entwickeln kann. Wie Gl. (6.33) zeigt, spielen die thermischen Eigenschaften des Supraleiters eine wesentliche Rolle. Entscheidend ist dabei, auf welcher Zeitskala die Wärme entsteht und auf welcher sie wieder abfließen kann. Der erste Flusssprung findet dann statt, wenn das äußere Magnetfeld einen kritischen Wert $B_{fj} = \sqrt{\mu_0 c (T_c - T)}$ erreicht. Außerdem beschreibt B_{fj} das Feldintervall zwischen hintereinander auftretenden Flusssprüngen, was beispielsweise in [103] anhand von Magnetisierungskurven nachgewiesen werden konnte.

Dendritische Flusslawinen in Typ-II Supraleitern wurden zum ersten Mal an Scheiben aus Niob beobachtet [104]. Dabei konnte experimentell nachgewiesen werden, dass magnetischer Fluss in Form von Flusswirbeln lawinenartig in die Niobscheiben eindrang. Eine zentrale Beobachtung dabei war, dass sich bei Auftreten dieses Flusseindringens Gasblasen auf der Oberfläche bildeten. Dies deutet auf eine starke Wärmeentwicklung im Niob hin. Es gibt deutliche Hinweise, dass es sich bei dieser Art der Instabilität um einer thermomagnetischen Instabilität handelt.

Desweiteren konnte Flusslawinen-Dynamik aufgrund thermomagnetischer Instabilität bereits in vielen unterschiedlichen supraleitenden Filmen wie Nb, Pb, Nb₃Sn, NbN, MgB₂, oder YNi₂B₂C nachgewiesen werden [105, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 112]. Das Magnetfeld wurde hierbei jeweils senkrecht zur supraleitenden Filmoberfläche angelegt. Die Flusslawinen treten meist in Form von dendritischen Strukturen auf. Als Beispiel hierfür soll ein typisches Bild dendritischer Flusslawinen in einem MgB₂-Film dienen, siehe Abb. 6.8. Ein Verständnis für die dendritischen Fluss-

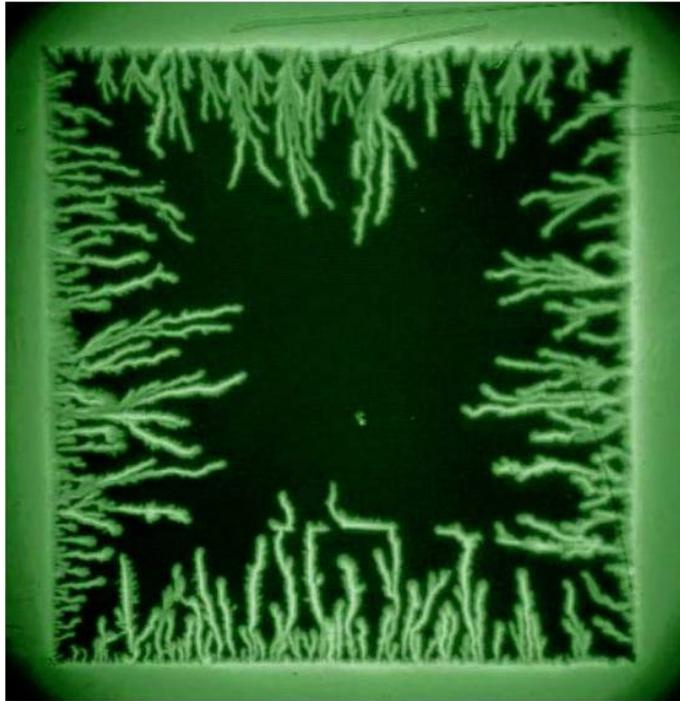


Abbildung 6.8: Typisches Bild dendritischer Flusslawinen in einem MgB₂-Film. Die Probe ist hierbei ein $5 \times 5 \text{ mm}^2$, 300 nm dicker MgB₂-Film auf einem Al₂O₃ (1102) Substrat [107].

sprünge in supraleitenden Filmen liefert das Modell von Denisov *et al.* [99]. Die Autoren berücksichtigen die nichtlokale Elektrodynamik in einem supraleitenden Streifen und dessen thermische Kopplung zum Substrat und lösen die thermische Diffusionsgleichung verknüpft mit den Maxwell-Gleichungen. In diesem Modell hängen daher die Resultate entscheidend sowohl von der effektiven Wärmeübergangsrate h_0 als auch von der Probendicke d ab. Für eine detaillierte Beschreibung und der Theorie des Modells sei auf [99] verwiesen. An dieser Stelle sollen kurz die für diese Doktorarbeit relevanten Resultate präsentiert werden.

Im Modell wird ein dimensionsloser Parameter $\tau \equiv \mu_0 \kappa \sigma / C$ eingeführt, wobei $\sigma \equiv \partial j / \partial E$ ist. Hierin beschreibt μ_0 die magnetische Feldkonstante, C die Wärmekapazität und κ die thermische Leitfähigkeit. Je kleiner τ ist, desto langsamer diffundiert Wärme von der gestörten Region in umliegende Regionen. Infolgedessen erwartet man für immer kleiner werdende Werte von τ , dass der Supraleiter erstens instabiler und zweitens die Bildung von nicht-uniformen (dendritischen) Strukturen, induziert durch die Instabilität, günstiger wird. Das Kriterium der Instabilität lässt

sich über den Faktor $h\tau$ bestimmen, hierbei ist $h \propto \frac{h_0 C}{j_c^2 \kappa d}$. Die Instabilität wird erst stattfinden, wenn $h\tau < 1$ ist. Ist $h\tau > 1$, so wird der supraleitende Streifen (egal welcher Breite) stabil bleiben, ganz gleich wie groß ein angelegtes Magnetfeld ist. Die von der Breite des supraleitenden Streifens unabhängige Stabilität bedeutet, dass bei $h\tau > 1$ die Wärmedissipation aufgrund von Flussdynamik langsamer ist als die Wärmeabfuhr in das Substrat.

Zusammenfassend kann man folgern, dass sich für große Werte von τ die Instabilität gleichförmig ausbildet, während sie für kleine Werte von τ eine dendritische Struktur annimmt. Somit muss es einen kritischen Wert τ_c und damit via $E \propto j_c \mu_0 \kappa / C \tau$ auch ein kritisches elektrisches Feld $E_c(h_0)$ geben, welches zwei Arten von Instabilitäten voneinander trennt: dendritische Instabilität ($E > E_c$) und uniforme Instabilität ($E < E_c$). Dies ist in Abb. 6.9 dargestellt. Die blaue Gerade in

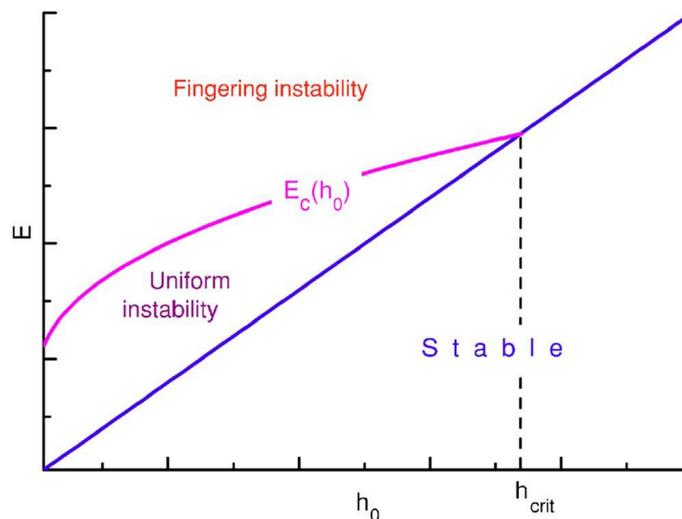


Abbildung 6.9: Stabilitäts-Diagramm in der elektrischen Feld-Ebene. h_0 ist hierbei der effektive Wärmeübergangskoeffizient [99].

der Abbildung stellt $h\tau = 1$ dar. Unterhalb dieser Geraden weist der Supraleiter keine Instabilität auf. Bei einem kritischen Wert des Wärmeübergangskoeffizienten $h_0 = h_{crit}$ schneiden sich die $E_c(h_0)$ -Kurve und die blaue Gerade. Für jeden Wert von (h_0, E) in der stabilen Region des Stabilitäts-Diagramms ist auch die Flussverteilung für ein beliebig angelegtes Magnetfeld stabil. Für Werte von (h_0, E) , die der Instabilitätsregion angehören, entsteht die Instabilität oberhalb eines gewissen Schwellenwertes des Magnetfeldes. Diese Schwellenwerte werden bezeichnet mit $H_{dendr}(h_0, E)$ für eine dendritische Instabilität, bzw. mit $H_{uni}(h_0, E)$ für eine uniforme Instabilität.

In dieser Doktorarbeit wurde ein Niob-Einkristall magnetooptisch untersucht. Hierbei konnten dendritische Flusslawinen abgebildet werden, die sich aufgrund thermomagnetischer Instabilität im Bulk bilden. Zu der Möglichkeit eine dendritische Instabilität in einem Bulk-Supraleiter erhalten zu können, macht das Modell von Denisov *et al.* ebenfalls eine Aussage. Im Modell von Denisov *et al.* kommt es zusammenfassend zur Ausbildung einer dendritischen Instabilität, wenn das elektrische Hintergrundfeld im supraleitenden Dünnsfilm einen gewissen kritischen Wert

E_c überschreitet ($E > E_c$) und gleichzeitig das Magnetfeld einen gewissen Schwellenwert H_{dendr} überschreitet ($H > H_{dendr}$). Genau dieselben Ergebnisse erhält man auch im Falle einer supraleitenden Platte, was einem Bulk-Supraleiter sehr nahe kommt [102]. Deshalb soll von Bulk-Supraleiter anstelle von supraleitender Platte die Rede sein. Im Falle eines Bulk-Supraleiters sind allerdings die Werte für E_c und H_{dendr} verschieden zu denen in supraleitenden Dünnschichten auf einem Substrat. Vergleicht man Werte für das kritische elektrische Hintergrundfeld E_c in Dünnschicht bzw. Bulk-Material, so kommt man mit typischen Parametern für Tieftemperatur-Supraleiter bei Helium-Temperatur $j_c = 10^{10}$ A/m², $C = 10^3$ J/Km³, $\kappa = 10^{-2}$ W/Km und $d = 0,3$ μm auf einen Wert von $E_c = 4 \times 10^{-4}$ V/m für einen Dünnschicht bzw. $E_c = 0,1$ V/m für einen Bulk-Supraleiter bei einer Finger-Breite $d_y = 3\mu\text{m}$ für $E \sim E_c$ und einer Einschwingzeit der Instabilität im μs -Bereich. Infolgedessen ist die Ausbildung einer thermomagnetischen Instabilität in dendritische Strukturen im Dünnschicht sehr viel wahrscheinlicher als in einem Bulk-Supraleiter. Man beachte, dass das für die dendritische Instabilität benötigte elektrische Feld im Bulk-Supraleiter nicht gerade klein ist. Die hierzu benötigte Ramp-Rate für das Magnetfeld, die das elektrische Feld E_c induziert, ist als Abschätzung in der Größenordnung von 10^2 T/s [102]. Wie man erkennen kann ist es vergleichsweise schwer das dendritische Instabilitäts-Kriterium $E > E_c$ zu erfüllen. Das scheint auch der Grund zu sein, warum bisher in Bulk-Supraleitern keine dendritische Strukturen abgebildet werden konnten. Zudem sollte vermerkt werden, dass es in Dünnschichten sehr viel wahrscheinlicher zu einer Störung des elektrischen Feldes kommt, die die gesamte Probendicke beeinflusst, als in Bulk-Proben, wo es nur kleine Teile in der Bulk-Probe betrifft. Außerdem ist der Schwellenwert des Magnetfeldes H_{dendr} für die dendritische Instabilität sehr viel kleiner für Dünnschichten als er es in Bulk-Supraleitern ist. Daher sollte in einem Dünnschicht die dendritische Instabilität bei viel kleineren angelegten Magnetfeldern als in Bulk-Proben beginnen.

Im Folgenden soll auf besondere Merkmale der dendritischen Flusslawinen in Dünnschichten eingegangen werden. Ein wichtiges Merkmal in supraleitenden Schichten ist, dass eine dendritische Instabilität nur unterhalb einer gewissen Schwellentemperatur auftritt, vgl. [105, 113]. Oberhalb der Schwellentemperatur tritt der Fluss uniform in die Probe ein. Diese beiden Fälle sind exemplarisch in Abb. 6.10 und Abb. 6.11 an diversen Nb-Dünnschichten dargestellt.

Wie man anhand der Abbildungen erkennen kann, liegt die Schwellentemperatur für Niob-Dünnschichten bei 6,2 K, was einem $T/T_c \approx 0,67$ entspricht. Oberhalb $T/T_c \approx 0,67$ sind keinerlei dendritische Strukturen beobachtbar und der Fluss dringt in normaler, Bean-Modell-artiger Weise in den Dünnschicht ein.

Ein weiteres Merkmal dendritischer Flusslawinen in supraleitenden Schichten, verursacht durch thermomagnetische Instabilität, ist die Nichtreproduzierbarkeit der dendritischen Muster, wenn man das Experiment unter denselben Bedingungen mehrfach wiederholt. Dies ist in Abb. 6.12 dargestellt. Die Nichtreproduzierbarkeit weist darauf hin, dass die Verästelung der Dendriten nicht direkt der Pinning-Landschaft oder der Nicht-Uniformität im supraleitenden Schicht geschuldet sind. Weiterhin sind auch Merkmale wie eine schnelle Flussdynamik, eine vergrößerte Verästelung bei höheren Temperaturen, ein bevorzugter Nukleationspunkt und die Exis-

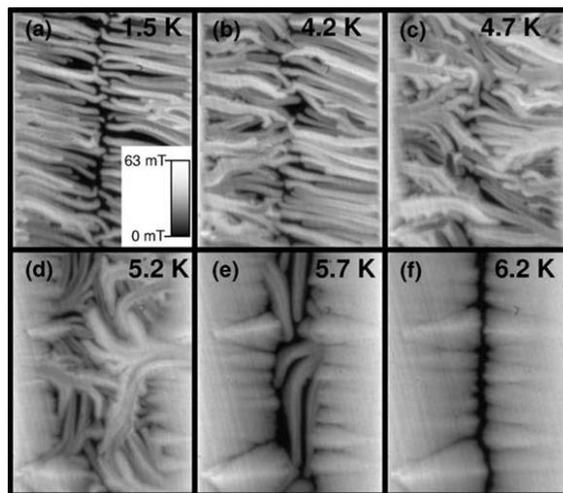


Abbildung 6.10: Magnetische Flussverteilung in einem 500 nm dicken Nb-Dünnsfilm auf einem Saphir-Substrat unter Nullfeld-Abkühl-Bedingungen. Ein Magnetfeld von 40 mT wurde anschließend für die verschiedenen abgebildeten Temperaturen in (a)-(f) angelegt. Die Maßstabsskala in (a) deutet das lokale Magnetfeld B_z an [105].

tenz eines Schwellenwertes für das Magnetfeld typisch für dendritische Flusslawinen [99, 107, 114].

6.5 Abbildungsprinzip der magnetischen Flussverteilung in einem Typ-II Supraleiter

Nun soll auf das Abbildungsprinzip der magnetischen Flussverteilung in einem Supraleiter eingegangen werden. Aufgrund der Tatsache, dass Supraleiter nur einen sehr kleinen Kerr-Effekt (z.B. Kerr-Drehung von Hochtemperatursupraleiter $\leq 3 \cdot 10^{-4} \text{°/mT}$ [115, 116]) zeigen, wird mit Hilfe einer darüberliegenden magnetooptisch aktiven Indikatorschicht die magnetische Flussverteilung in einem Supraleiter indirekt abgebildet. Dabei basiert das Messprinzip auf dem Faraday-Effekt. Die magnetooptische Schicht kann auf einem separaten Substrat aufgebracht sein, das dann wiederum auf den Supraleiter geklemmt bzw. gelegt und mit Aluminiumstreifen am Verrutschen gehindert wird. Die schematische Darstellung des magnetooptischen Messprinzips ist in Abb. 6.13 dargestellt.

Eine andere Möglichkeit ist das direkte Aufbringen der magnetooptischen Schicht auf den Supraleiter, beispielsweise durch thermisches Verdampfen geeigneter Materialien wie Europiumselenid (EuSe). Da der Supraleiter meist selbst keine idealen Reflektionseigenschaften besitzt, wird eine zusätzliche Spiegelschicht aus Aluminium oder Titan zur Kontrastverstärkung verwendet. Die Spiegelschicht befindet sich zwischen dem Supraleiter und der magnetooptischen Schicht, siehe Abb. 6.13.

Bei Indikatorfilmen wie Europiumselenid (EuSe) hängt die Faraday-Drehung nach Gleichung (2.19) von der durchquerten Länge l der magnetooptischen Indikatorschicht ab. Bei Indikatorfilmen mit in-plane Magnetisierung wie die Eisengranatfilme

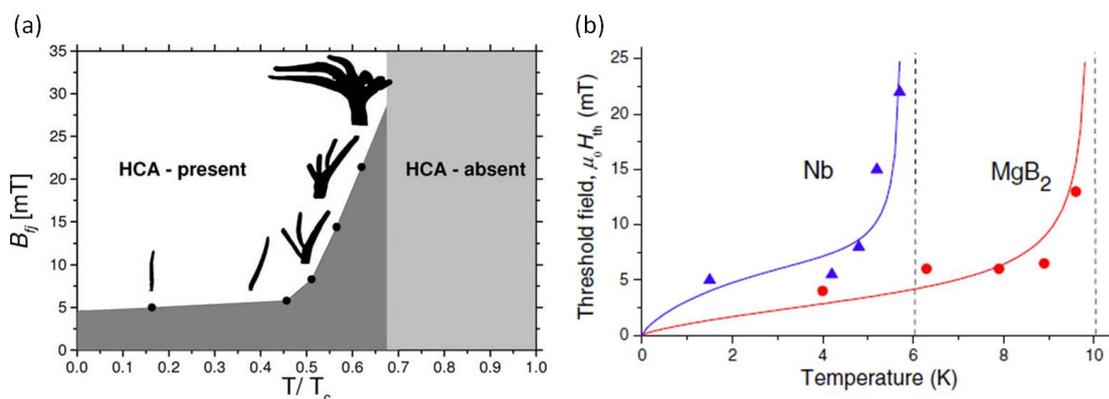


Abbildung 6.11: (a) Phasendiagramm für die Ausbildung von dendritischen Strukturen in Nb-Dünnschichten. Die Punkte im Diagramm symbolisieren das erste Schwellenfeld (jump field) B_{fj} , den Beginn des Regimes, wo dendritische Strukturen (huge compact avalanches HCA) vorhanden sind. Oberhalb $T/T_c \approx 0,67$ sind keine dendritischen Strukturen beobachtbar. In der Abbildung sind die typischerweise beobachtbaren Dendritenstrukturen in schwarz abgebildet. Mit ansteigender Temperatur werden die Dendritenstrukturen größer und verzweigen sich mehr [105]. (b) Temperaturabhängigkeit des magnetischen Schwellenfeldes. Die Daten wurden hierbei für eine 5 mm breite MgB_2 -Probe bzw. einem 1,8 mm breiten Nb-Dünnschicht erzielt. Die durchgezogenen Linien sind theoretische Kurven und die gestrichelten Linien geben die Schwellentemperatur an, oberhalb derer die Instabilität verschwindet [113].

ist Gleichung (2.19) nicht gültig, da diese Materialien eine spontane Magnetisierung der magnetooptisch aktiven Schicht aufweisen. Wenn ein externes Feld H_z senkrecht zur Filmebene angelegt wird, wird der Magnetisierungsvektor \vec{M} aus der Ebene um einen Winkel

$$\phi = \arctan \frac{H_z}{H_k} \quad (6.34)$$

herausgedreht. H_k ist dabei das sogenannte Anisotropiefeld. Ähnlich wie bei paramagnetischen Materialien wird linear polarisiertes Licht um einen Winkel α gedreht, der proportional zur Magnetisierung M_z ist. Die Existenz einer spontanen Magnetisierung führt allerdings zu einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Normalkomponente M_z und dem externen Feld H_z , aus welchem die Faraday-Drehung

$$\Theta = cM_z = cM_s \sin \phi = cM_s \sin \left[\arctan \left(\frac{H_z}{H_k} \right) \right] \quad (6.35)$$

folgt. M_s ist die spontane Magnetisierung und c eine Materialkonstante, die die Stelle der Verdet-Konstanten einnimmt. Gleichung (6.35) ist nur dann anwendbar, wenn magnetische Hysterese vernachlässigt werden kann. Aus Gl. (6.35) kann man sehen, dass die magnetische Empfindlichkeit und die zugänglichen Feldbereiche gegeneinander arbeiten. Möchte man eine hohe Empfindlichkeit (kleines Anisotropiefeld H_k), so geht der Eisengranat schon bei geringeren externen Feldern H_z in Sättigung, was den Einsatz auf geringe Felder beschränkt. Typische Werte für das Anisotropiefeld liegen bei $\mu_0 H \approx 100 - 300$ mT, wobei durch spezielle Dotierung Werte von bis zu 1 T erreicht wurden [117].

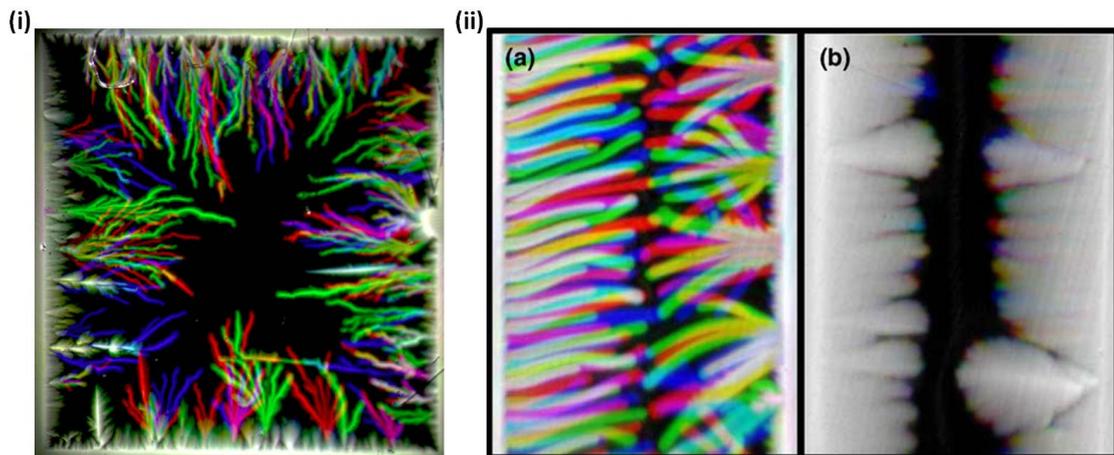


Abbildung 6.12: (i) Überlagerung von drei magnetooptischen Bildern (in rot, grün und blau) im selben MgB_2 -Film wie in Abb. 6.8 unter denselben Bedingungen eines angelegten Magnetfeldes von $B_a = 22$ mT bei einer Temperatur von $T = 9,2$ K in drei aufeinanderfolgenden Versuchsläufen [107]. (ii) Überlagerung von drei magnetooptischen Bildern (in rot, grün und blau) im selben 500 nm dicken Nb-Dünnsfilm wie in Abb. 6.10 in drei aufeinanderfolgenden Versuchsläufen bei einem angelegten Magnetfeld von $B_a = 20$ mT. (a) Bei 4,2 K sieht man einzelne Farben der dendritischen Strukturen, was auf die Nichtreproduzierbarkeit der einzelnen Dendriten hinweist. (b) Bei einer Temperatur von 6,7 K sind keine dendritischen Strukturen mehr zu sehen und das Flusseindringen ist reproduzierbar [105].

Bei der Kalibrierung von magnetooptischen Aufnahmen sind Streufelder oft ein Problem, da H_x - und H_y -Komponenten an den Magnetisierungsvektor \vec{M}_s koppeln. Dies kann den Drehwinkel deutlich reduzieren [118] und macht quantitative Aussagen deutlich schwieriger. Für die meisten Anwendungen dürfte allerdings eine lineare Beziehung bei Beschränkung auf kleine Feldstärken ausreichen.

Zur Abbildung der magnetischen Flussverteilung wird ein Polarisationsmikroskop mit einem Auflichtstrahlengang verwendet. Das aus dem Mikroskop kommende linear polarisierte Licht durchdringt die magnetooptische Schicht und wird an der Spiegelschicht reflektiert. Bevor es wieder in das Polarisationsmikroskop gelangt, durchdringt es ein zweites Mal die magnetooptische Schicht. In Abhängigkeit von der Normalkomponente der lokalen Magnetisierung M_z der magnetooptischen Schicht wird die Polarisationssebene des linear polarisierten Lichts bei der Transmission durch die magnetooptische Schicht gedreht (siehe Kapitel 2.1). Aufgrund der Vorzugsrichtung durch das Magnetfeld addiert sich die Drehung beim Hin- und Rückweg. Dadurch ist die Drehung um einen Faktor zwei größer als beim einfachen Durchgang. Nachdem das linear polarisierte Licht den Analysator passiert hat, kann mit Hilfe eines Bilderfassungssystem (beispielsweise einer CCD-Kamera) ein hell-dunkel Kontrastbild von der Magnetisierungsverteilung $M_z(x, y)$ in der magnetooptischen Schicht aufgenommen werden. Die Magnetisierungskomponente M_z hängt dabei direkt von der Magnetfeldkomponente B_z ab, die an der Oberfläche des darunterliegenden Supraleiters herrscht. In einem magnetooptischen Bild skaliert üblicherweise die Helligkeitsintensität der einzelnen Bildpunkte mit der Magnetfeldkomponente B_z an der

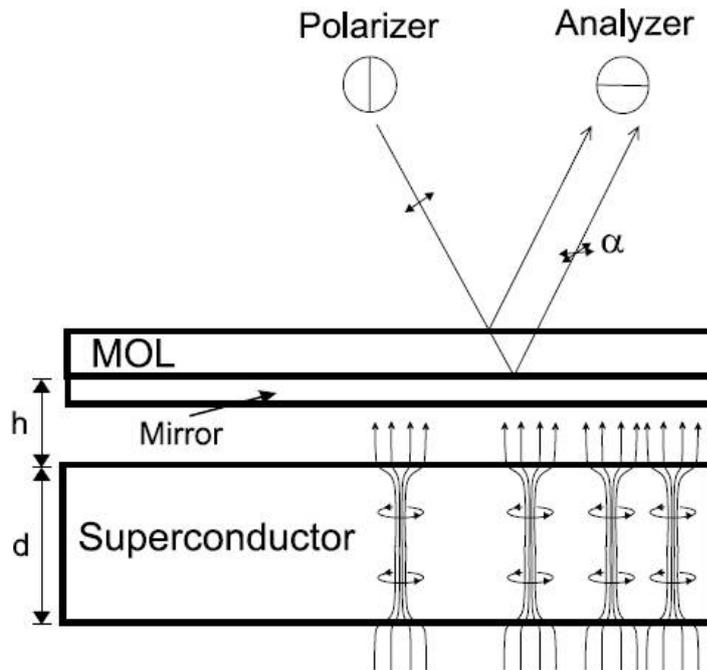


Abbildung 6.13: Schematische Darstellung des magnetooptischen Messprinzips. Mit Hilfe des Faraday-Effektes in der darüberliegenden magnetooptischen Sensorschicht (MOL) kann die Normalkomponente der magnetischen Flussverteilung an der Oberfläche eines Supraleiters orts aufgelöst abgebildet werden [41].

Oberfläche des Supraleiters, was bedeutet, dass Bereiche mit mehr magnetischem Fluss heller erscheinen als dunklere Bereiche.

In den Experimenten der vorliegenden Arbeit wurde der Analysator von der gekreuzten Stellung (90°) um einen Winkel von $0,2^\circ$ bis 5° verdreht. Dies wurde gemacht, um maximalen Kontrast zwischen magnetischem und nichtmagnetischem Signal zu erreichen. Da der Analysator in den Experimenten nur nahezu gekreuzt war, können ebenfalls negative Magnetfeldkomponenten ($B_z < 0$) aufgenommen werden. Diese sind in dem Bild entsprechend dunkler. Bereiche des Supraleiters, die sich im Meissner-Zustand befinden ($B_z = 0$), weisen daher einen Grauwert auf. Aus der Helligkeitsverteilung kann mit einer entsprechenden Kalibrierung der Indikatorschicht mittels Bildverarbeitung die Magnetfeldverteilung $B_z(x, y)$ berechnet werden.

Will man quantitativ die magnetische Flussverteilung an der Oberfläche des untersuchten Supraleiters bestimmen, muss die gemessene Intensitätsverteilung $I(x, y)$ in die magnetische Flussverteilung $B_z(x, y)$ umgerechnet werden. Die Lichtintensität I' , die aus der magnetooptischen Indikatorschicht der Dicke d und dem Absorptionskoeffizienten γ reflektiert wird, lautet $I' = I_0 e^{-2\gamma d}$, wobei I_0 die Intensität des einfallenden polarisierten Lichtstrahls darstellt. Für ein ideal eingestelltes Polarisationsmikroskop mit perfekt gekreuzten Polarisatoren, kann die Lichtintensität eines Lichtstrahls der den Polarisator, die Indikatorschicht und den Analysator durchläuft durch das Malussche Gesetz ausgedrückt werden:

$$I = I_0 e^{-2\gamma d} \sin^2(\Theta + \Delta\Theta) = I' \sin^2(\Theta + \Delta\Theta), \quad (6.36)$$

wobei $\Delta\Theta$ die Abweichung von Polarisator und Analysator von der gekreuzten Anordnung (90°) beschreibt. Die Faraday-Drehung Θ wird dabei durch die Gleichungen (2.19) und (6.35) beschrieben, je nachdem was für ein Indikatormaterial (EuSe oder Eisengaranat) benutzt wird. Gleichung (6.36) erlaubt im Prinzip eine Kalibrierung der magnetooptisch gemessenen Lichtintensitätsverteilung $I(x, y)$ auf die magnetische Flussdichteverteilung $B_z(x, y)$. Allerdings muss für die Verwendung von Gleichung (6.36) die Abweichungen aufgrund des nichtidealen optischen Setups in Betracht gezogen werden. Aufgrund von depolarisierenden Effekten der optischen Komponenten des Mikroskops bleibt eine kleine Restlichtintensität I_1 übrig, selbst wenn $\Theta + \Delta\Theta = 0$ ist. Wenn die Faraday-Drehung Θ klein ist, muss diese Hintergrundintensität I_1 von der gemessenen Intensität I subtrahiert werden. Außerdem muss die inhomogene Beleuchtung des magnetooptischen Indikatorfilms aufgrund von einer räumlich nicht perfekten Verteilung der polarisierten Lichtintensität in Betracht gezogen werden. Desweiteren verschwinden die Verdet-Konstanten der optischen Komponenten des Mikroskops nicht. Daher können magnetische Streufelder der Magnetspule zu einer zusätzlichen Faraday-Drehung führen, was einen Beitrag zu $\Delta\Theta$ beisteuert. Als letztes müssen auch noch die Kamera-Eigenschaften (bei den Messungen wurden Bilder mit einer CCD-Kamera aufgenommen) berücksichtigt werden.

Berücksichtigt man all diese oben beschriebenen Effekte, so erhält man für die magnetische Flussverteilung $B_z(x, y)$ zwei verschiedene Funktionen für die Kalibrierung von EuSe:

$$B_z(x, y) = \frac{1}{Vd} \arcsin \left(\sqrt{\frac{I(x, y) - I_1(x, y)}{I'(x, y)}} + \Delta\Theta \right), \quad (6.37)$$

und für die Eisengranatfilme mit in-plane Magnetisierung:

$$B_z(x, y) = B_k \tan \left[\arcsin \left(\frac{1}{cM_s} \arcsin \left(\sqrt{\frac{I(x, y) - I_1(x, y)}{I'(x, y)}} \right) + \Delta\Theta \right) \right]. \quad (6.38)$$

Bis auf das Anisotropiefeld B_k , das materialspezifisch ist müssen die von dem magnetooptischen Aufbau abhängigen Parameter c , M_s , $I_1(x, y)$, $I'(x, y)$ und $\Delta\Theta$ für jeden einzelnen Bildpunkt (x,y) experimentell bestimmt werden. Die Kalibrierungskurve für jeden einzelnen Bildpunkt ergibt sich dann aus der Intensitätsverteilung bei unterschiedlichen äußeren Magnetfeldern.

Europiumselenid (EuSe)

Die ersten magnetooptischen Abbildungen einer Flussverteilung in einem Typ-I Supraleiter wurden von Alers in Blei [119] und DeSorbo in Tantal [120] gemacht. Sie verwendeten zur Untersuchung paramagnetische Gläser. Hochtemperatursupraleiter (Supraleiter zweiter Art) wurden mit dieser Art von magnetooptischer Indikatorschicht als erstes von Batalla [121] abgebildet. Allerdings war die Auflösung aufgrund der relativ dicken Gläser ($200 \mu\text{m}$) und einer geringen Faraday-Drehung

von $0,05^\circ/\text{mm}\cdot\text{T}$ nicht besonders gut. Eine deutliche Verbesserung der Auflösung und damit der Bildqualität brachte der Einsatz von Europiumchalkogeniden (EuS, EuS/EuF₂, EuSe) als Indikatormaterial. Hierbei stellte sich EuSe als geeignetstes Indikatormaterial heraus. Neben dem einfacheren thermischen Aufdampfprozess gegenüber EuS/EuF₂, besitzt EuSe zusätzlich noch eine größere Verdet-Konstante als EuS/EuF₂ von $V = 0,1^\circ/\mu\text{m}\cdot\text{mT}$ bei einer Badtemperatur von 4,2 K [122]. Eine detaillierte Beschreibung des thermischen Verdampfens von EuSe findet sich beispielsweise in [123, 124]. Die Indikatorschicht aus EuSe kann dabei entweder direkt auf den Supraleiter aufgedampft werden oder auf ein Glassubstrat aufgebracht werden, das dann auf den Supraleiter geklemmt wird. Zur Kontraststeigerung wird bei beiden Methoden eine zusätzliche Spiegelschicht aufgedampft, da Supraleiter zweiter Art weder transparent noch hoch reflektierend sind. Bei der Methode des direkten Aufdampfens des EuSe auf den Supraleiter wird jede Inhomogenität in der Oberfläche des Supraleiters, die sich auf die Indikatorschicht überträgt, mit abgebildet, was ein großer Vorteil gegenüber der indirekten Methode des Aufbringens des Indikatorfilms auf ein Glassubstrat ist. Außerdem ist die örtliche Auflösung beim direkten Aufbringen auf den Supraleiter besser als bei der indirekten Methode, da damit kein Abstand zwischen Indikatorfilm und Supraleiter erzeugt wird. Die Verdet-Konstante von EuSe für verschiedene Wellenlängen ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Wird die

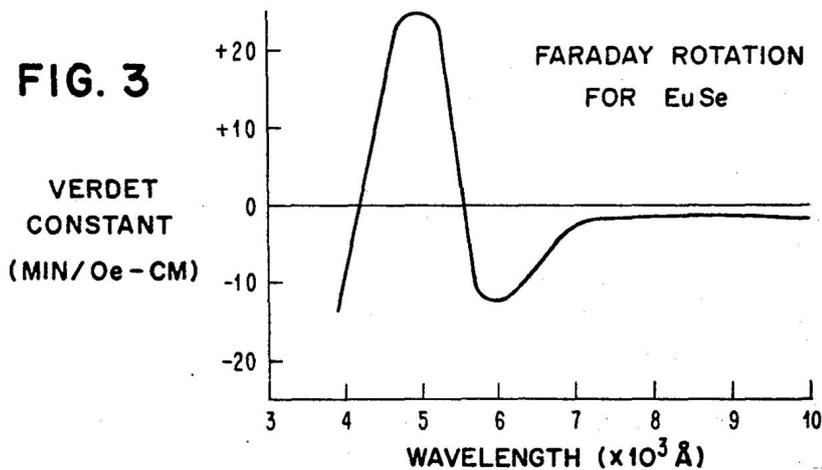


Abbildung 6.14: Faraday-Drehung von EuSe. Dargestellt ist die Verdet-Konstante in Abhängigkeit von der Wellenlänge [125].

Schichtdicke der EuSe-Indikatorschicht geeignet gewählt, kann der Kontrast zwischen Meissner-Phase und Shubnikov-Phase noch weiter optimiert werden, indem man die Indikatorschicht zusätzlich als Antireflexschicht verwendet. Dazu ist nicht nur die Phasenbedingung für destruktive Interferenz an dem verwendeten Schichtsystem (magnetooptische Schicht und Spiegel) sondern ebenfalls die Amplitudenbedingung zu beachten. Die optimale Schichtdicke der magnetooptischen Schicht beträgt nach [123] $d = 1,25\lambda/n$, wobei n der Brechungsindex der magnetooptischen Schicht und λ die zur Abbildung verwendete Wellenlänge des Lichts ist.

EuSe zeigt desweiteren bis 4,6 K ein paramagnetisches Verhalten und geht darunter in eine metamagnetische Phase über [123]. Da die EuSe-Schichten bis 1,5 K

keine magnetischen Domänen mehr zeigen, sind sie in der metamagnetischen Phase ebenfalls als magnetooptische Indikatorschichten zu gebrauchen. Oberhalb von 20 K nimmt die Verdet-Konstante von EuSe allerdings stark ab. Daher sind die magneto-optischen Indikatorschichten aus EuSe auf einen Temperaturbereich unterhalb von 20 K limitiert.

Eisengranatfilme

Als magnetooptischer Indikatorfilm wurde in dieser Arbeit ein Bismut-dotierter Eisengranatfilm mit in-plane-Magnetisierung eingesetzt. Der Eisengranatfilm mit einer Dicke von etwa $3 \mu\text{m}$ wurde dabei auf ein in etwa $500 \mu\text{m}$ dickes $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ -Substrat aufgebracht. Außerdem wurde eine Aluminiumschicht mit einer Dicke von ca. 100 nm als Reflektionsschicht auf den Supraleiter aufgebracht. Die Faraday-Drehung Θ des Eisengranatfilmes ergibt sich bei der in den Messungen verwendeten Lichtwellenlänge des Polarisationsmikroskops von 546 nm eine Faraday-Drehung von $\Theta = 2 - 5^\circ/\mu\text{m}$ [53].

Es gibt mehrere Gründe, Eisengranate anstatt EuSe als Indikatorschicht für die Magnetooptik an Supraleitern einzusetzen. Die Temperaturabhängigkeit der Eisengranate ist klein im Vergleich zu der von EuSe, außerdem ist der Einsatz der Eisengranate nicht auf eine geringe Temperaturspanne wie EuSe beschränkt, zudem ist die magnetische Auflösung der Eisengranatfilme im Vergleich zu EuSe um einige Größenordnungen besser [41]. Allerdings gibt es auch einen Nachteil der Eisengranate. Da es sich bei den Eisengranaten um ferrimagnetische Schichten handelt, besitzen die Schichten auf der mikroskopischen Längenskala eine permanente Magnetisierung. Dies führt zu einer Domänenbildung mit einheitlicher Magnetisierung, die die Bildqualität beeinträchtigen können. Die Orientierung und Größe der Domänen hängt dabei nicht nur von der Schichtdicke und Substratorientierung sondern auch von der Dotierung ab.

Verwendet man wie Goa [91] einen sehr dünnen Eisengranatfilm von $0,8 \mu\text{m}$ und verzichtet auf die Spiegelschicht, so kann die räumliche Auflösung auf $0,4 \mu\text{m}$ gebracht werden. Um trotz der dünnen Indikatorschicht die notwendige magnetische Auflösung zu gewährleisten, wurden depolarisierende Effekte an optischen Komponenten im Strahlengang durch spezielle optische Komponenten minimiert. Auf diese Weise ist es zum ersten Mal gelungen, einzelne Flussschläuche in einem NbSe_2 -Einkristall magnetooptisch abzubilden.

Kapitel 7

Magnetische Hysterese-Effekte und Entmagnetisierungs-Zyklen in supraleitenden koplanaren Mikrowellen-Resonatoren

In diesem Kapitel sollen magnetooptische Untersuchungen an supraleitenden koplanaren Mikrowellen-Resonatoren vorgestellt werden, wie sie beispielsweise für die kohärente Kopplung von künstlichen oder echten Atomen und Photonen benötigt werden. Hierbei müssen in der Regel Magnetfelder im Bereich einiger mT angelegt werden. Es soll vor allem auf die magnetischen Hysterese-Effekte der charakteristischen Größen der koplanaren supraleitenden Resonatoren (mit oder ohne Antidots) wie der Gütefaktor Q , der Energieverlustfaktor $1/Q$ und die Resonanzfrequenz f_{res} , sowie auf die Entmagnetisierung in diesen Nb-Resonatoren eingegangen werden. Eine detaillierte Beschreibung der Herstellung und Strukturierung der Resonatoren und zur Theorie eines kapazitiv gekoppelten Resonators aus einem koplanaren Wellenleiter bzw. zur allgemeinen Theorie von Übertragungsleitung („transmission line“-)Resonatoren findet sich in [26, 3].

Im Jahre 2012 wurden von Daniel Bothner *et al.* Transmissionsspektroskopie-Experimente an koplanaren $\lambda/2$ -Resonatoren aus Niob durchgeführt [25]. Dabei konzentrierten sie sich auf Resonatoren, die im Nullfeld auf eine Temperatur von $T = 4,2$ K abgekühlt und anschließend externen Magnetfeld-Zyklen im Millitesla-Bereich (senkrecht zur Dünnschichtoberfläche) ausgesetzt wurden. Dabei konnten sie nicht nur eine starke Abhängigkeit des Gütefaktors Q und der Resonanzfrequenz f_{res} von einem extern angelegten Magnetfeld, sondern zudem auch von der magnetischen Vorgeschichte des jeweiligen Resonators, also von der räumlichen Verteilung der verankerten Abrikosov-Flusswirbel im Resonator, beobachten. Dieses Verhalten behält für Resonatoren mit oder ohne Antidots nahe der Ränder des Innenleiters Gültigkeit.

Ein wichtiges Ergebnis ihrer Messungen ist, dass das hysteretische Verhalten der Resonatoreigenschaften ausgenutzt werden kann, um die von den Flusswirbeln ver-

ursachten Energieverluste wesentlich zu reduzieren [25]. Dies ist vor allem für die Entwicklung von Hybridsystemen, wie die Kopplung ultrakalter atomarer Gase an Nb-Resonatoren, von Wichtigkeit.

Eine andere Herangehensweisen, wie man die von den Flusswirbeln verursachten Energieverluste wesentlich reduzieren kann, ist ein Magnetfeld parallel zur Ebene des supraleitenden Films anzulegen, was den Fluss in typischen koplanaren Resonatoren um Größenordnungen reduziert. Für die magneto-optische Betrachtung der Resonatoren ist es allerdings notwendig, ein Feld senkrecht zur Probenoberfläche anzulegen. Auch hierfür gibt es zahlreiche Experimente die Energieverluste aufgrund von Flusswirbeln effektiv zu reduzieren, indem man die Flusslinien entweder in einem Schlitz in der Mitte des Resonators [126], oder in künstlich angebrachte Antidots am Resonatorrand [127] bzw. über den ganzen Chip [128] verankert. Die Strukturierung der Resonatoren mit Antidots ist insbesondere für Experimente unter Nullfeld-Abkühl-Bedingungen geeignet, da hier die Flusswirbel von den Rändern des Supraleiters in diesen eindringen und dabei einen Flussdichte-Gradienten bilden (Bean-Modell). Unter Nullfeld-Abkühl-Bedingungen gibt es ebenso Hysterese-Effekte, welche auf der mesoskopischen Skala mit der räumlichen Verteilung von Abrikosov-Flusswirbel verknüpft sind [41].

Daher wäre es sehr von Vorteil, wenn man zusätzlich zu den Transmissionsspektroskopie-Experimenten direkt die Flussverteilung bzw. das Eindringen des Flusses in einen solchen koplanaren $\lambda/2$ -Resonator bei Anlegen eines externen Magnetfeldes beobachten und somit auch das hysteretische Verhalten direkt abbilden könnte. Genau dies erfolgt mittels der magneto-optischen Abbildung im experimentellen Aufbau in Oslo. Hiermit konnte neben diverser magnetischer Hysterese-Schleifen magneto-optisch auch Entmagnetisierungs-Zyklen für Resonatoren ohne bzw. mit einer oder drei Reihen Antidots abgebildet werden.

7.1 Charakterisierung der Resonatoren

Die koplanaren $\lambda/2$ -Resonatoren wurden für eine Resonanzfrequenz von $f_{res} = 3,3$ GHz ausgelegt. Sie sind kapazitiv und symmetrisch zu den Zuleitungen mittels $90 \mu\text{m}$ breiter Lücken an beiden Enden gekoppelt. Aufgrund einer Kopplungs-Kapazität $C_c \approx 1 \text{ fF}$ sind die Resonatoren mit einem externen Gütefaktor $Q_c > 10^5$ unterkoppelt. Daher sind die globalen Kavitäts-Verluste im Nullfeld und bei einer Temperatur von $T = 4,2 \text{ K}$ von den intrinsischen, resistiven Verlusten dominiert. Abbildung 7.1 (a) zeigt eine Skizze des Resonator-Entwurfes zusammen mit den optischen Bilder ohne (b), mit einer (c), bzw. mit drei Reihen (d) Antidots an den Rändern des Innenleiters und der Massenflächen. Die Resonatoren werden daher mit Res 0, Res 1+, bzw. Res 3+ bezeichnet. Die Skizzen in (e) zeigen den Verlauf des E - (B -) Feldes bzw. den Stromdichteverlauf j_z am Innenleiter bzw. in den Lücken und die durch die Einschnürungen entstandene Kavität mit den möglichen Moden n .

Mit einem + wird angedeutet, dass auch die Zuleitung teilweise mit Antidots durchlöchert ist, vergleiche Abb. 7.1 (a). Die Antidots haben einen Radius $R = 1 \mu\text{m}$ und einen Abstand zwischen den einzelnen Antidots von $D = 4 \mu\text{m}$.

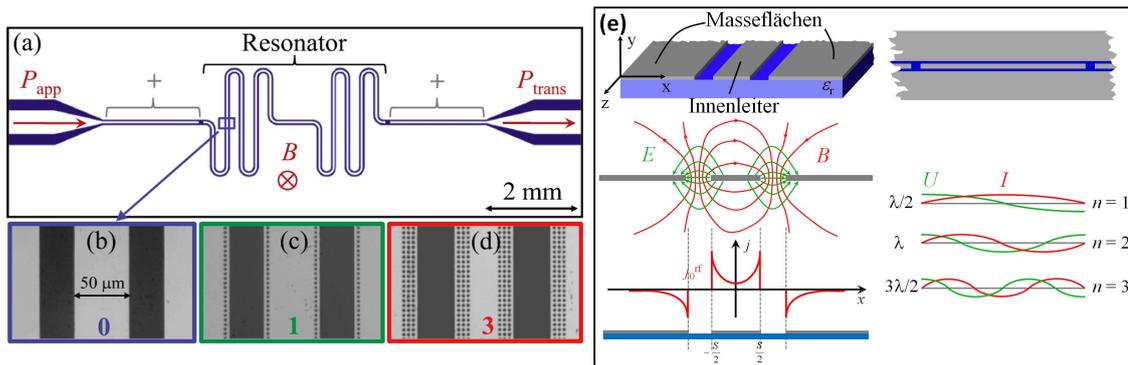


Abbildung 7.1: (a) Skizze eines $12 \times 4 \text{ mm}^2$ Chips mit einem kapazitiv gekoppelten 3,3 GHz Resonator. In (b) ist ein optisches Bild des Resonators mit **0**, in (c) mit **1** und (d) mit **3** Reihen Antidots abgebildet. Die Abschnitte der Zuleitungen, die mit Antidots durchlöchert sind, sind mit einem + markiert [25]. Die Skizzen in (e) zeigen den Verlauf des E - (B -) Feldes bzw. den Stromdichteverlauf j_z am Innenleiter bzw. in den Lücken und die durch die Einschnürungen entstandene Kavität mit den möglichen Moden n [persönliche Kommunikation mit Daniel Bothner].

7.2 Magnetische Hysterese-Effekte

Nun soll auf die magnetischen Hysterese-Effekte in den koplanaren Resonatoren genauer eingegangen werden und die Transmissionsspektroskopie-Experimente mit magneto-optischen Abbildungen untermauert werden. Bei der Transmissionsspektroskopie wurden jeweils Magnetfeld-Zyklen in einem Magnetfeldbereich von $-4 \text{ mT} \leq B \leq +4 \text{ mT}$ vollzogen. In Abb. 7.2 (a) ist die gemessene transmittierte Leistung P_{trans} gegenüber der Frequenz f des Resonators ohne Antidots für die Haupt-Mode $n = 1$ für verschiedene Werte des angelegten Magnetfeldes zwischen $B = 0$ und $B = 4 \text{ mT}$ abgebildet. Wie man sehen kann, nimmt die Resonanzfrequenz mit ansteigenden Magnetfeldwerten ab und die Resonanzspitze wird kleiner und breiter, was auf ansteigende Energieverluste hinweist [127]. Reduziert man das Magnetfeld von $B = 4 \text{ mT}$ in $0,48 \text{ mT}$ -Schritten zurück auf $B = 0$, so ergibt sich eine starke Hysterese im Resonanz-Verhalten. Abbildung 7.2 (b) zeigt die zugehörigen Spektren die aufzeigen, dass der Ursprungszustand von (a) für $B = 0$ nicht wieder hergestellt werden kann. Interessanterweise wechselt $\partial f_{res}/\partial B$ das Vorzeichen bei $B \approx 3 \text{ mT}$: nach einem ersten Anstieg der Resonanzfrequenz mit sinkendem B , sinkt die Resonanzfrequenz wieder für $B \rightarrow 0$.

Um die Hysterese in den Resonatoren quantitativ zu untersuchen, kann man die gemessenen Transmissionsspektren mit einer Lorentz-Kurve anpassen und daraus die Resonanzfrequenz $f_{res}(B)$ und die Halbwertsbreite $\Delta f(B)$ bei halbem Maximum extrahieren. Mittels $f_{res}(B)$ und $\Delta f(B)$ lassen sich der magnetfeldabhängige Gütefaktor $Q(B) = f_{res}(B)/\Delta f(B)$ und die magnetfeldabhängigen Verluste $1/Q(B)$ berechnen. Um die Verluste zu beziffern, die mit dem Magnetfeld (das heißt mit der Gegenwart von Abrikosov-Flusswirbel) verknüpft sind, definiert man $1/Q_v(B) \equiv 1/Q(B) - 1/Q(0)$, siehe [126, 127]. Abbildung 7.2 (c) zeigt diese mit den Flusswirbeln verknüpften Verluste $1/Q_v(B)$ und (d) die Resonanzfrequenz $f_{res}(B)$

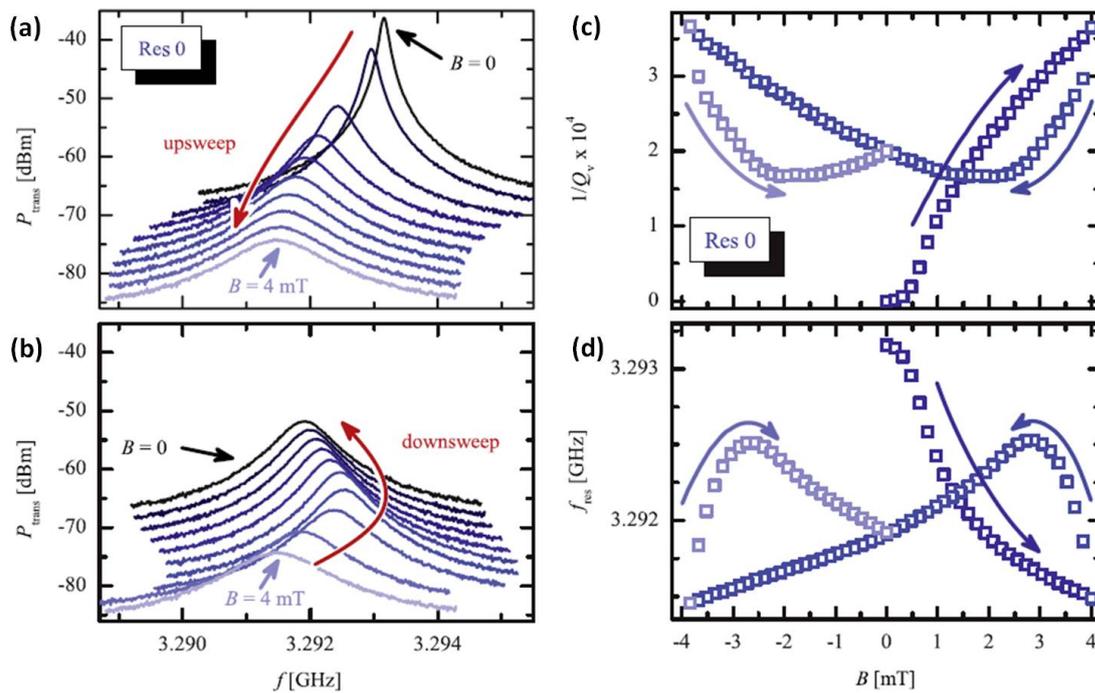


Abbildung 7.2: Gemessene transmittierte Leistung P_{trans} vs. Frequenz f des Resonators ohne Antidots, nachdem der Resonator im Nullfeld abgekühlt wurde. In (a) ist ein Upsweep für steigende Werte des angelegten Magnetfeldes in 0,48 mT-Schritten von 0 bis 3,84 mT und einer zusätzlichen Kurve für $B = 4$ mT gezeigt. In (b) ist der Downsweep für sinkende Magnetfeldwerte in gleicher Schrittzahl bis $B = 0$ dargestellt. Die benachbarten Kurven sind für eine bessere Sichtbarkeit um +2 dBm zueinander verschoben, wobei $P_{trans}(4mT)$ die nicht verschobene Referenz mimmt. Die angelegte Mikrowellen-Leistung war $P_{app} = -20$ dBm. (c) zeigt die mit den Flusswirbeln verknüpften Energieverluste $1/Q_v(B)$ für einen kompletten Magnetfeld-Zyklus $-4mT \leq B \leq +4mT$ in 0,16 mT-Schritten und in (d) ist die Resonanzfrequenz $f_{res}(B)$ der Haupt-Mode $n = 1$ für den gleichen Magnetfeld-Zyklus für den Resonator ohne Antidots abgebildet. Die Pfeile geben jeweils die Sweep-Richtung des Magnetfeldes an [25].

für einen kompletten Magnetfeld-Zyklus. Sowohl $1/Q_v(B)$ als auch $f_{res}(B)$ weisen eine ausgeprägte Hysterese auf. Interessanterweise sinken die Verluste direkt nachdem die Magnetfeldrichtung bei $B = 4$ mT umgekehrt wurde erheblich, außerdem sind die Verluste erheblich kleiner als die Verluste für dieselben Feldwerte, wenn man vom Ursprungszustand aus kommt.

Im Folgenden werden Eigenschaften, die sich auf einen Upsweep (Downsweep) des Magnetfeldes B beziehen, mit \uparrow (\downarrow) bezeichnet. Der allererste Upsweep vom Ursprungszustand aus wird mit \uparrow angedeutet. Über einen beträchtlichen Bereich an angelegten Magnetfeldern ($B > 1,4$ mT) gilt $1/Q_v^\downarrow(B) < 1/Q_v^\uparrow(B)$ mit einem Minima der Verluste $1/Q_v^\downarrow$ bei $B \approx 2$ mT. Für negative Magnetfeldwerte ergibt sich ein vergleichbares Verhalten und es gilt $1/Q_v^\uparrow(B) < 1/Q_v^\downarrow(B)$. Wird der Magnetfeldzyklus mehrmals in Magnetfeldern zwischen $\pm B_{max} = \pm 4$ mT wiederholt, folgt $1/Q_v(B)$ einer Schmetterlings-ähnlichen Kurve und der Ursprungszustand wird nie wieder erreicht. Das zeigt, dass der Resonator während der Magnetfeld-Zyklen niemals wie-

der in den flusswirbelfreien Zustand zurückkehrt. Die Resonanzfrequenz in Abb. 7.2 (d) weist ein mit den Verlusten vergleichbares hysteretisches Verhalten auf, allerdings ist dieses hysteretische Verhalten in Bezug auf die absoluten Werte invertiert. Direkt nachdem die Sweep-Richtung umgekehrt wird, steigt f_{res} an und nachdem sie ein lokales Maximum erreicht hat, fällt sie wieder, wenn man das Magnetfeld weiter vermindert. Zu erwähnen ist, dass die Magnetfeldwerte beim Downsweep, wo $1/Q_v(B)$ ein Minimum und $f_{res}(B)$ ein Maximum aufweist, nicht gleich sind. Diese Abweichung konnte für alle Resonatoren beobachtet werden. Die Abweichung der Extrema von $1/Q_v(B)$ und $f_{res}(B)$ rührt von einer Verschiebung der Frequenz, verursacht durch die Änderung in der kinetischen Induktivität, her. Diese Resonanzfrequenz hat nicht nur Beiträge von den normalleitenden Flusswirbel-Kernen, sondern auch von den globalen bzw. lokalen Abschirmströmen, die eine geringfügig unterschiedliche Verteilung als die Flusswirbel-Kerne haben.

Bevor zu den dargestellten magnetischen Hysterese-Effekten, die mittels Transmissionsspektroskopie von Bothner *et al.* gemessen wurden, magnetooptische Abbildungen in den Nb-Resonatoren gezeigt werden, muss auf das sogenannte Resonator Verlust-Modell eingegangen werden. In diesem Modell wird gezeigt, dass man bei näherer Betrachtung der gemessenen Hysterese-Kurven neue Einblicke in die zugrundeliegende Physik der Resonatoren gewinnen kann, da die besondere Form der Hysterese-Kurven eng in Verbindung zum Mikrowellenstrom und der Flusswirbel-Verteilung im Resonator steht. An dieser Stelle soll nicht das gesamte Modell vorgestellt werden, sondern nur auf die für die magnetooptischen Abbildungen essentiellen Punkte des Modells. Für eine detaillierte Beschreibung des Modells, siehe [25].

7.2.1 Das Resonator Verlust-Modell

Das Resonator Verlust-Modell ist ein vereinfachtes Modell, das einem erlaubt, einen ungefähren Ausdruck für die Abhängigkeit der mit den Flusswirbel verknüpften Verluste $1/Q_v$ von einer räumlich variierenden Flussdichte $\tilde{B}(x, B)$ und der Mikrowellen-Stromdichte $j^{rf}(x)$ in einem supraleitenden koplanaren Resonator abzuleiten, vergleiche Abb. 7.3 (a). Hierbei beschreibt B wieder das extern angelegte Magnetfeld in y-Richtung und $j^{rf}(x)$ weist in die z-Richtung. Zur Vereinfachung werden nur die mit den Flusswirbeln verknüpften Verluste im Innenleiter berechnet.

Im Modell wird ein Abrikosov-Flusswirbel im supraleitenden Streifen als masseloses punktförmiges Teilchen behandelt, das unter dem Einfluss einer treibenden Lorentz-Kraft $f_l = j^{rf}\Phi_0$ mit der Stromdichte $j^{rf} = j_0^{rf} \sin(\omega t)$ und einer Reibungskraft $f_F = \eta v$ steht, was zur eindimensionalen Bewegungsgleichung $\eta v = j^{rf}\Phi_0$ führt. In diesem Bild ist die Amplitude der Flusswirbel-Geschwindigkeit v direkt proportional zur Amplitude der alternierenden Antriebskraft. Die Flussdichte $\tilde{B}(x, B)$ (dividiert durch das Flussquantum $\Phi_0 = 2,07 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$) kann näherungsweise als kontinuierliche Darstellung der Flusswirbel-Dichte im Supraleiter behandelt werden.

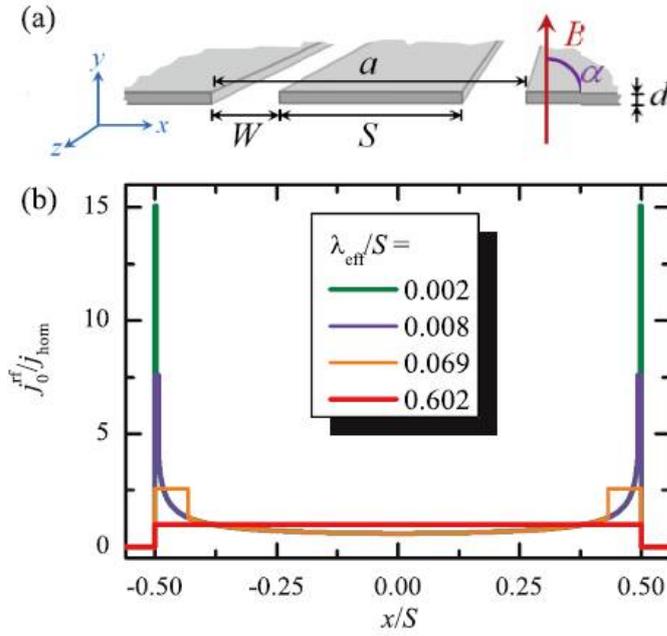


Abbildung 7.3: (a) Skizze eines koplanaren Wellenleiters mit Innenleiterbreite S , Masse-zu-Masse-Abstand a und Dicke d . (b) zeigt die zur homogenen Stromverteilung $j_{hom} = I/S$ normierte Mikrowellen-Stromdichteverteilung $j_0^{rf}(x)$ eines koplanaren Wellenleiters für verschiedene Werte von λ_{eff}/S , gemäß der Gleichungen (7.2) und (7.3). I gibt dabei den Gesamtstrom im Innenleiter an [25].

Mit dieser kann man die gesamte dissipierte Energie pro Zyklus und Längeneinheit in y -Richtung als

$$\Delta E_{total} \propto \int_{-S/2}^{S/2} \left| \tilde{B}(x, B) \right| \left[j_0^{rf}(x) \right]^2 dx := \delta e(B) \quad (7.1)$$

schreiben, wobei $\left| \tilde{B}(x, B) \right|$ die Unabhängigkeit der Dissipation von der Flusswirbel-Polarität widerspiegelt. $\delta e(b)$ beinhaltet dabei alle Informationen über die räumliche Verteilung der Flusswirbel und der Antriebskraft und ermöglicht eine qualitative Beschreibung der Hysterese-Kurven (mit der Näherung $1/Q_v(B) \propto \delta e(B)$).

Die Mikrowellen-Stromdichteverteilung $j_0^{rf}(x)$ im Innenleiter einer (flussfreien) supraleitenden koplanaren Leitung kann durch

$$j_0^{rf}(x) = \frac{I}{K \left(\frac{S}{a} \right) S \sqrt{\xi(x)}}, \quad (7.2)$$

wobei

$$\xi(x) = \begin{cases} \frac{\lambda_{eff}}{S} \left[1 - \frac{S^2}{a^2} \right], & 0 \leq \frac{S}{2} - |x| < \lambda_{eff}, \\ \left[1 - \left(\frac{2x}{S} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{2x}{a} \right)^2 \right], & |x| \leq \frac{S}{2} - \lambda_{eff} \end{cases} \quad (7.3)$$

gilt, angenähert werden [129]. Hierbei beschreibt $a = S + 2W$ den Abstand zwischen den Massenflächen. Für die gemessenen Resonatoren beträgt $a = 110 \mu\text{m}$. K ist das

elliptische Integral und I der Gesamtstrom, $\lambda_{eff} = \lambda_L \coth(d/\lambda_L)$ die effektive Eindringtiefe und λ_L beschreibt die London'sche Eindringtiefe [130]. Für $\lambda_{eff}/S \ll 1$ ist die Stromverteilung aus Gleichung (7.2) sehr inhomogen und hat ausgeprägte Maxima an den Rändern des Streifens. Abbildung 7.3 (b) zeigt die Stromverteilung gemäß Gleichung (7.2) für vier verschiedene Verhältnisse von λ_{eff}/S . Allerdings verringern sich diese Maxima kontinuierlich mit wachsendem λ_{eff}/S , bis $j_0^{rf}(x)$ völlig homogen wird, das heißt $j_0^{rf}(x) = I/S$, also konstant für $\lambda_{eff} \geq S/2$ ist. Für die gemessenen Resonatoren gilt $\lambda_{eff} \approx \lambda_L = 100$ nm und $\lambda_{eff}/S \approx 0,002$.

Um die magnetische Flussdichte $\tilde{B}(x)$ im Innenleiter des Resonators zu beschreiben, startet man mit dem klassischen Bean-Modell [4] (siehe Abschnitt 6.4.1). Während eines Upsweeps vom ursprünglichen, unberührten Zustand aus, nimmt die Flussdichte von den Rändern des Streifens linear ab und kann ausgedrückt werden durch

$$\tilde{B}^\uparrow(x, B) = \begin{cases} \frac{2B^*}{S} |x| - (B^* - B), & \frac{S}{2} \geq |x| > \frac{S}{2}b, \\ 0, & |x| \leq \frac{S}{2}b \end{cases}, \quad (7.4)$$

wobei $b = (1 - (B/B^*))$ gilt und B^* das angelegte Magnetfeld, wenn sich die Flussfronten von beiden Seiten des Streifens bei $x = 0$ treffen, darstellt. Nach dem allerersten Upsweep aus dem unberührten Zustand nach B_{max} , ist das Flussprofil für den Downsweep gegeben durch

$$\tilde{B}^\downarrow(x, B) = \tilde{B}^\uparrow(x, B_{max}) - 2\tilde{B}^\uparrow\left(x, \frac{B_{max} - B}{2}\right). \quad (7.5)$$

Die Flussdichteprofile $\tilde{B}^\uparrow(x, B)$ und $\tilde{B}^\downarrow(x, B)$ sind in Abb. 7.4 (a) und (b) für verschiedene Werte von B während (a) eines Upsweeps nach $B_{max} = B^*$ und (b) während des Downsweeps von $B = B^*$ nach $B = -B^*$ abgebildet. Besonders zu vermerken ist hierbei, dass für alle angelegten Magnetfelder B gilt: $|\tilde{B}^\uparrow(x, B)| \leq |B|$ und $|\tilde{B}^\downarrow(x, B)| \geq |\tilde{B}^\uparrow(x, B)|$.

Abbildung 7.4 (c) und (d) zeigen die berechnete Größe $\delta e(B)/\delta e_{max}$ für das Bean-Modell Flussprofil mit einer homogenen [$\lambda_{eff}/S > 1$, (c)] wie auch eine höchst inhomogenen [$\lambda_{eff}/S = 0,002$, (d)] Stromverteilung. Alle numerischen Berechnungen von $\delta e(B)$ wurden dazu mit einer räumlichen Auflösung von $\Delta x = 2$ nm durchgeführt.

Im Falle einer homogenen Mikrowellen-Stromdichte hängt die Dissipation nur von der Anzahl der Flusswirbel im Supraleiter und nicht von deren räumlichen Verteilung ab. Beginnend vom unberührten Zustand aus, wächst der Gesamtbetrag der Flusswirbel mit dem angelegten Feld quadratisch an. Daher weist $\delta e^\uparrow(B)$ einen stetig steigenden Verlauf auf. Desweiteren gilt, dass $\delta e^\downarrow > \delta e^\uparrow$ ist und der Minimalwert von δe^\downarrow , welcher dem kleinsten Betrag an Flusswirbeln im Supraleiter entspricht, nur für einen negativen Wert des angelegten Magnetfeldes erreicht wird.

Im Falle einer höchst inhomogenen Stromverteilung (siehe Abb. 7.4 (d)) ist nur ein kleiner Bereich nahe der Ränder des Innenleiters für nahezu die gesamte Dissipation verantwortlich, vergleiche Abb. 7.3 (b). Die Flussdichte in diesem Bereich ist

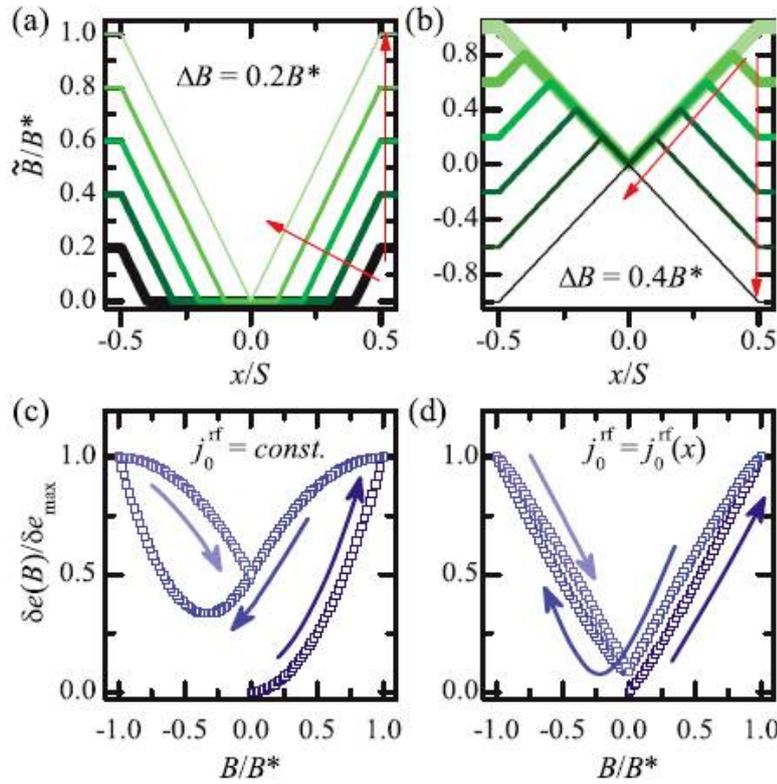


Abbildung 7.4: Klassische Bean-Modell-Flussdichte \tilde{B}/B^* in einem supraleitenden Streifen der Breite S während (a) des Upsweeps nach $B = B^*$ ($B/B^* = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$ und 1) und (b) während des Downsweeps von $B = B^*$ nach $B = -B^*$ ($B/B^* = 1, 0,6, 0,2, -0,2, -0,6$ und -1); errechnetes $\delta e(B)/\delta e_{\max}$ während eines vollen Magnetfeld-Zyklus $B/B^* = 0 \rightarrow 1 \rightarrow -1 \rightarrow 0$ in der Annahme einer klassischen Bean-Flussdichte und (c) einer homogenen wie auch (d) einer höchst inhomogenen Mikrowellen-Stromdichte mit $\lambda_{\text{eff}}/S = 0,002$. Pfeile in (a) und (b) deuten den Verlauf der anschließenden Flussprofile an; Pfeile in (c) und (d) zeigen die Sweep-Richtung an [25].

nahezu identisch mit B , infolgedessen ist die Hysterese viel kleiner als im homogenen Fall. Obwohl die Hysterese-Kurve erheblich enger ist, bleiben gewisse charakteristische Merkmale von $\delta e(B)$, wie der stetig steigende Verlauf (positive Krümmung) von $\delta e^{\uparrow}(B)$, die Beziehung $\delta e^{\downarrow} > \delta e^{\uparrow}$ und die Tatsache, dass die Lage des Dissipations-Minima während des Downsweeps bei $B < 0$ gefunden werden kann, unverändert. Das klassische Bean-Feldprofil kann folgerichtig die im Experiment gemessenen Hysterese-Effekte nicht sauber beschreiben.

Ein alternatives Modell der Flussdichteverteilung in Dünnschicht-Geometrien stellt das Norris-Brandt-Indenbom (NBI)-Modell dar [93]. Dieses ist das zuvor erwähnte Bean-Modell, welches auf die Geometrie von dünnen supraleitenden Streifen in senkrechten Magnetfeldern angepasst ist. In diesem NBI-Modell ist die Flussdichte gegeben durch

$$\tilde{B}^{\uparrow}(x, B) = B_c \begin{cases} \tanh^{-1} \frac{\sqrt{(x-S^{\circ})(x+S^{\circ})}}{|x| \tanh(B/B_c)}, & \frac{S}{2} \geq |x| > S^{\circ} \\ 0, & |x| \leq S^{\circ} \end{cases} \quad (7.6)$$

wobei $S^\circ = S/2 \cosh(B/B_c)$ gilt. $B_c = \mu_0 d j_c / \pi$ bezeichnet dabei das charakteristische Feld und j_c die kritische Stromdichte des Supraleiters. Schätzt man die kritische Stromdichte von Nb auf $j_c \approx 5 \times 10^6$ A/cm² ab, so ergibt sich ein charakteristisches Feld von $B_c \approx 6$ mT. Wie man anhand der Gleichung (7.6) erkennen kann, führt das NBI-Modell zu einer Überschussflussdichte an den Rändern des Streifens im Vergleich zum klassischen Beanprofil. Die Downsweep-Flussdichte $\tilde{B}^\downarrow(x, B)$ ist wiederum definiert durch Gleichung (7.5). Das NBI Flussdichteprofil ist in Abb. 7.5 (a) für diverse Werte von B während des Upsweeps des Magnetfeldes nach $B = 3B_c$ und in Abb. 7.5 (b) während des Downsweeps von $B = 3B_c$ nach $B = -3B_c$ abgebildet.

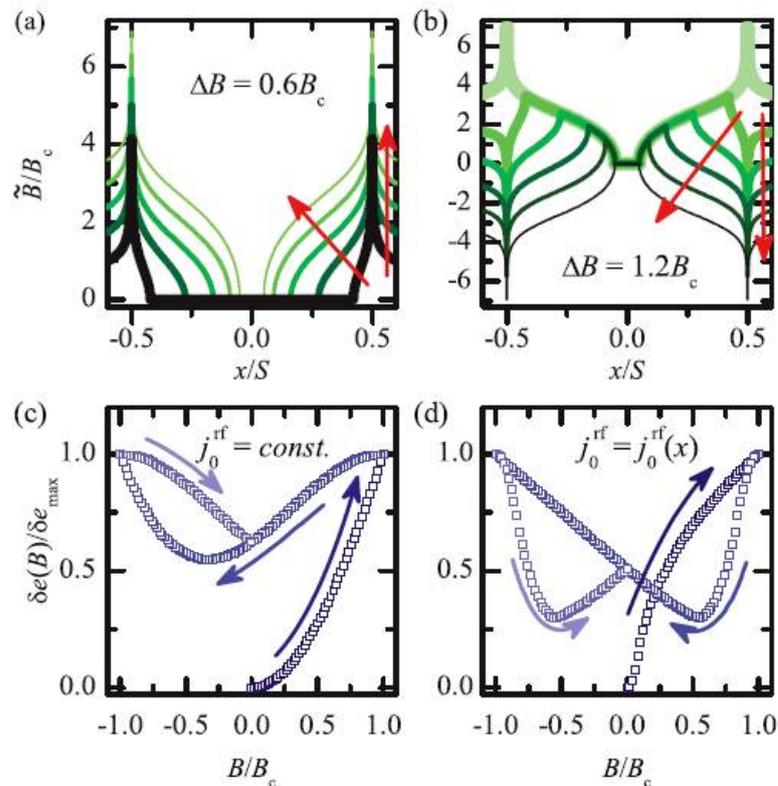


Abbildung 7.5: NBI-Modell-Flussdichte \tilde{B}/B_c in einem supraleitenden Streifen der Breite S (a) während des Upsweeps nach $B = 3B_c$ ($B/B_c = 0,6, 1,2, 1,8, 2,4$ und 3) und (b) während des Downsweeps von $B = 3B_c$ nach $B = -3B_c$ ($B/B_c = 3, 1,8, 0,6, -0,6, -1,8$ und -3). errechnetes $\delta e(B)/\delta e_{max}$ während eines vollen Magnetfeld-Zyklus $B/B_c = 0 \rightarrow 1 \rightarrow -1 \rightarrow 0$ in der Annahme einer NBI-Flussdichte und (c) einer homogenen wie auch (d) einer höchst inhomogenen Mikrowellen-Stromdichte mit $\lambda_L/S = 0,002$ und $d/S = 0,006$. Pfeile in (a) und (b) deuten den Verlauf der anschließenden Flussprofile an; Pfeile in (c) und (d) zeigen die Sweep-Richtung an [25].

\tilde{B}^\downarrow weist ein auffallendes Verhalten auf. Für ein von außen angelegtes Magnetfeld, welches immer noch leicht positiv ist, ist die Flussdichte nahe des Randes des Dünnsfilms bereits Null. Wenn das Magnetfeld weiter vermindert wird, so wird \tilde{B}^\downarrow am Dünnsfilmrand negativ und die Stelle wo die Flussdichte gleich Null ist wandert weiter in die Probe hinein, was Bereiche mit Antiflusswirbeln von den Bereichen mit

Flusswirbeln trennt. Abbildungen 7.5 (c) und (d) zeigt $\delta e(B)/\delta e_{max}$ für eine homogene (c) und eine höchst inhomogene Stromdichte (d). Für die höchst inhomogene Stromverteilung reproduziert $\delta e(B)/\delta e_{max}$ nahezu alle charakteristischen Merkmale der gemessenen Kurve, vergleiche Abb. 7.2 (c) und Abb. 7.5 (d). Insbesondere weist die Hysterese-Kurve eine Schmetterlings-ähnliche Kurve auf, wobei $\delta e^\downarrow(B) < \delta e^\uparrow(B)$ für einen beträchtlichen Bereich von B gilt. Zudem weist $\delta e^\uparrow(B)$ eine überwiegend negative Krümmung auf und das Minimum von $\delta e^\downarrow(B)$ liegt bei $B > 0$.

7.2.2 Magnetooptische Abbildungen zu den magnetischen Hysterese-Effekten im Resonator ohne Antidots

In diesem Unterkapitel sollen magnetooptische Abbildungen zu den magnetischen Hysterese-Effekten in den koplanaren $\lambda/2$ -Resonatoren gezeigt werden und mit dem NBI-Modell verglichen werden. Als Erstes soll der Resonator ohne Antidots betrachtet werden. Schätzt man das charakteristische Feld $B_c = \mu_0 dj_c/\pi$ für eine kritischen Stromdichte von Niob im vermessenen Resonator ohne Antidots von $j_c \approx 5 \times 10^6$ A/cm² ab, so ergibt sich $B_c \approx 6$ mT. In Abb. 7.6 ist dazu noch einmal die NBI-Modell-Flussdichte \tilde{B}/B_c in einem supraleitenden Streifen der Breite S während des allerersten, jungfräulichen Upsweeps (a) nach $B = 3B_c \approx 18$ mT bzw. (c) während des Downsweeps von $B = 3B_c \approx 18$ mT nach $B = 0$ mT abgebildet. Neben den NBI-Modell-Flussdichten sind jeweils die dazu gehörigen Energieverluste $1/Q_v(B)$ für den halben Magnetfeld-Zyklus dargestellt. Die farblich in schwarz bis hellgrün kodierten Kreise in (b) bzw. (d) geben die Messpunkte für die entsprechenden Kurven in (a) bzw. (c) an.

Nun sollen die dazu passenden magnetooptischen Abbildungen vom Eindringen des magnetischen Flusses während des jungfräulichen Upsweeps bis zu einem Magnetfeldwert von $B = 20,4$ mT bzw. während des Downsweeps von $B = 20,4$ mT nach $B = 0$, jeweils in 1,7 mT-Schritten (wobei nur jeder vierte Schritt gezeigt wird) für die Haupt-Mode $n = 1$ für den Resonator ohne Antidots, präsentiert werden. Der Resonator wurde dabei im Nullfeld auf eine Temperatur von 4,2 K abgekühlt. Die zugehörigen Daten sind in Abb. 7.7 für die rechte Hälfte des Resonators dargestellt.

Legt man ein externes, senkrecht zur Filmoberfläche gerichtetes Magnetfeld aus dem zuvor magnetisch unberührten Zustand an, so dringt mit zunehmender Magnetfeldstärke magnetischer Fluss in Form von Flusswirbeln in das Nb ein. Das Eindringen des magnetischen Flusses zeigt sich in den Abbildungen anhand der hellen gelblich-grünen Farbe. Bereiche ohne Fluss heben sich dunkel ab, sind aber nicht schwarz, vergleiche dazu Abb. 7.7 (a). In diesem Bild bei $B^\uparrow = 6,8$ mT dringt der Fluss sowohl an den Rändern des Chips, als auch von den Rändern des koplanaren Wellenleiters in das Nb ein. Die Bereiche zwischen dem eindringenden magnetischen Fluss sind Bereiche komplett ohne Fluss. Diese gräuliche Farbe stellt sozusagen die Nullreferenz ohne magnetischen Beitrag dar. Im vergrößerten magnetooptischen Bild des koplanaren Wellenleiters erkennt man die Nullreferenz-Farbe sehr gut. Man erkennt an diesem Bild, dass der Fluss vom Wellenleiter in den Chip weiter als in

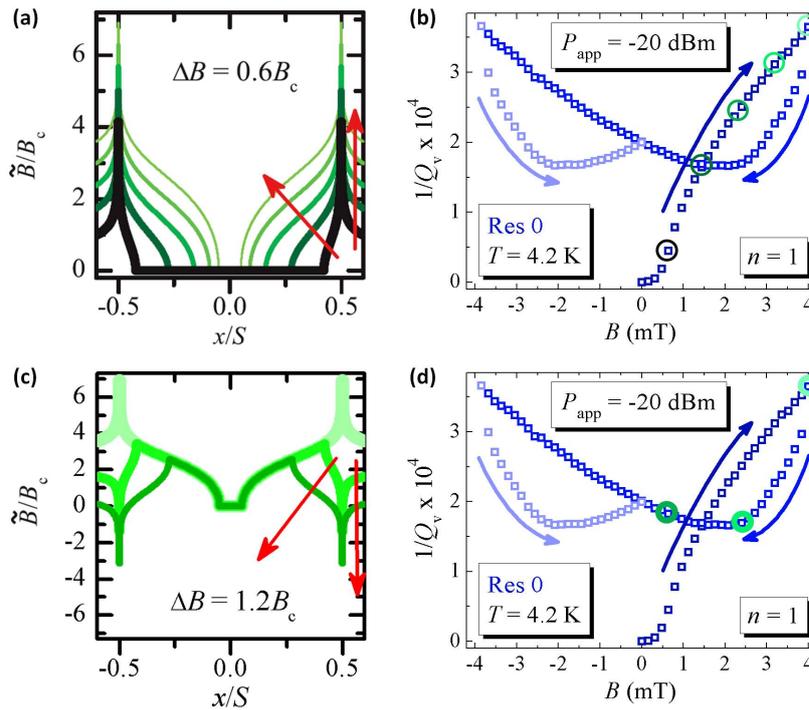


Abbildung 7.6: NBI-Modell-Flussdichte \tilde{B}/B_c in einem supraleitenden Streifen der Breite S während des Upsweeps (a) nach $B = 3B_c$ ($B/B_c=0,6, 1,2, 1,8, 2,4$ und 3) bzw. (c) während des Downsweeps von $B = 3B_c$ nach $B = -3B_c$ ($B/B_c=3, 1,8, 0,6, -0,6, -1,8$ und -3). Die angelegte Mikrowellen-Leistung war $P_{app} = -20$ dBm. (b) zeigt die mit den Flusswirbeln verknüpften Energieverluste $1/Q_v(B)$ für einen kompletten Magnetfeld-Zyklus $-4mT \leq B \leq +4mT$ in $0,16$ mT-Schritten für die Haupt-Mode $n = 1$ für den Resonator ohne Antidots. Die farblich in schwarz bis hellgrün kodierte Kreise in (b) bzw. (d) geben die Punkte für die entsprechenden Kurven in (a) bzw. (c) an [25].

den Bereich zwischen dem Wellenleiter-Bogen eindringt. Mit zunehmender Magnetfeldstärke dringt immer mehr Fluss in den Chip ein, bis er beim Maximalwert von $B^\uparrow = 20,4$ mT fast vollständig mit magnetischem Fluss „geflutet“ ist. Nur kleine (Linien-) Bereiche im Chip bleiben flussfrei, siehe Abb. 7.7 (c). Dies gilt auch für den Bereich zwischen den Wellenleiter-Bogen und im Innenleiter selbst, wie man in der Vergrößerung des magnetooptischen Bildes erkennen kann. Ab einem Magnetfeldwert von $B^\uparrow = 15,3$ mT aufwärts ist eine starke und ortsabhängige Fokussierung des magnetischen Flusses in die „Gaps“ zu sehen. Vergleicht man die magnetooptischen Abbildungen aus dem Upsweep mit dem NBI-Modell für die Flussdichte in einem supraleitendem Streifen, so erkennt man eine sehr gute Übereinstimmung. Es kommt zu einer ausschließlich positiven Überhöhung der Flussdichte an den Rändern, und die Mitte des supraleitenden Streifens, hier der Innenleiter, bleibt feldfrei, vergleiche Abb. 7.6 (a).

Die starke und ortsabhängige Fokussierung des magnetischen Flusses in die „Gaps“ gilt auch für den Downsweep des Magnetfeldes bis $B^\downarrow = 0$ mT. Zusätzlich kann man an den magnetooptischen Abbildungen des Downsweeps ausmachen, dass das Eindringen des magnetischen Flusses nahezu unabhängig von der Leiterbreite ist. Gibt

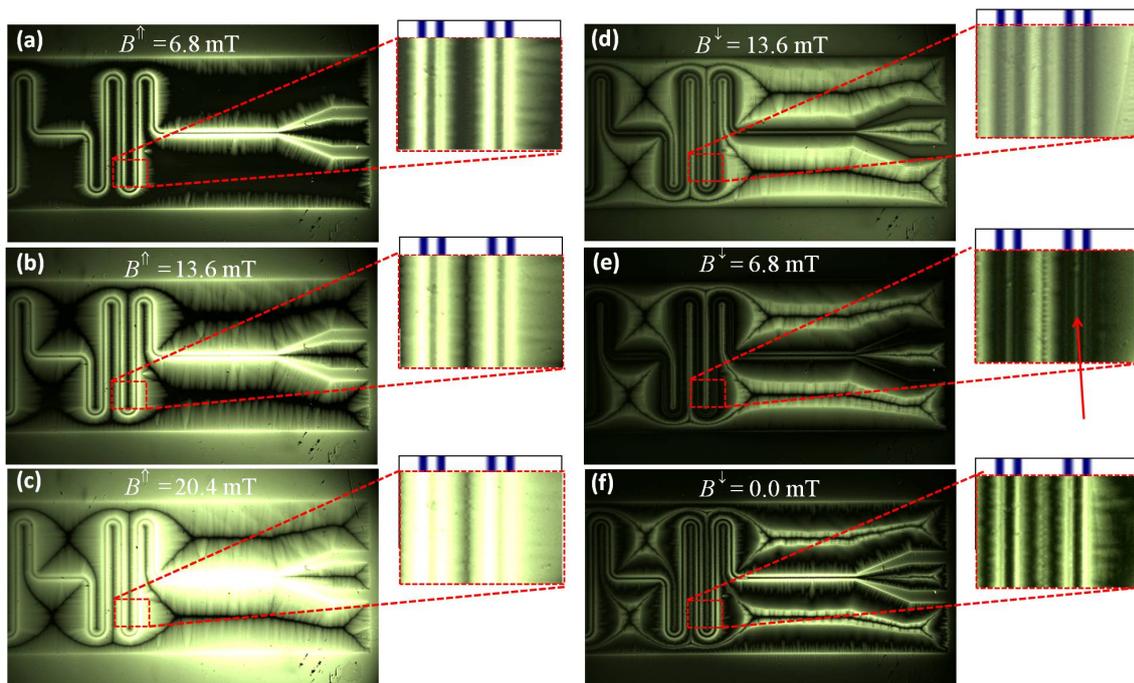


Abbildung 7.7: Magneto-optische Abbildungen vom Eindringen des magnetischen Flusses bei einer Temperatur von 4,2 K während des jungfräulichen Upsweeps (a)-(c) bis zu einem Magnetfeldwert von $B = 20,4$ mT bzw. während des Downsweeps (d)-(f) von $B = 20,4$ mT nach $B = 0$, jeweils in 1,7 mT-Schritten (wobei nur jeder vierte Schritt gezeigt wird) für die Haupt-Mode $n = 1$ für den Resonator ohne Antidots. Neben den einzelnen Bildern ist jeweils eine Vergrößerung des koplanaren Wellenleiters (Innenleiter), wiederum direkt darüber skizzenhaft ein optisches Bild zu dem jeweiligen Ausschnitt der magneto-optischen Bildern passenden Wellenleiter abgebildet. Der rote Pfeil im Bild (e) soll verdeutlichen, dass es eine starke und ortsabhängige Fokussierung des magnetischen Flusses in die „Gaps“ gibt und das Eindringen des Flusses nahezu unabhängig von der Leiterbreite ist.

es an den Rändern des Chips und des Wellenleiter-Bogens noch eine positiv überhöhte Flussdichte zu Beginn des Downsweeps (nicht in der Abbildung gezeigt), so ändert sich das mit weiter abnehmenden angelegten Magnetfeld und die Flussdichte wird negativ, siehe beispielsweise Abb. 7.7 (e). Dies alles stimmt wieder sehr gut mit dem NBI-Flussdichte-Modell aus Abb. 7.6 (c) überein. Bei $B^{\downarrow} = 0$ mT dringen schlussendlich Antiflusswirbel in die Ränder des Chips und des Wellenleiter-Bogens ein. Antiflusswirbel erscheinen hierbei in den magneto-optischen Abbildungen schwarz.

Um ein besseres Verständnis über das Fluss-Eindringen in einen Resonator zu bekommen und um die verwendeten Modelle (Bean- und NBI-Modell) und die Interpretation der Hysteresekurven zu testen, wurden zu den magneto-optischen Abbildungen Linescans durchgeführt und die Feldverteilung mit dem NBI-Modell verglichen. Da mit den magneto-optischen Abbildungen die Flussdichteverteilung an der Oberfläche des Resonators abgebildet werden kann, lässt sich mit diesen beurteilen, ob der Ansatz zur Erklärung der Hysterese-Daten aus den Transmissionsspektroskopie-Experimenten von Daniel Bothner *et al.* gerechtfertigt ist. Abbildung 7.8 zeigt magneto-optische Bilder des Resonators ohne Antidots sowohl während des Upsweeps

des Magnetfelds bei Magnetfeldwerten von 10,2 mT (a) bzw. 20,4 mT als auch während des Downsweeps bei Magnetfeldwerten von 10,2 mT (c) bzw. 0 mT (d). In Abb. 7.8 (e) und (f) sind Linescans für diverse Magnetfelder beim Up- bzw. Downsweep des Magnetfelds abgebildet.

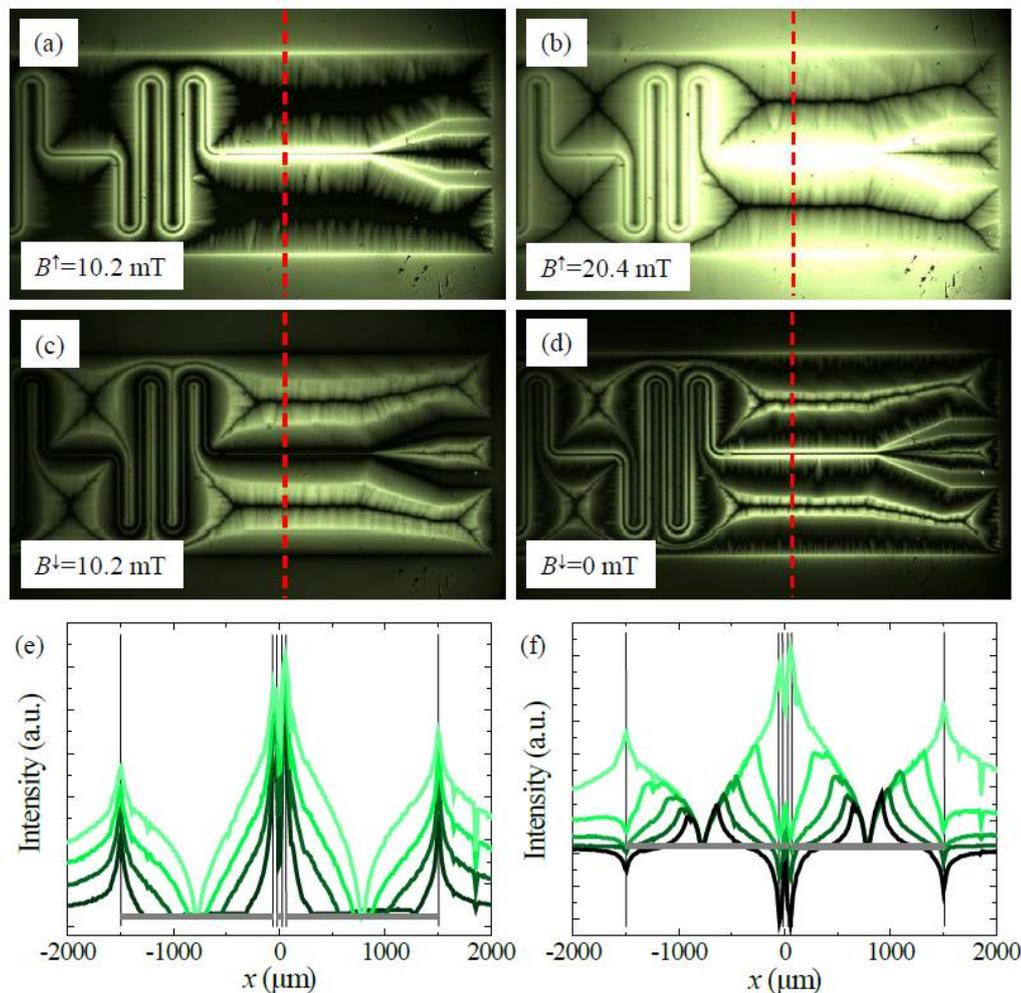


Abbildung 7.8: (a)-(d) Magnetooptische Bilder des Resonators ohne Antidots während des Upsweeps des Magnetfelds (a) und (b) bzw. des Downsweeps des Magnetfelds (c) und (d) bei den jeweils angegebenen Magnetfeldwerten. Die gestrichelten roten Linien in den magnetooptischen Bildern deuten die Stellen der Linescans für angelegte Magnetfelder $B^\uparrow = 5,1, 10,2, 15,3$ und $20,4$ mT (e) und $B^\downarrow = 20,4, 15,3, 10,2, 5,1$ und 0 mT an, die in (e) und (f) abgebildet sind. Die supraleitende Fläche ist durch einen horizontalen Querstreifen in (e) und (f) und die Leiterränder durch vertikale Linien angedeutet [3].

Die Leiterränder sind in (e) und (f) durch vertikale (graue) Linien angedeutet. Anzumerken ist, dass in Abb. 7.8 (f) die negativen Werte für die Intensität in den Rohdaten positiv sind und hier von Hand invertiert wurden, da in den magnetooptischen Bildern nicht zwischen positiven und negativem Fluss unterschieden werden kann. Wenngleich hier nur die Intensität graphisch dargestellt wird ist es offensichtlich, dass die Feldverteilung im Resonator der aus dem NBI-Modell erwarteten Feldverteilung für einen einzelnen supraleitenden Streifen, siehe Abb. 7.5, sehr ähnelt.

Allerdings kann hier keine exakte Beziehung zwischen der Intensität in den magneto-optischen Bildern und dem Magnetfeld angegeben werden, da der Graustufenwert der CCD-Kamera nicht linear mit dem senkrecht angelegten Magnetfeld skaliert, vgl. [118]. Damit ist kein exakter Vergleich der Linescans mit dem NBI-Modell bzw. eine direkte Feldwertangabe in Abb. 7.8 (e) und (f) möglich. Am Ende des Downsweeps, vgl. Abbildung 7.8 (d), ist noch eine erhebliche Menge an remanentem Fluss in der Struktur eingefroren. Positiver Fluss in der Mitte der supraleitenden Fläche und negativer Fluss an den Rändern. Diese magneto-optischen Abbildungen unterstützen sehr gut die Ergebnisse von Daniel Bothner *et al.* der Energieverlust- und Frequenz-Messungen.

7.3 Entmagnetisierungs-Zyklen

7.3.1 Magneto-optische Abbildungen zu den Entmagnetisierungs-Zyklen in den Resonatoren ohne Antidots

Um die Möglichkeit zu untersuchen, nach periodischen Magnetfeld-Durchläufen zum ursprünglichen, unberührten (jungfräulichen) Zustand zurückzukehren, wurden von Bothner *et al.* Entmagnetisierungs-Zyklen durchgeführt und dabei die Energieverluste $1/Q_v(B)$ betrachtet, siehe Abb. 7.9.

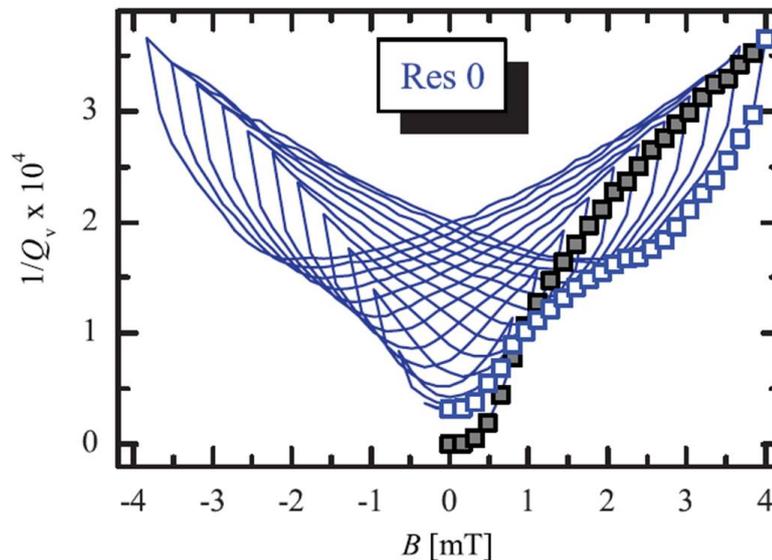


Abbildung 7.9: Energieverluste $1/Q_v(B)$ für einen Magnetfeld-Zyklus für die Haupt-Mode $n = 1$ für einen Resonator ohne Antidots. Gefüllte Quadrate in der Abbildung deuten den jungfräulichen Feldsweep an und die offenen Quadrate die Minimalwerte nach dem jungfräulichen Feldsweep für $B \geq 0$ [25].

Hierbei wurde das angelegte Magnetfeld wiederholt mit einem kontinuierlich abnehmenden B_{max} hoch und runter gefahren und die entsprechenden Resonanzen aufgenommen. Das Verfahren unterscheidet sich in der Hinsicht von gewöhnlich durch-

geführten Entmagnetisierungs-Zyklus, da die Magnetfeld-Schrittweite konstant gehalten wurde. Die Idee hinter diesem Verfahren beruht auf dem NBI-Modell.

Mit abnehmenden B_{max} nehmen die Verluste bei $B = 0$ ab und nähern sich dem jungfräulichen Zustandswert, vgl. Abb. 7.9. Der kleine, aber endliche Wert für $1/Q_v$ nach der Entmagnetisierung wird verursacht durch remanente (Anti-) Flusswirbel im Supraleiter, die während der sich wiederholenden Zyklen nicht annihiliert werden. Die Entmagnetisierungs-Kurve zeigt, dass über nahezu den gesamten Magnetfeld-Bereich ($B \geq 1$ mT) die Minimalwerte der mit den Flusswirbel verbundenen Verluste (offene Quadrate) deutlich unterhalb der Werte des jungfräulichen Feldsweep (gefüllte Quadrate) liegen. Dies bietet die Möglichkeit, die Verluste in Resonatoren oder anderen Mikrowellen-Schaltelementen, die in einem Magnetfeld betrieben werden, signifikant zu reduzieren, indem man die magnetische Vorgeschichte angemessen wählt. Die dadurch erreichbare Reduktion der Verluste ist klein im Vergleich zu anderen Methoden wie die Verwendung von Antidots oder Vertiefungen. Nichtsdestotrotz kann die in [25] beschriebene Methodik für Resonatoren, die mit Antidots strukturiert sind, benutzt werden um die Leistungsfähigkeit der Resonatoren zusätzlich zu verbessern.

Ein Entmagnetisierungs-Zyklus mit abnehmenden B_{max} erzeugt ein Sägezahnartiges Flussmuster im Supraleiter. Eine Simulation dieses Sägezahn-musters für einen Entmagnetisierungs-Zyklus für den Resonator ohne Antidots von $B = +13,6$ mT bis $B = 0$ mit einer Schrittweite von 0,85 mT ist in Abb. 7.10 exemplarisch dargestellt. Diese Werte wurden gewählt, da es zu diesem simulierten Sägezahnmuster magnetooptische Abbildungen des Entmagnetisierungsvorgangs gibt.

Auf diese magnetooptischen Bilder zu dem simulierten Sägezahnmuster soll nun im Folgenden eingegangen werden. Die magnetooptischen Abbildungen des Entmagnetisierungsvorgangs des Resonators ohne Antidots sind in Abb. 7.11 und Abb. 7.12 zusammengefasst. Abbildung 7.11 zeigt hierbei die magnetooptischen Abbildungen während des Entmagnetisierungs-Zyklus für die ersten sechs Magnetfeldwerte aus Abb. 7.10 (obere Hälfte). Abbildung 7.12 zeigt hingegen das Eindringen des magnetischen Flusses in den Resonator für die letzten sechs Magnetfeldwerte des Entmagnetisierungs-Zyklus aus Abb. 7.10.

Der Entmagnetisierungs-Zyklus fand insgesamt in sechzehn Etappen statt. Am Ende des Entmagnetisierungs-Zyklus ist ein Streifen-ähnliches Flussverteilungsmuster zu erkennen, vgl. Abb. 7.12 (f). Aufgrund der relativ kleinen Schrittweite beim Sweep des Magnetfeldes liegen die einzelnen Streifen relativ nahe beieinander. Das Sägezahn-artige Flussmuster hat eine Amplitude, die von der Differenz $\Delta B_{max} = |+B_{max}| - |-B_{max}|$ zwischen benachbarten Extrema (hier gilt $\Delta B_{max} = 0,16$ mT) abhängt. Während jedes zweiten Halbzyklus dieses Verfahrens werden Abrikosov-Antiflusswirbel in den Supraleiter gedrängt. Diese Antiflusswirbel reichen beinahe so weit in den Supraleiter wie die Flusswirbel vom Halbzyklus zuvor, allerdings eben nicht ganz. Die Feldverteilung am Ende der Prozedur ähnelt schmalen, abwechselnden Bereichen von Flusswirbeln und Antiflusswirbeln, deren Dichte (Abstand der Bereiche zueinander) durch ΔB_{max} bestimmt wird.

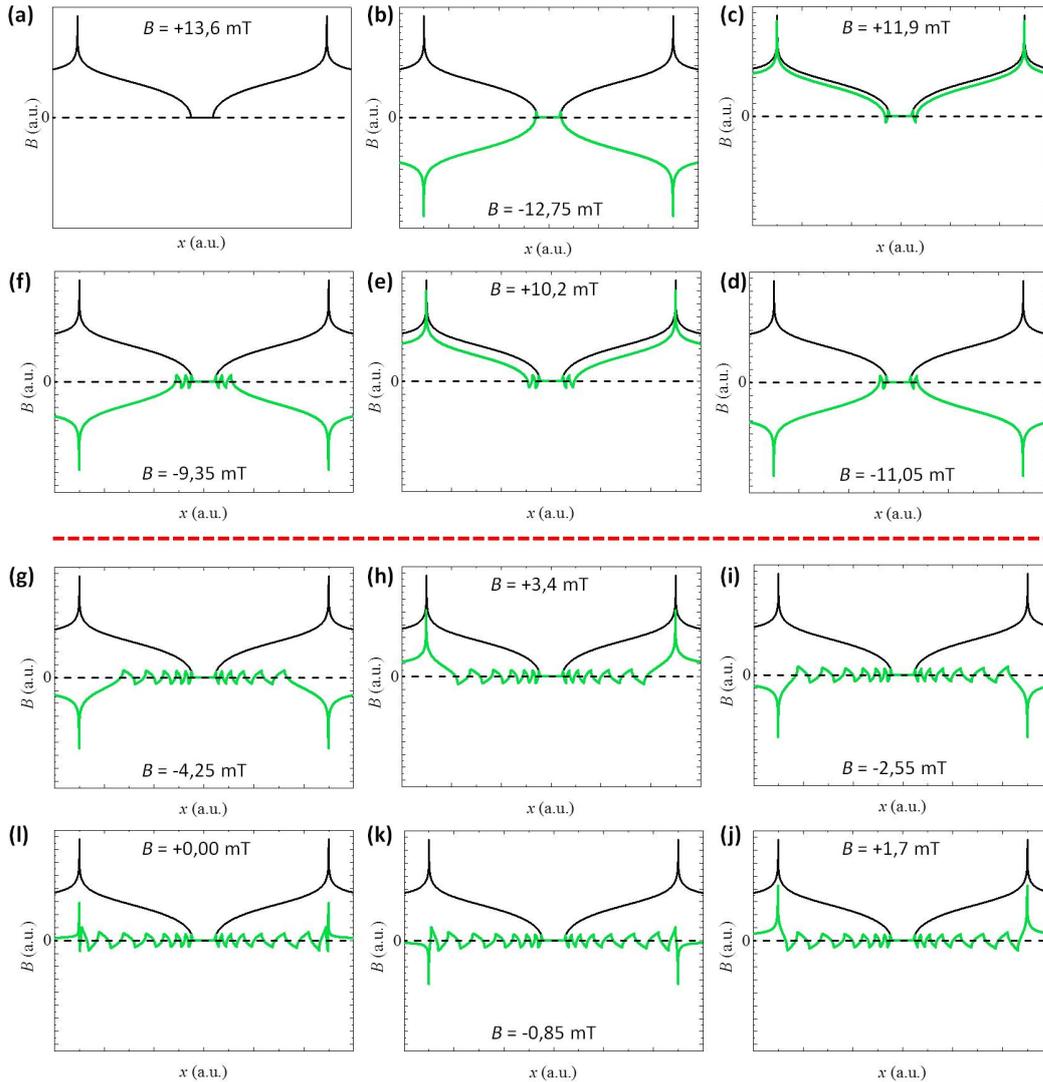


Abbildung 7.10: (a) Exemplarische Entmagnetisierungskurve für einen Magnetfeld-Zyklus für die Haupt-Mode $n = 1$ für einen Resonator ohne Antidots. Die Bilder (a)-(j) geben das simulierte Sägezahnmuster für den Entmagnetisierungs-Zyklus von $B = +13,6$ mT bis $B = 0$ mit einer $0,85$ mT-Schrittweite an. Die schwarze Kurve in den Bildern gibt die Magnetfeldverteilung für den Startwert von $B = +13,6$ mT und die grünen Kurven die zu den jeweiligen Feldwerten zugehörige Magnetfeldverteilung an. Die rote gestrichelte Linie zeigt den Bruch in der Abfolge der Abbildungen zwischen Bild (f) und (g) an [persönliche Kommunikation mit Daniel Bothner].

Wie man anhand der magnetooptischen Bilder erkennen kann, gibt es einige Defekte und einen Kratzer im Resonator ohne Antidots, vgl. Abb. 7.11 (a). Die Defekte bzw. der Kratzer im Nb-Film stammen aus der Herstellung des Nb-Resonators. Betrachtet man das Fluss-Muster um die Defekte, so erinnert dieses Muster stark an das Muster kreisförmiger Defekte aus Kapitel 6.4. In einem solchen kreisförmigen Defekt kommt es aufgrund der schlechteren supraleitenden Eigenschaften des Defekts zu einer Umverteilung des Stromflusses. Die Stromlinien, die den Defekt kreuzen würden,

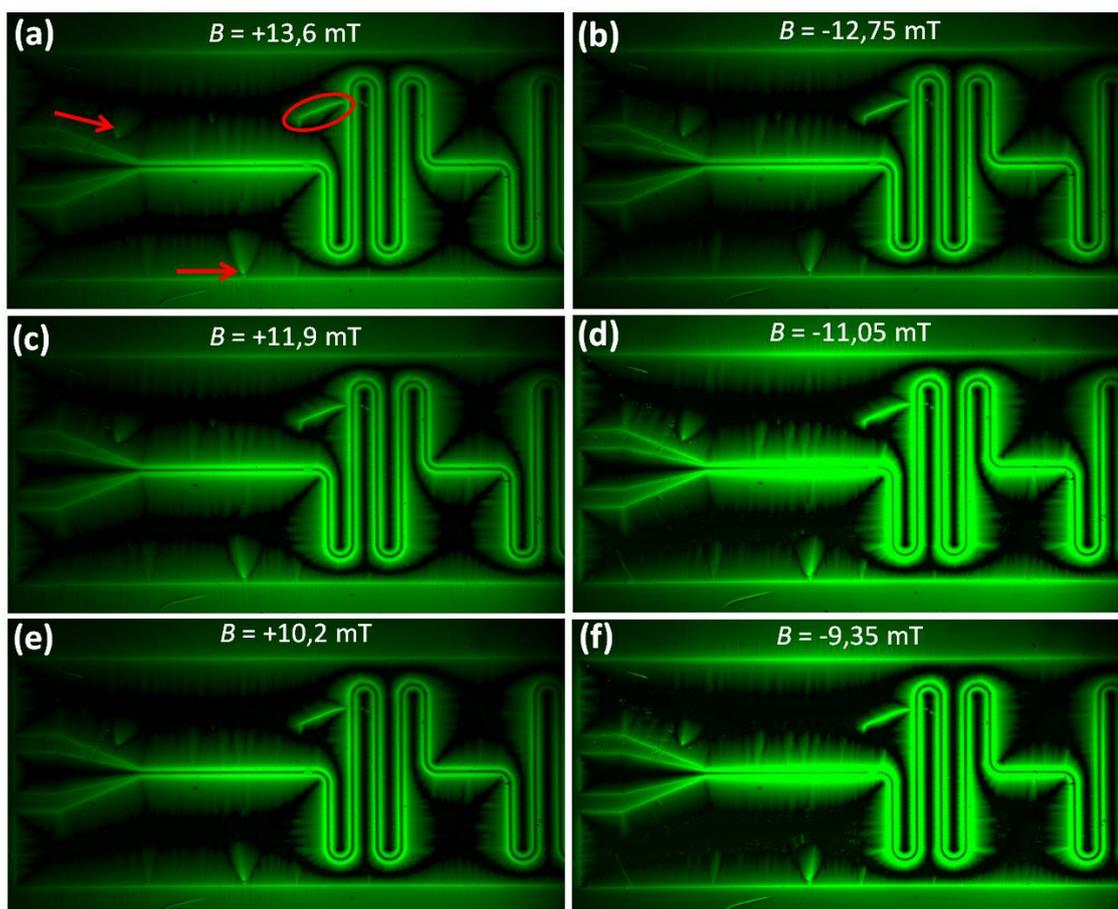


Abbildung 7.11: Magneto-optische Abbildungen des Eindringens des magnetischen Flusses bei einer Temperatur von 4,2 K während eines Entmagnetisierungs-Zyklus für die ersten sechs Magnetfeldwerte aus Abb. 7.10 für linke Hälfte des Resonators ohne Antidots. Dabei wurde das Magnetfeld von $B = +13,6$ mT (a) bis $B = -9,35$ mT (f) mit einer konstanten Magnetfeld-Schrittweite von 0,85 mT durchfahren.

fließen stattdessen um ihn herum und bilden parabelförmige Linien, vgl. Abb. 6.6. Genau dieser Effekt ist in den magneto-optischen Abbildungen zu erkennen.

Abbildung 7.13 zeigt einen Vergleich der experimentellen magneto-optischen Daten mit dem NBI-Modell für den Resonator ohne Antidots bei einer Temperatur von 4,2 K. Dazu ist ein magneto-optisches Bild der Flussverteilung im Resonator ohne Antidots bei $B=0$ mT abgebildet, siehe Abbildung 7.13 (a). Dieses magneto-optische Bild entspricht dem magneto-optischen Bild Abb. 7.12 (f) nach dem Entmagnetisierungs-Zyklus. Da der Entmagnetisierungs-Zyklus mit einer konstanten Schrittweite von 0,85 mT durchgeführt wurde, ist das magneto-optische Bild und die Flussdichteverteilung gemäß dem NBI-Modell (ebenfalls für $T=4,2$ K) vergleichbar.

Der Entmagnetisierungs-Zyklus fand mit einer konstanten Schrittweite von 0,85 mT statt und der Anfangswert für das angelegte Magnetfeld betrug 13,6 mT. Ganz am Ende des Zyklus wird ein Dissipationszustand erreicht, der sehr nahe an den ursprünglichen, jungfräulichen Zustand heranreicht. Im magneto-optischen Bild ist ein Streifen-ähnliches Flussverteilungs-Muster zu sehen, wie man es nach dem NBI-

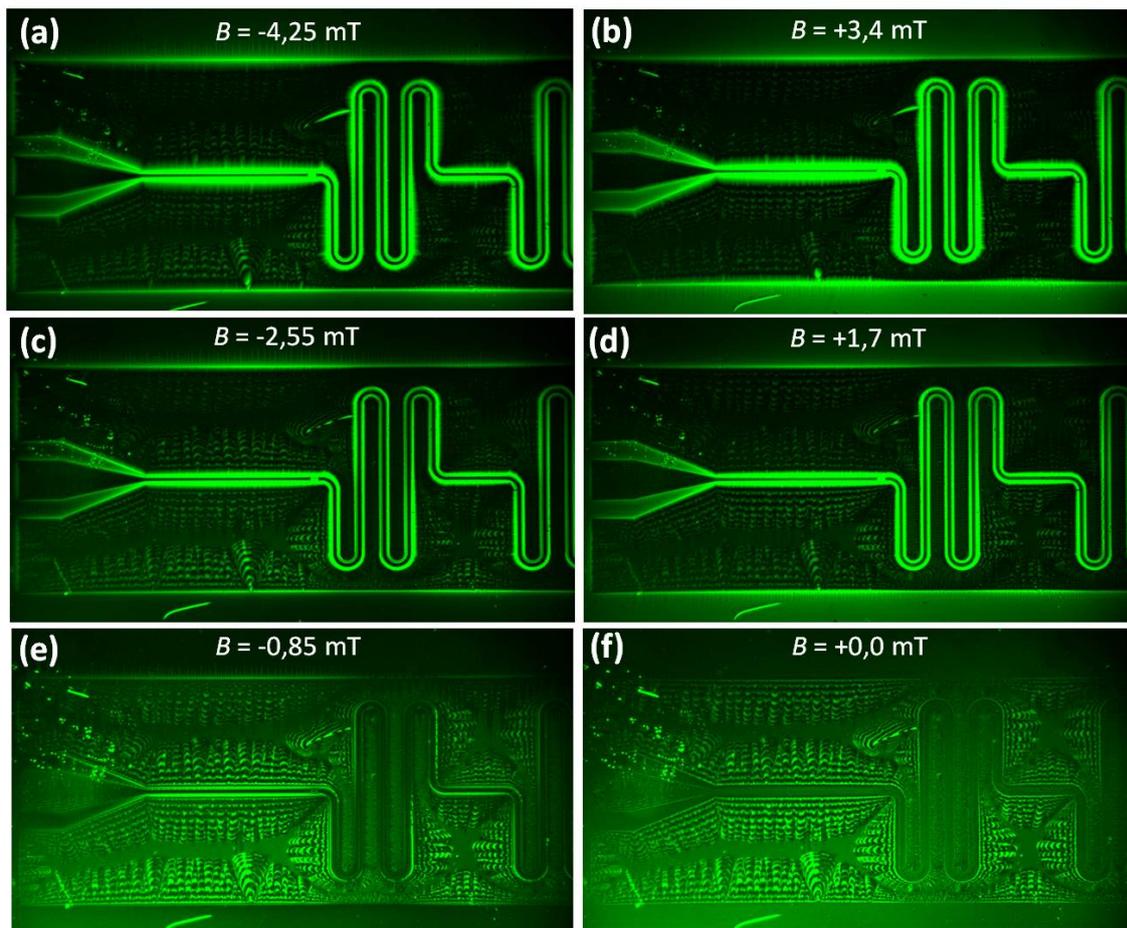


Abbildung 7.12: Magnetooptische Abbildungen während des Entmagnetisierungs-Zyklus für die letzten sechs Magnetfeldwerte aus Abb. 7.10 für den Resonator ohne Antidots. Das Magnetfeld wurde von $B = -4,25$ mT (a) bis $B = 0$ (f) mit einer Schrittweite von $0,85$ mT durchfahren. Mit roten Pfeilen in (a) sind Defekte im Resonator gekennzeichnet. Der rote Kringle in (a) deutet auf einen Kratzer im Nb-Film hin.

Modell her erwartet würde, siehe Abb. 7.13 (a). In Abb. 7.13 (b) und (c) ist die Flussdichteverteilung nach dem jungfräulichen Upsweep gemäß dem NBI-Modell (b) bzw. gemäß dem aus dem magnetooptischen Bild extrahierten Linescan der Intensität entlang der gestrichelten roten Linie in (a) nach dem jungfräulichen Upsweep (c) dargestellt. Vergleicht man die aus dem Linescan extrahierten experimentellen Ergebnisse (c) mit dem NBI-Modell (b), so kommt es vor allem an den Rändern zu Abweichungen. Hier muss in Betracht gezogen werden, dass es sich beim vorliegenden Resonator um eine komplexe Geometrie handelt, während im NBI-Modell nur ein einzelner supraleitender Streifen betrachtet wird. Deshalb wurde der Linescan in Abb. 7.13 (a) an einer Stelle gewählt, die einem supraleitenden Streifen ähnlich ist. Des weiteren sind aufgrund der komplexen Geometrie weitere Besonderheiten vorhanden, wie beispielsweise die erhöhte Flussdichte am Innenleiter des Resonators und in den „Gaps“ zwischen Innenleiter und Massefläche. Zudem divergiert in der Theorie das B-Feld am Rand eines supraleitenden Streifens, was im Experiment nicht der Fall ist. Der starke Peak im NBI-Modell am linken Ende des supraleitenden Streifens

stellt somit ein Artefakt der Theorie dar. Wie bereits erwähnt kann auch hier keine exakte Beziehung zwischen der Licht-Intensität in den magnetooptischen Bildern und dem Magnetfeld angegeben werden, da der Graustufenwert der CCD-Kamera nicht linear mit dem senkrecht angelegten Magnetfeld skaliert. Nichtsdestotrotz ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Als ein Ergebnis dessen können in supraleitenden Resonatoren für festgehaltene Magnetfeldwerte die Energieverluste alleinig nur durch die Wahl der geeigneten magnetischen Vorgeschichte reduziert werden.

In Abb. 7.14 sind magnetooptische Abbildungen bei einer Temperatur von 7,5 K während eines Entmagnetisierungs-Zyklus für den Resonator ohne Antidots dargestellt. Hiermit ist im Vergleich zu Abb. 7.13 nicht nur die Badtemperatur wesentlich höher, sondern der Entmagnetisierungs-Zyklus fand hier für die Abbildung mit einer konstanten Magnetfeld-Schrittweite von 0,17 mT statt und B_{max} betrug gerade einmal 4,08 mT. Folglich fand der Entmagnetisierungs-Zyklus in 24 Etappen statt.

Die hohe Badtemperatur von 7,5 K äußert sich in einem „schnelleren“ Fluss-Eindringen bei kleineren Magnetfeldern. So ist bei einem angelegten Magnetfeld von 4,08 mT, vgl. Abb. 7.14 (a), der Resonator nahezu komplett mit Fluss gefüllt. Dieser Magnetfeldwert war zugleich wie bereits erwähnt der Anfangswert für das angelegte Magnetfeld für den Entmagnetisierungs-Zyklus. Betrachtet man das Ende des Zyklus bei Nullfeld, vgl. Abb. 7.14 (h), so ist auch hier ein Dissipationszustand erreicht, der sehr nahe am ursprünglichen, jungfräulichen Zustand heranreicht. In diesem magnetooptischen Bild ist wieder ein Streifen-ähnliches Flussverteilungs-Muster zu sehen, wie man es nach dem NBI-Modell her erwartet würde. Hier liegen die Streifen aufgrund der kleinen Magnetfeld-Schrittweite sehr eng beieinander. Theoretisch sollte man 24 Streifen sehen. Aufgrund der geringen Schrittweite überlagern diese sich und im Bild kann man nur die Hälfte der Streifen optisch erkennen und diese unterscheiden.

7.3.2 Magnetooptische Abbildungen zu den Entmagnetisierungs-Zyklen in einem Resonator mit einer Reihe Antidots

An dieser Stelle sollen magnetooptische Abbildungen zu den Entmagnetisierungs-Zyklen in einem Resonator mit einer Reihe Antidots gezeigt werden. Ursprünglich sollte der Einfluss der Antidots auf den eingedrungenen Fluss im Resonator untersucht werden. Allerdings konnte mit dem Polarisationsmikroskop in Oslo nur mit 2,5-facher Vergrößerung gearbeitet werden. Hiermit war die Auflösung zu gering um die einzelnen Antidots und deren Einfluss untersuchen zu können. Außerdem waren in diesem einen Resonator die lithographierten Antidots von ihren Ausmaßen her deutlich zu groß, um wirklich Einfluss auf die einzelnen Flusswirbel zu haben.

In diesem Resonator konnte allerdings sehr schön der Einfluss der Magnetfeld-Schrittweite auf das Streifen-ähnliche Flussverteilungs-Muster untersucht werden. Der Resonator wurde hierfür zweimal bei einer Temperatur von 5,3 K und einem maximalen Magnetfeld für den Beginn des Entmagnetisierungs-Zyklus von 4,08 mT

magnetooptisch vermessen, nur die Schrittweite wurde verändert. In Abb. 7.15 ist der Entmagnetisierungs-Zyklus bei einer konstanten Schrittweite von 0,17 mT und in Abb. 7.16 bei einer konstanten Schrittweite von 0,68 mT abgebildet.

Die Schrittweite ist in Abb. 7.16 gerade viermal so groß wie in Abb. 7.15. Somit sollten in Abb. 7.15 viermal so viele Streifen in den magnetooptischen Bildern zu sehen sein als in Abb. 7.16 mit der Großen Schrittweite. Dies ist auch der Fall. Der Entmagnetisierungs-Zyklus mit einer konstanten Schrittweite von 0,17 mT weist bei Nullfeld 24 Streifen auf, was gerade den 24 Etappen des Entmagnetisierungs-Zyklus entspricht, siehe Abb. 7.15 (h). Beim magnetooptischen Bild bei Nullfeld in Abb. 7.16 (g) sind die nach den 6 Etappen des Entmagnetisierungs-Zyklus zu erwartenden 6 Streifen des Flussverteilungsmuster zu erkennen.

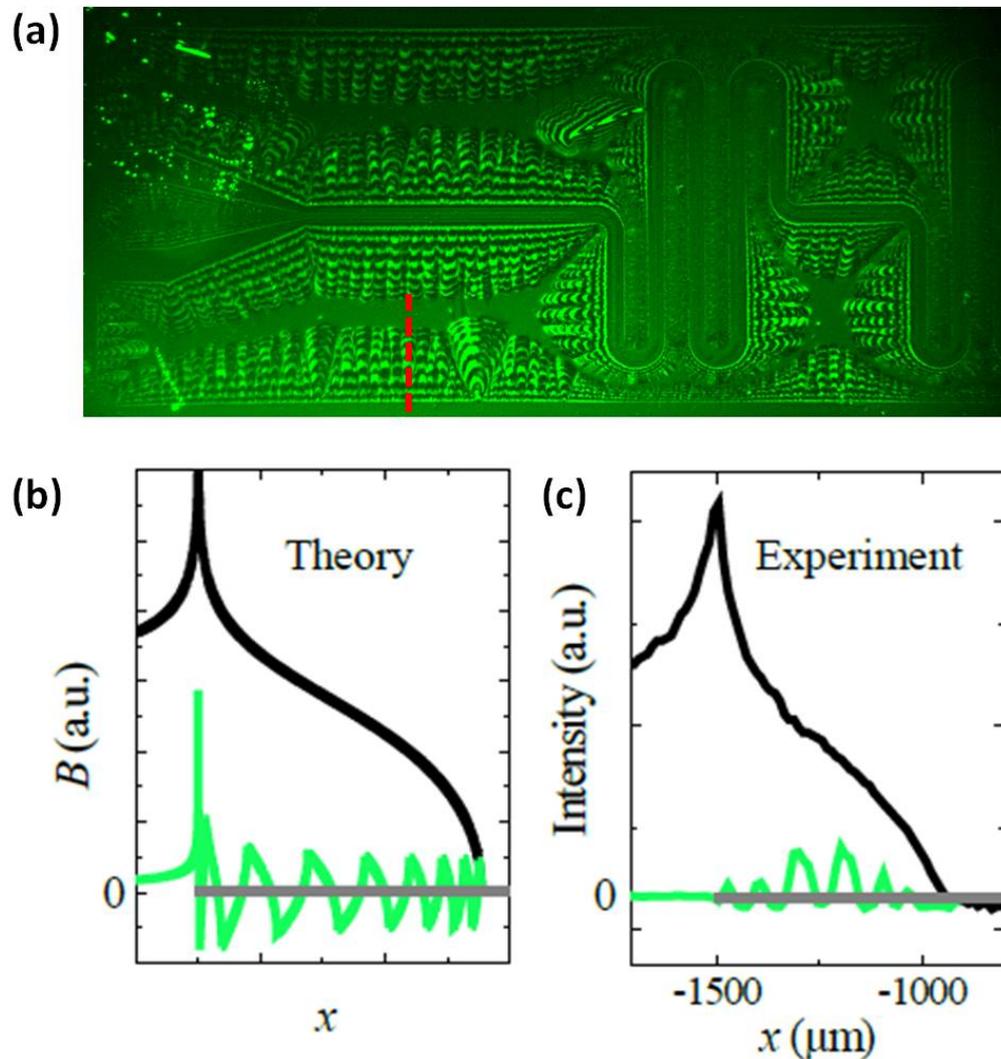


Abbildung 7.13: Vergleich der experimentellen Daten mit dem NBI-Modell. (a) Magnetooptisches Bild der Flussverteilung im Resonator ohne Antidots nach dem Entmagnetisierungs-Zyklus mit einem Anfangswert für das angelegte Magnetfeld von 13,6 mT und einer konstanten Schrittweite von 0,85 mT. In (b) ist die Flussdichteverteilung nach dem jungfräulichen Upsweep (schwarz) und nach dem Entmagnetisierungs-Zyklus gemäß dem NBI-Modell (grün) eingezeichnet. (c) Linescan der Intensität im magnetooptischen Bild entlang der gestrichelten roten Linie in (a) nach dem jungfräulichen Upsweep (schwarz) und dem Entmagnetisierungs-Zyklus (grün). Graue horizontale Querstreifen stellen den supraleitenden Film dar [3].

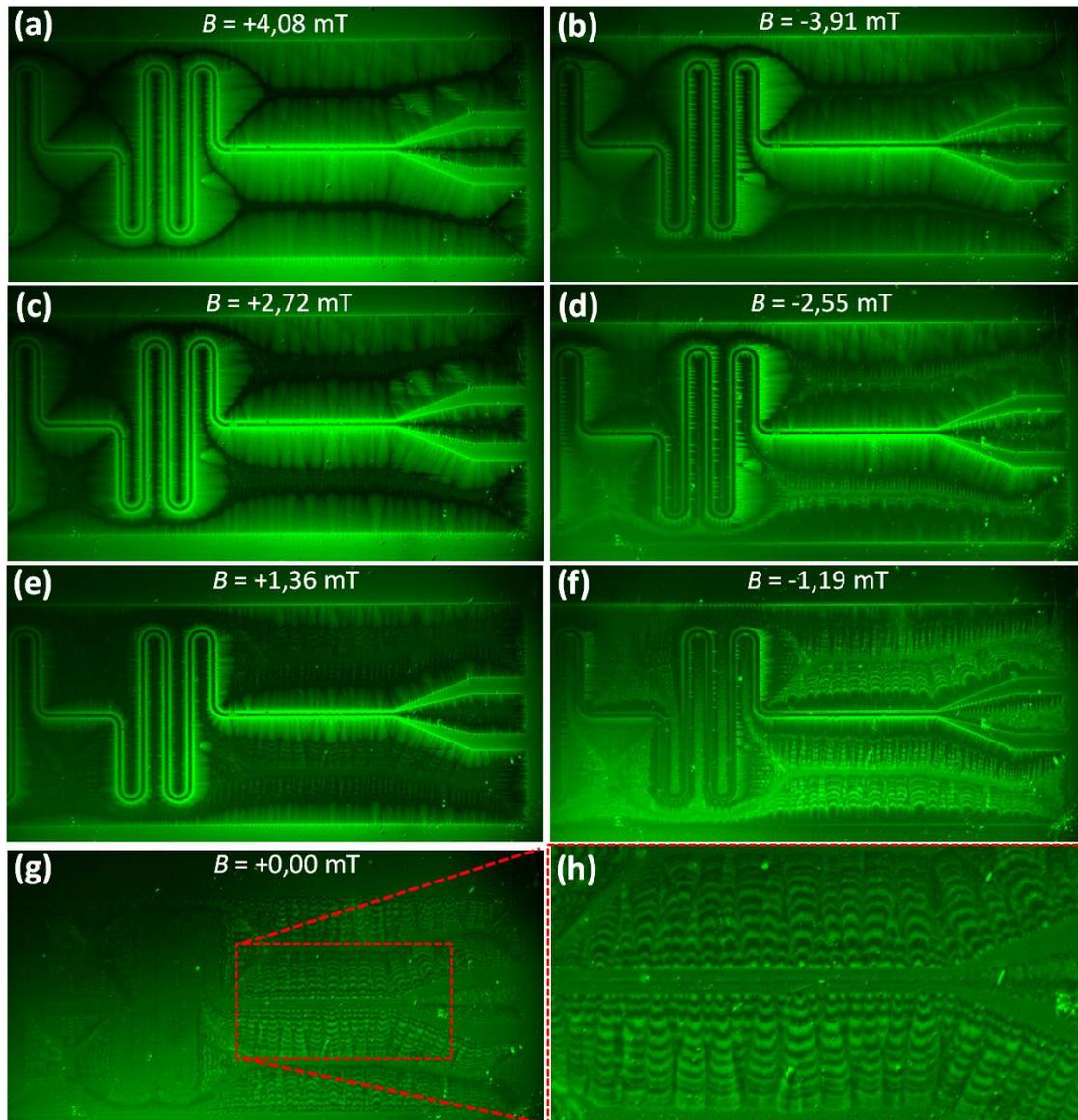


Abbildung 7.14: Magneto-optische Abbildungen des Eindringens des magnetischen Flusses bei einer Temperatur von 7,5 K während eines Entmagnetisierungs-Zyklus für die rechte Hälfte des Resonators ohne Antidots. Dabei wurde das Magnetfeld von $B = +4,08$ mT (a) bis $B = 0$ (g) mit einer konstanten Schrittweite von 0,17 mT durchfahren. Es ist nicht der komplette Entmagnetisierungs-Zyklus gezeigt, sondern nur Ausschnitte aus diesem. In Abbildung (h) ist der in Abbildung (g) mit einem roten Kasten ange deutete vergrößerte Bereich des Resonators dargestellt.

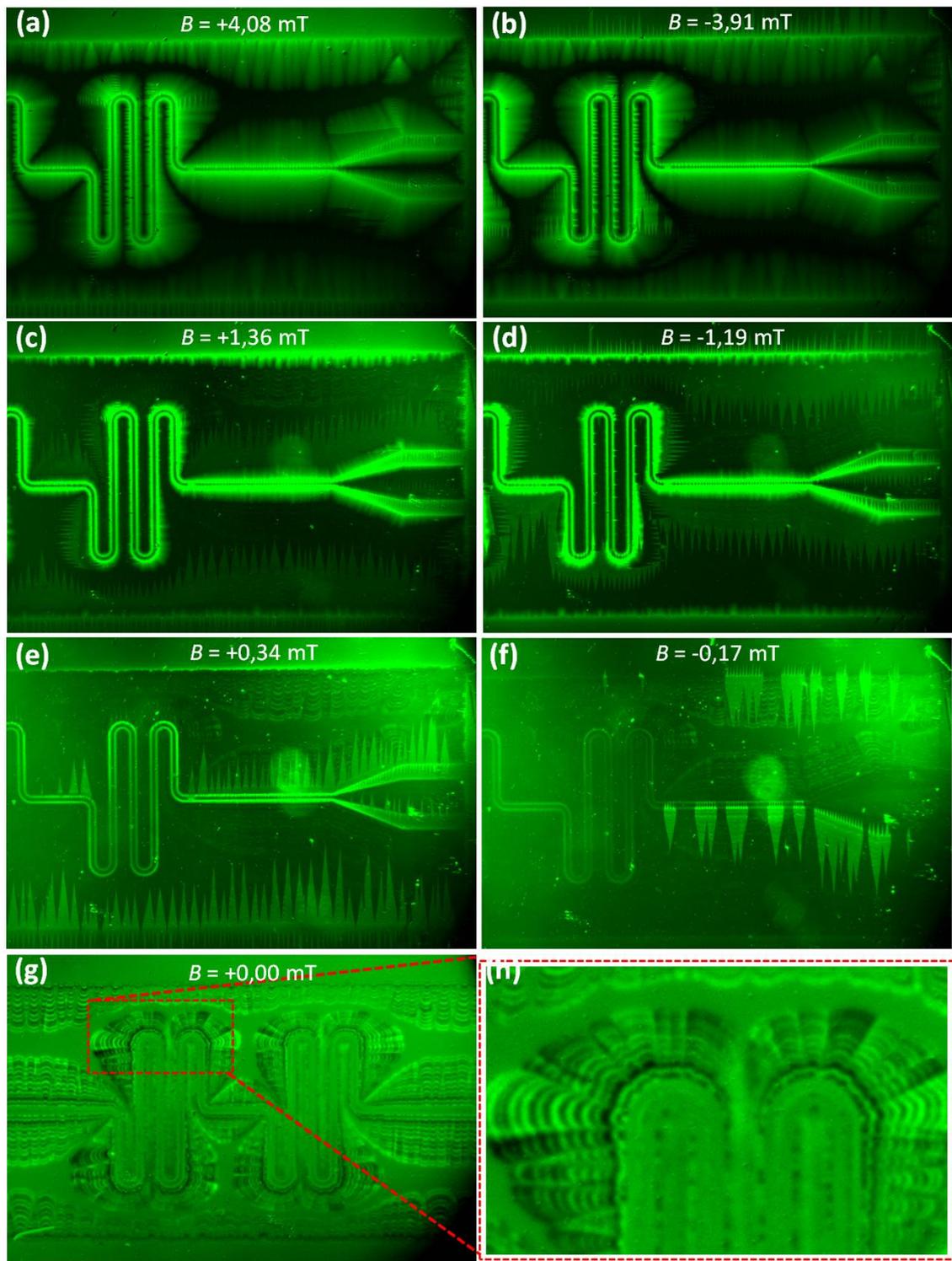


Abbildung 7.15: Magneto-optische Abbildungen des Eindringens des magnetischen Flusses bei einer Temperatur von 5,3 K während eines Entmagnetisierungs-Zyklus für die rechte Hälfte des Resonators mit einer Reihe Antidots. Dabei wurde das Magnetfeld von $B = +4,08$ mT (a) bis $B = 0$ (g) mit einer konstanten Magnetfeld-Schrittweite von 0,17 mT durchfahren. In Abbildung (h) ist der in Abbildung (g) mit einem roten Kasten ange deutete vergrößerte Bereich des Resonators dargestellt.

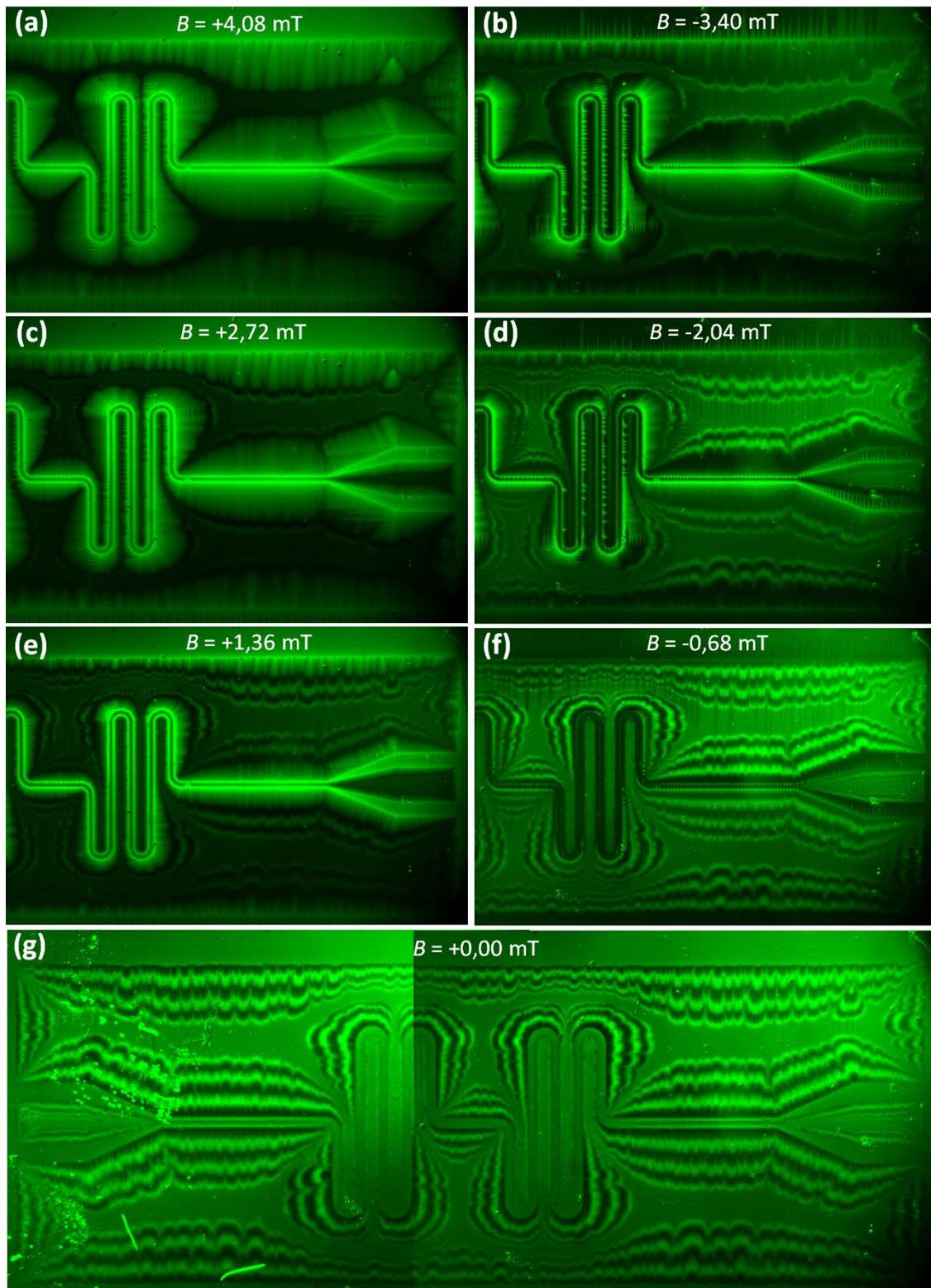


Abbildung 7.16: Magneto-optische Abbildungen unter denselben Bedingungen wie in Abb. 7.15. Allerdings beträgt hier die konstante Schrittweite des Magnetfelds $0,68 \text{ mT}$. In Abbildung (g) ist ein zusammengefügtes Bild des kompletten Resonator-Chips bei $B = 0$ dargestellt.

Kapitel 8

Dendritische Flusslawinen in einem Niob-Einkristall nahe der kritischen Temperatur

In diesem Abschnitt sollen Messergebnisse an einem großen Niob-Einkristall präsentiert werden. Hierbei konnten zum ersten Mal dendritische Flusslawinen in einer Bulk-Probe nachgewiesen werden. Im Gegensatz zu dendritischen Flusslawinen in Dünnschichten, treten diese im Einkristall nur in einem sehr engen Temperaturintervall von ungefähr einem Zehntel Kelvin nahe der kritischen Temperatur von Niob auf. Das Auftreten von dendritischen Flusslawinen im Bulk und bei Temperaturen nahe T_c ist vollkommen unvorhergesehen.

8.1 Experimentelle Ergebnisse

Nb-Einkristalle können allgemein als ein Modellsystem für systematische Studien in der Flusswirbel-Thematik betrachtet werden [131, 132, 133]. Deshalb war interessant, wie sich unter Nullfeld-Abkühl-Bedingungen das Eindringen des magnetischen Flusses in einen Nb-Einkristall bei verschiedenen Temperaturen bis hin zu T_c verhält. Alle folgenden Experimente wurden durchgeführt, nachdem der Einkristall im Nullfeld abgekühlt wurde. Als Probenmaterial diente für die Messungen ein Nb-Einkristall mit einem niedrigen Ginzburg-Landau Parameter ($\kappa \approx 0,74$). Der Einkristall ist ein quadratisches $10 \times 10 \text{ mm}^2$ -Plättchen mit einer konstanten Dicke von 2 mm. Der Normalvektor des Einkristalls stimmt mit der [110]-Richtung überein. Das Magnetfeld wurde bei den magnetooptischen Messungen jeweils parallel zum Normalvektor des Einkristalls angelegt, was zu einem Entmagnetisierungsfaktor der Probe von nahezu eins führt. Das Restwiderstandsverhältnis RRR (Residual Resistance Ratio) des Einkristalls beläuft sich auf $RRR \approx 300$. Der Kristall ist rein, weist allerdings Pinning-Zentren auf, wie man an den SQUID-Magnetometer-Daten (siehe Abb. 8.1(a)) anhand der Hysterese erkennen kann. Zu erwähnen ist, dass die SQUID-Magnetometer-Daten in Abb. 8.1(a) bei $H \parallel [100]$ durchgeführt wurden. Allerdings handelte es sich bei der untersuchten Probe um ein würfelförmiges

Stück desselben Nb-Einkristall-Ingots. Die Anisotropie im Kristall ist sehr gering und man kann die Situation für $H \parallel [100]$ und $H \parallel [110]$ miteinander vergleichen. Die supraleitende Übergangstemperatur T_c , bestimmt durch die Magnetisierung vs.

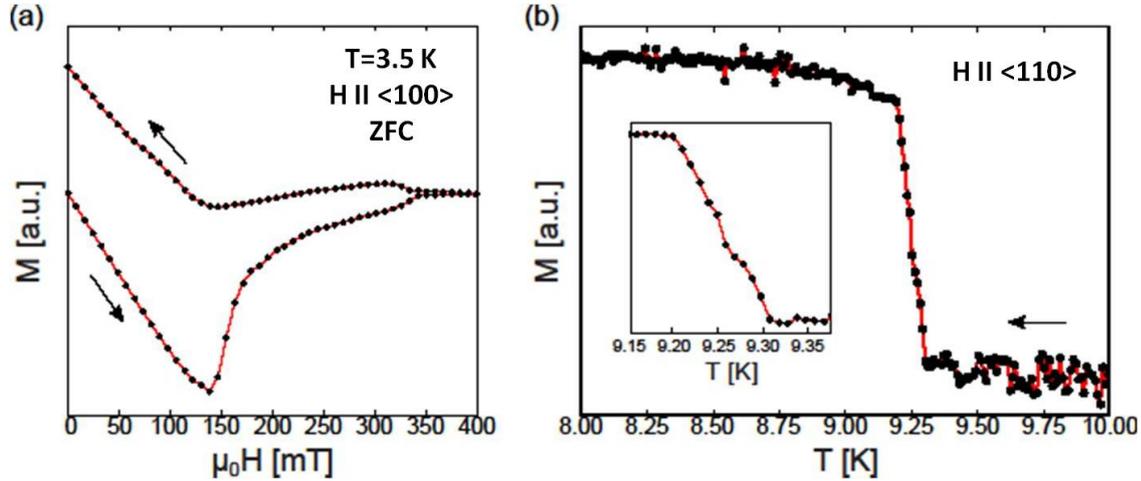


Abbildung 8.1: Magnetisierungsmessungen am Nb-Einkristall. (a) Hystereseschleife $M(H)$. Die große Hysterese zeigt, dass der Kristall starke Pinning-Zentren enthält. (b) Bestimmung von T_c durch eine $M(T)$ -Messung. Das Inset in (b) zeigt eine vergrößerte Ansicht nahe der supraleitenden Übergangstemperatur T_c von 9,25 K, welche durch die Mitte des Übergangs bestimmt wird [134].

Temperatur-Kurve (siehe Abb. 8.1(b)), ergibt sich in der Mitte des Übergangs zu 9,25 K. Dieser Wert für T_c deckt sich sehr gut mit dem Wert $T_c = 9,26 \pm 0,1$ K für (hoch-) reines Bulk-Nb ($RRR = 1600 \pm 400$), wie es in [135] beschrieben wird.

8.1.1 Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall gemäß dem kritischen Zustandsmodell von Charles Bean bis zu einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,984$

Kühlt man die Probe im Nullfeld ab und stellt eine konkrete Temperatur für die Probe ein, so ergibt sich beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes ein uniformes Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall gemäß dem kritischen Zustandsmodell von Charles Bean. Dieses Verhalten des Flusses kann bis zu einer Temperatur von $T/T_c = 0,984$ beobachtet werden. Hierbei muss erwähnt werden, dass im Folgenden aufgrund des thermischen Widerstandes zwischen Kaltfinger des Aufbaus und des Nb-Einkristalls nicht die absolute, sondern nur die relative Temperatur T/T_c angegeben werden kann. Wichtig zu erwähnen ist außerdem, dass die Temperatur des Systems während der Aufnahmen der Bilder mit der „Retiga Exi“ CCD-Kamera bzw. der „Vision Research Phantom V 210“ Videokamera in jeder der gezeigten Abbildungen bzw. Sequenzen innerhalb eines mK stabil war.

Das Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall gemäß dem kritischen Zustandsmodell von Charles Bean vom rechten, unteren Viertel des Nb-Einkristalls ist in Abb. 8.2 exemplarisch für eine relative Temperatur von $T/T_c = 0,53$ gezeigt.

Als Bilderfassungs-System diente die „Retiga Exi“ CCD-Kamera. Mit der Objektiv-

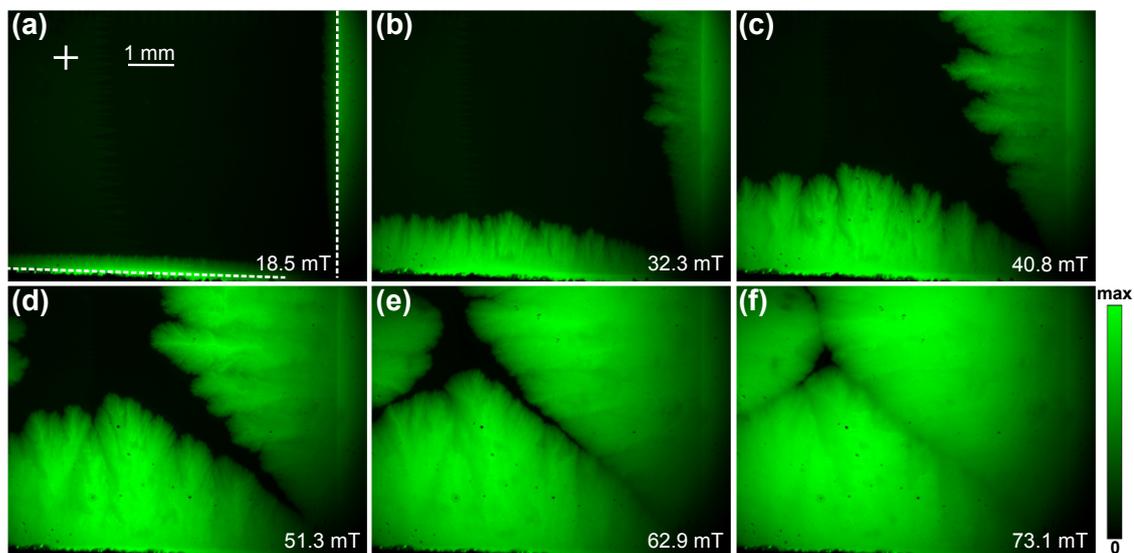


Abbildung 8.2: Magneto-optische Abbildungen des Eindringens des Flusses in das rechte, untere Viertel des Einkristalls bei einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,53$. Die Bildhelligkeit repräsentiert die Flussdichte. Die Bilder (a)-(f) wurden nach dem Abkühlen im Nullfeld bei diversen angelegten Magnetfeldern senkrecht zur Probenoberfläche aufgenommen. Der Fluss dringt gleichmäßig mit Fronten, die sehr gut durch das kritische Zustandsmodell beschrieben werden können, in die Bulk-Probe ein. In (a) sind die Probenkanten mit weißen, gestrichelten Linien angedeutet und die Mitte der Probe wird durch ein weißes Kreuz markiert [134].

linse mit 2,5-facher Vergrößerung konnte ein effektives Sichtfeld von $5,85 \times 7,61 \text{ mm}^2$ abgebildet werden. Die weißen, gestrichelten Linien in (a) deuten die Probenkanten an und die Mitte des Nb-Einkristalls wird durch ein weißes Kreuz angezeigt. Es wird also etwas mehr als $1/4$ des Einkristalls abgebildet. Die einzelnen Bilder sind Rohdaten, es wurde keine Bildbearbeitung vorgenommen. Die Bildhelligkeit repräsentiert die Flussdichte. Dies bedeutet, dass schwarz in den Bildern Regionen ohne Fluss darstellen, während Regionen mit Flussschläuchen in grün erscheinen. Ohne Nachbearbeitung der Bilder sind auf den einzelnen Bildern kleine Bubble-Domänen des in-plane magnetisierten Indikatorfilms vorhanden, die allerdings keinerlei wichtigen Informationen über das Eindringen des Flusses überdecken. Außerdem ist schwach eine Zickzack-Domäne des Indikatorfilms zu erkennen, die sich vertikal durch das Bild zieht, vergleiche Bild (a). Doch auch diese verursacht keinerlei Informationsverlust. Die Bilder (a)-(f) wurden nach dem Abkühlen im Nullfeld bei diversen angelegten Magnetfeldern senkrecht zur Probenoberfläche aufgenommen. Bei $B_a = 18,5 \text{ mT}$ beginnt der Fluss uniform in den Einkristall einzudringen. Erhöht man das Feld sukzessive, so dringt der Fluss immer weiter in den Einkristall ein. Bei einem angelegten Magnetfeld von $B_a = 73,1 \text{ mT}$ treffen sich die Flussfronten nahezu in der Mitte des Einkristalls. Wie man gut erkennen kann, dringt der Fluss gleichmäßig mit Fronten, die sehr gut durch das kritische Zustandsmodell beschrieben werden können, in die Bulk-Probe ein.

Mit zunehmender Temperatur sollte der Fluss schon bei kleineren angelegten Magnetfeldern beginnen in den Einkristall einzudringen. Zudem sollten kleinere Magnetfeldwerte ausreichen, dass sich der Fluss von allen Kanten in der Mitte des Einkristalls trifft. Dies wird in Abb. 8.3 für eine relative Temperatur von $T/T_c = 0,77$ für das rechte, obere Viertel des Einkristalls gezeigt. Auch hier dringt der Fluss

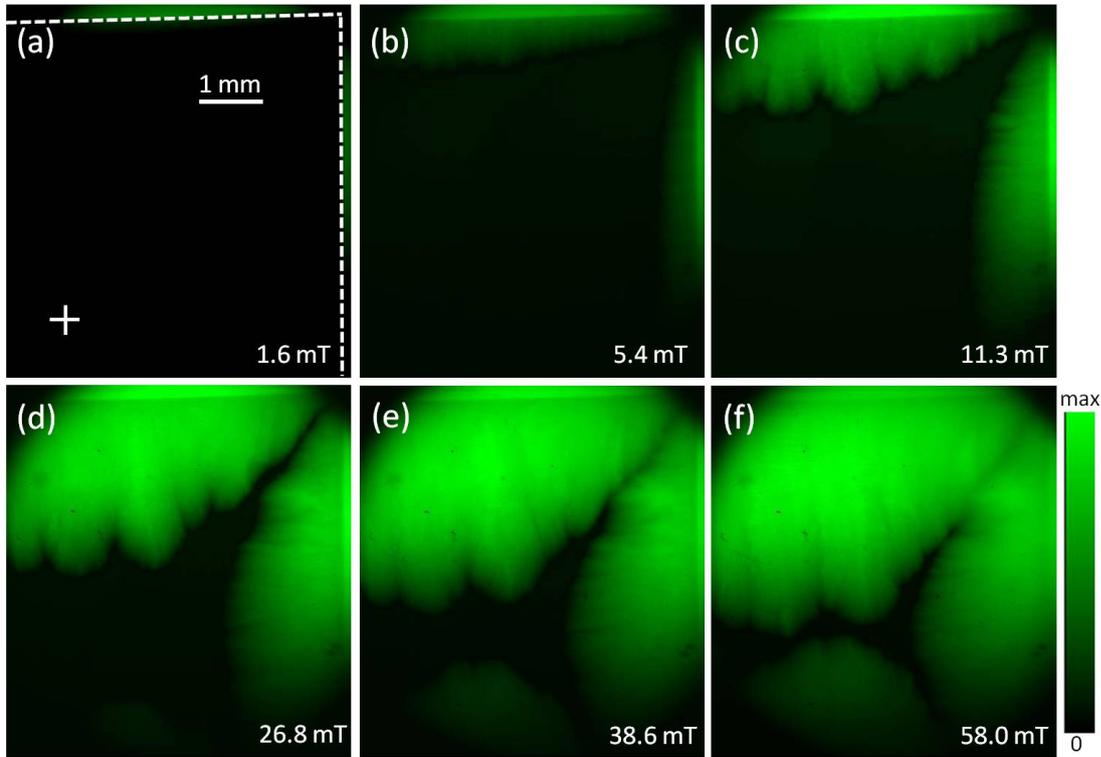


Abbildung 8.3: Magnetooptische Abbildungen des Eindringens des Flusses in das rechte, obere Viertel des Einkristalls bei einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,77$. Die Bildhelligkeit repräsentiert die Flussdichte. Die Bilder (a)-(f) wurden nach dem Abkühlen im Nullfeld bei diversen angelegten Magnetfeldern senkrecht zur Probenoberfläche aufgenommen. Der Fluss dringt gleichmäßig mit Fronten, die sehr gut durch das kritische Zustandsmodell beschrieben werden können, in die Bulk-Probe ein. In (a) sind die Probekanten mit weißen, gestrichelten Linien angedeutet und die Mitte der Probe wird durch ein weißes Kreuz markiert.

wieder gleichmäßig mit Fronten, die sehr gut durch das kritische Zustandsmodell beschrieben werden können, in den Einkristall ein. Dieses Verhalten wurde bis zu einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,984$ beobachtet.

8.1.2 Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall in Form von dendritischen Flusslawinen oberhalb einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,985$

Betrachtet man nun unter Nullfeld-Einkühl-Bedingungen das Eindringen des Flusses oberhalb einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,985$, so erhält man ein völlig neu-

es Verhalten. Der Fluss dringt nicht mehr uniform in Fronten ein, sondern es kommt zur Ausbildung einer dendritischen Instabilität, siehe exemplarisch dafür Abb. 8.4 bei einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,986$. Hierbei wurde das senkrecht

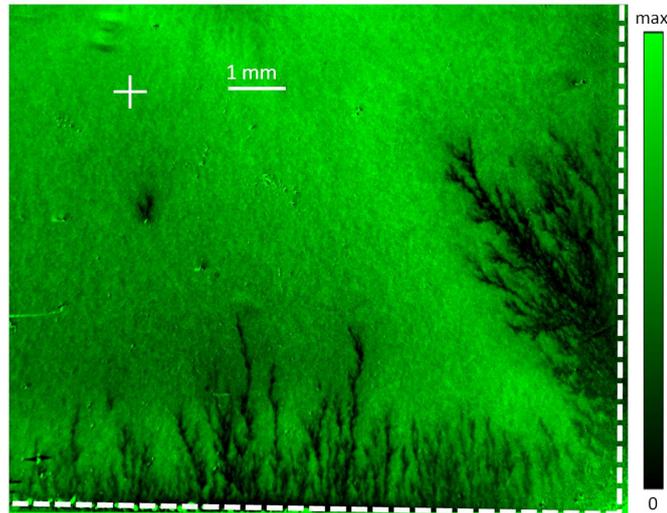


Abbildung 8.4: Magnetooptische Abbildung des Eindringens des magnetischen Flusses in den Einkristall in Form von dendritischen Flusslawinen bei einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,986$. Die Abbildung wurde aufgenommen, nachdem das angelegte Magnetfeld von $B_a = 0,68$ mT auf 0 reduziert wurde. Das Bild wurde dabei zur besseren Darstellung von einem Bild, welches oberhalb von T_c bei Nullfeld aufgenommen wurde, subtrahiert. Die Kanten des Nb-Einkristalls sind mit weißen, gestrichelten Linien angedeutet und die Mitte der Probe wird durch das weiße Kreuz markiert.

zur Oberfläche des Einkristalls angelegte Magnetfeld langsam auf einen Wert von $B_a = 0,68$ mT erhöht, was in einer nahezu homogenen Verteilung von positivem magnetischen Fluss im Einkristall resultiert (heller, grüner Bereich), der sich bis in die Mitte des Einkristalls ausdehnt. Wie man noch anhand anderer Abbildungen in diesem Kapitel erkennen wird, ist auch dieser positive magnetische Fluss dendritischen Ursprungs. Anschließend wurde das Feld abrupt ausgeschaltet, was wiederum in dunklen dendritischen Strukturen aufgrund von Antivortizes, die in den Einkristall eindringen, resultiert. Die Original-Abbildung wurde zur Informationsmaximierung von einem Bild, welches oberhalb von T_c aufgenommen wurde, subtrahiert. Deshalb soll in Abb. 8.5 das Vorgehen bei der Bildbearbeitung zur besseren Darstellung der dendritischen Strukturen im Einkristall dargestellt werden. Die Bilder (a) und (b) in der Abbildung sind jeweils Rohdaten in Grautönen. Anhand der Aufnahme (b) im Nullfeld bei einer Temperatur oberhalb der kritischen Temperatur T_c , kann man Bubble-Domänen im und Staubpartikel auf dem Indikatorfilm erkennen. Nach der Subtraktion der beiden Bilder, erhält man als Resultat das Bild (c). Wie man erkennen kann, wurden durch die Subtraktion die nichtmagnetischen Beiträge eliminiert. Verstärkt man nun mittels Bildbearbeitungsprogramm den Kontrast und färbt das Bild nicht in Grau-, sondern in Grüntöne, so erhält man das Bild von Abb. 8.4.

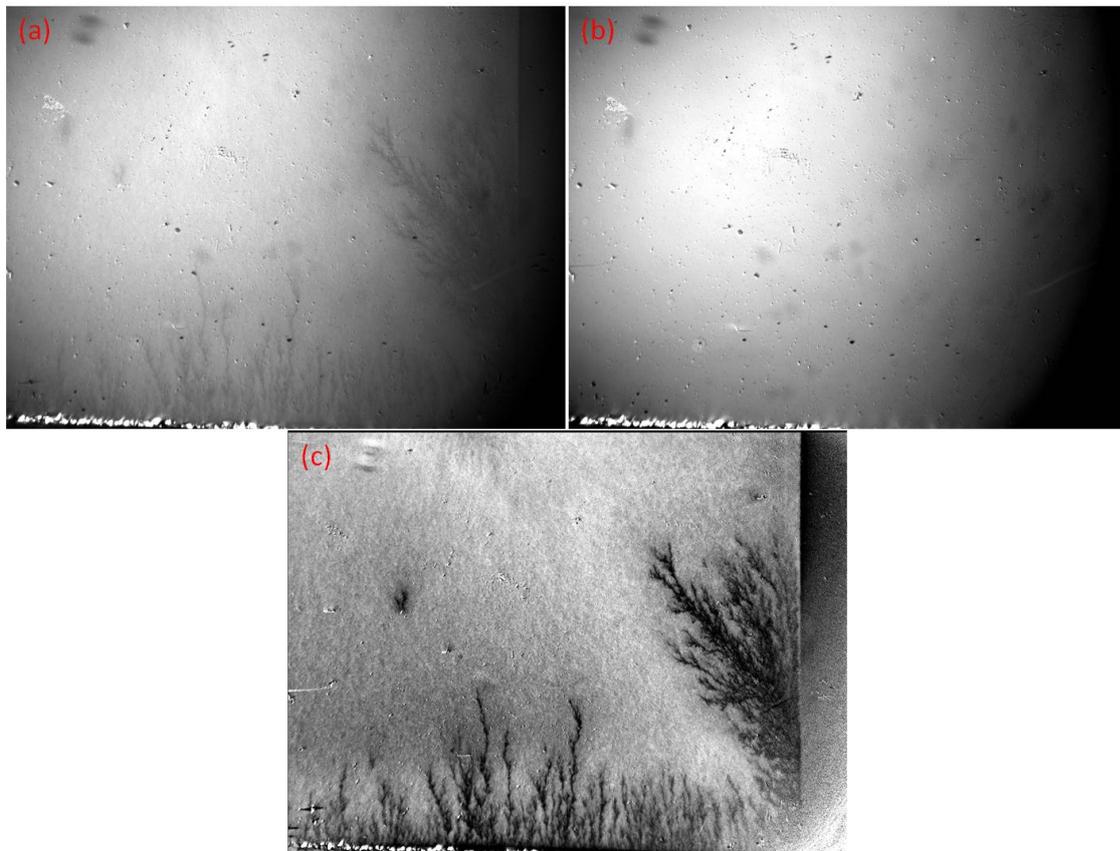


Abbildung 8.5: Bildbearbeitung zur besseren Darstellung der dendritischen Strukturen im Einkristall bei einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,986$. (a) Magnetooptische Abbildung des Eindringens des magnetischen Flusses in den Einkristall in Form von dendritischen Flusslawinen bei $B_a = 0,68$ mT. (b) Aufnahme im Nullfeld bei einer Temperatur oberhalb von T_c als Referenzbild. (c) Resultat aus der Subtraktion der beiden Bilder in (a) und (b).

Nichtreproduzierbarkeit der dendritischen Flusslawinen

Die Vermutung liegt nahe, dass es wie in Dünnschichten aufgrund von thermomagnetischer Instabilität zur Ausbildung der dendritischen Flusslawinen kommt, vor allem da die dendritischen Strukturen im Bulk denen in Dünnschichten sehr gleichen. Daher liegt es nahe, die wichtigsten Merkmale der thermomagnetischen Instabilität in Dünnschichten auch für den Einkristall zu überprüfen. Eines der signifikantesten Merkmale dendritischer Flusslawinen aufgrund thermomagnetischer Instabilität in Dünnschichten ist die Nichtreproduzierbarkeit der dendritischen Strukturen. Außerdem sind Merkmale wie eine schnelle Flussschwindigkeit, eine gesteigerte Verzweigung bei höheren Temperaturen, eine bevorzugte Nukleationsposition und die Existenz eines Schwellenwertes für das angelegte Magnetfeld typisch für dendritische Flusslawinen.

Um das Hauptmerkmal, die Nichtreproduzierbarkeit der dendritischen Flusslawinen, nachweisen zu können, wurde das Experiment (wie in Abb. 8.4 beschrieben) bei einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,986$ mehrmals hintereinander wiederholt. Dies bedeutet, dass das angelegte Magnetfeld vom Nullfeld aus langsam auf

einen Wert von $B_a = 0,68$ mT erhöht und anschließend das Feld abrupt ausgeschaltet wurde. An diesem Punkt wurde ein Bild aufgenommen. Diese Prozedur wurde mehrfach wiederholt, in Abb. 8.6 sind drei der Zyklen (in den Insets) abgebildet, die Temperatur war dabei jeweils stabil. Die Abbildung zeigt die Überlagerung der

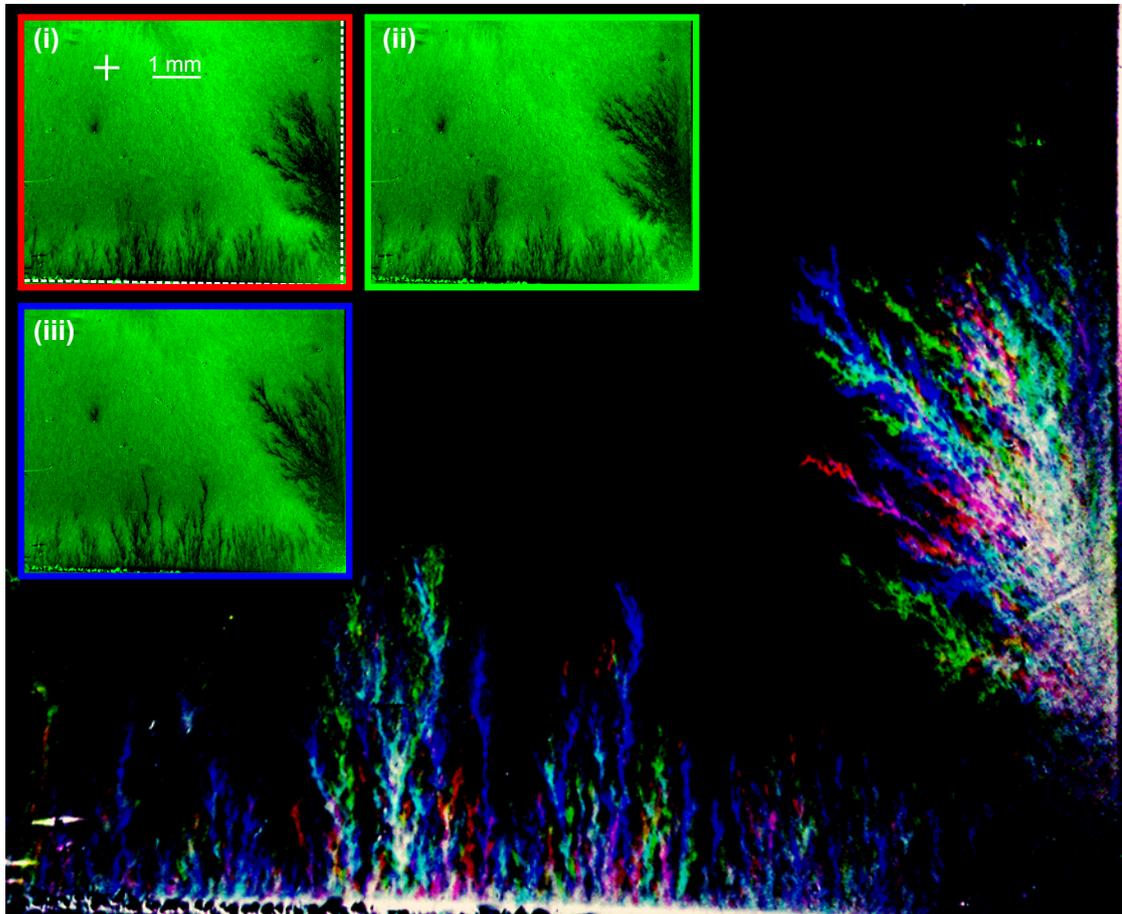


Abbildung 8.6: Nichtreproduzierbarkeit der dendritischen Flusslawinen nahe T_C . Die Abbildung zeigt die Überlagerung der drei magnetooptischen Bilder im Inset, kodiert in rot (i), grün (ii) und blau (iii). Die Bilder im Inset wurden dabei bei gleicher relativer Temperatur von $T/T_C = 0,986$ aufgenommen, nachdem das angelegte Magnetfeld von $B_a = 0,68$ mT auf 0 reduziert wurde. Die voneinander gut zu unterscheidenden Farben im Bild zeigen, dass die dendritischen Flusslawinen irreproduzierbar sind. In (i) sind die Probenkanten mit weißen, gestrichelten Linien angedeutet und die Mitte der Probe wird durch das weiße Kreuz markiert [134].

drei magnetooptischen Bilder im Inset, kodiert in rot (i), grün (ii) und blau (iii). Die voneinander gut zu unterscheidenden Farben in der Abbildung deuten an, dass die dendritischen Flusslawinen eindeutig nicht reproduzierbar sind, da für jeden Zyklus die dendritischen Strukturen einen anderen Pfad durch den Einkristall folgen und somit nicht der Pinning-Landschaft oder den Ungleichmäßigkeiten im Kristall geschuldet sind.

Das dendritische Verhalten, welches in Abb. 8.6 gezeigt wird, kann bis zu einer relativen Temperatur von $T/T_C = 0,993$ beobachtet werden. Bei marginal höhe-

ren Temperaturen sind die dendritischen Flusslawinen zwar immer noch präsent, allerdings verhalten sie sich andersartig. Dies ist im nächsten Kapitel dargestellt.

8.1.3 Zwei verschiedene Arten von dendritischen Flusslawinen

Wie bereits im vorigen Kapitel dargestellt, ist das Hauptkriterium der thermomagnetischen Instabilität in Dünnschichten unter Nullfeld-Abkühl-Bedingungen, die Nichtreproduzierbarkeit der dendritischen Flusslawinen, auch im Nb-Einkristall erfüllt. Dies gilt zumindest für die dendritischen Flusslawinen im Temperaturbereich zwischen $0,985 \leq T/T_c \leq 0,993$. Wie man anhand dieses Kapitels sehen wird, gilt dies auch für die Dendriten oberhalb von $T/T_c = 0,993$. Zudem können weitere Merkmale wie die bevorzugte Nukleationsposition der Dendriten und die Existenz eines Schwellenwertes für das angelegte Magnetfeld gezeigt werden. Noch verblüffender ist allerdings, dass oberhalb von $T/T_c = 0,993$ zwei Arten von Dendriten beobachtbar sind. Die eine Art ist stark im Kontrast und hat einen Schwellenwert für das angelegte Magnetfeld, die Andere ist schwach im Kontrast und hat keinen Schwellenwert für das angelegte Magnetfeld.

Um das Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall bei relativen Temperaturen von $T/T_c = 0,994$ und $T/T_c = 0,996$ systematisch untersuchen zu können, wurde zur Bilderfassung keine herkömmliche CCD-Kamera, sondern eine ultraschnelle „Vision Research Phantom V 210“-Kamera verwendet. Mit dieser war es möglich, Videos vom Eindringen des Flusses zu machen. In diesen wurde das angelegte Magnetfeld sinusförmig zwischen 0 und 1,19 mT mit einer Periodendauer von 16 Sekunden bei einer fixen Temperatur geändert. Die ultraschnelle Kamera hat eine Abtastrate von 100 Einzelbilder pro Sekunde, was zu einer Belichtungszeit von 10 ms führt. Mit dieser Kamera wurden Videos vom Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall bei Temperaturen von $T/T_c = 0,994$ und $T/T_c = 0,996$ aufgezeichnet. Die Abbildungen 8.7 und 8.9 bestehen dabei aus Einzelbildern, die aus den jeweiligen Videos extrahiert wurden.

Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall bei $T/T_c = 0,994$

Abbildung 8.7 zeigt Einzelbilder des Eindringens des dendritischen Flusses in den Nb-Einkristall bei $T/T_c = 0,994$ innerhalb einer vollen Periode des sinusförmig angelegten Magnetfeldes. Dabei wurden die Bilder (a)-(d) bei ansteigendem Magnetfeld bis zu einem Feldwert von $B_a = 1,19$ mT und die Bilder (e)-(l) bei abnehmendem Magnetfeld bis $B_a = 0$ mT aufgenommen. Das Video, aus denen die Einzelbilder aus Abb. 8.7 stammen, wurde aufgenommen, nachdem bereits mehrere Feldzyklen erfolgt waren. Zudem wurden zur Kontrastverstärkung die Einzelbilder aus dem Video zu einem Bild, das bei $T/T_c = 0,994$ und $B_a = 1,19$ mT vor Beginn der hier gezeigten Periode aufgenommen wurde, normiert. Deshalb beinhaltet das Bild in (a) bei $B_a = 0$ mT magnetischen Fluss aus vorhergehenden Feldzyklen. Die Normierung für diesen Fall ist in Abb. 8.8 zu sehen.

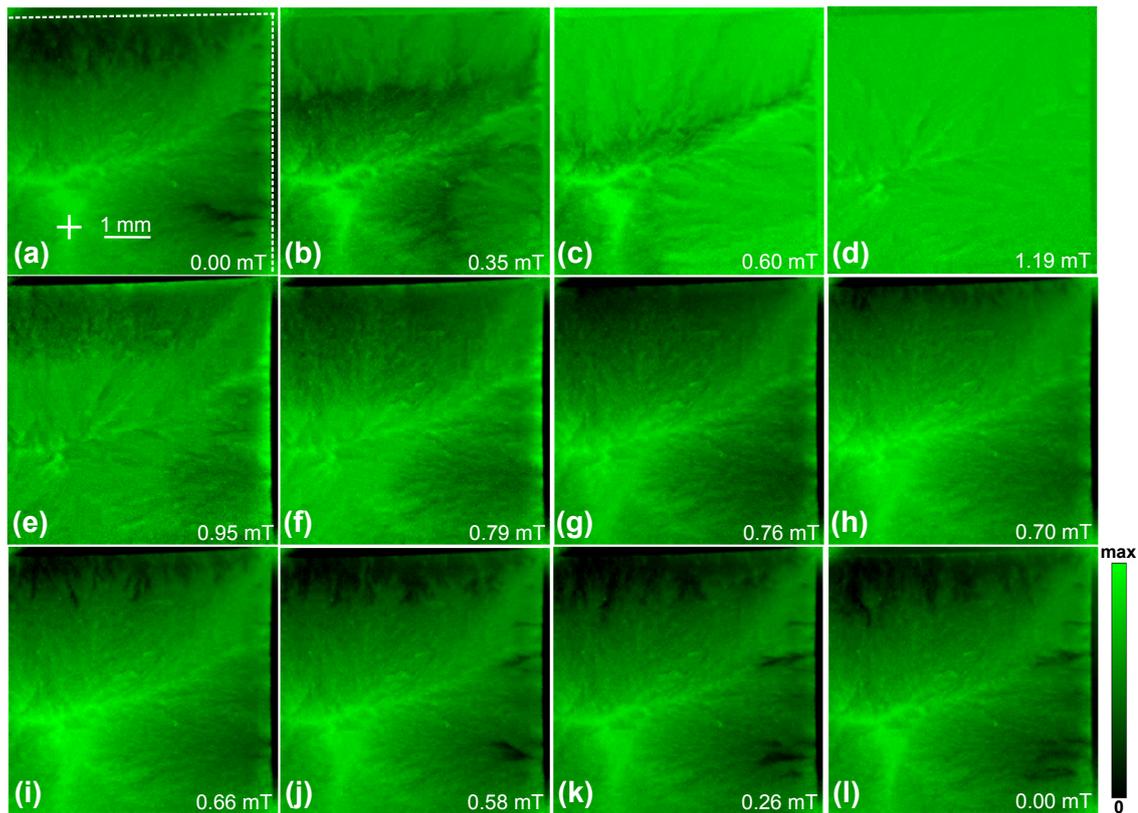


Abbildung 8.7: Magnetooptische Bilder des Eindringens des dendritischen Flusses in den Nb-Einkristall bei $T/T_c = 0,994$. Das senkrecht zur Probenoberfläche angelegte Magnetfeld wurde hierzu sinusförmig zwischen 0 und 1,19 mT variiert. Die Bilder (a)-(l) wurden innerhalb einer Periode aufgenommen. In (a) sind die Probekanten mit weißen, gestrichelten Linien angedeutet und die Mitte der Probe wird durch ein weißes Kreuz markiert [134].

Die Bilder (a) und (b) in Abb. 8.8 sind jeweils Rohdaten in Grautönen. Bild (a) zeigt das Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall in Form von dendritischen Flusslawinen bei $B_a = 0$ mT und einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,994$. Bild (b) wurde bei maximal angelegtem Magnetfeld von $B_a = 1,19$ mT als Referenzbild für (a) aufgenommen. Nach der Subtraktion der beiden Bilder erhält man als Resultat das Bild (c), in dem die nichtmagnetischen Beiträge eliminiert sind. Verstärkt man wiederum mittels Bildbearbeitungsprogramm den Kontrast und färbt das Bild nicht in Grau-, sondern in Grüntöne, so erhält man das Bild von Abb. 8.7 (a).

In Abb. 8.7 (a) ohne angelegtes Magnetfeld kann man magnetischen Fluss (aus vorhergehenden Feldzyklen) mit hoher Dichte (helle Bereiche) im Zentrum des Einkristalls sehen, während nahe der oberen und rechten Kante des Einkristalls graue, bzw schwarze dendritische Flusslawinen zu sehen sind. Wenn das angelegte Magnetfeld erhöht wird, dringen helle Dendriten in den Einkristall ein. Wie man anhand Abb. 8.7 (b)-(d) erkennen kann, wachsen diese Dendriten mit dem angelegten Magnetfeld an, bis die Flussverteilung beim Maximalwert von 1,19 mT nahezu homogen ist. Wenn das angelegte Magnetfeld reduziert wird, so treten graue Dendriten in Er-

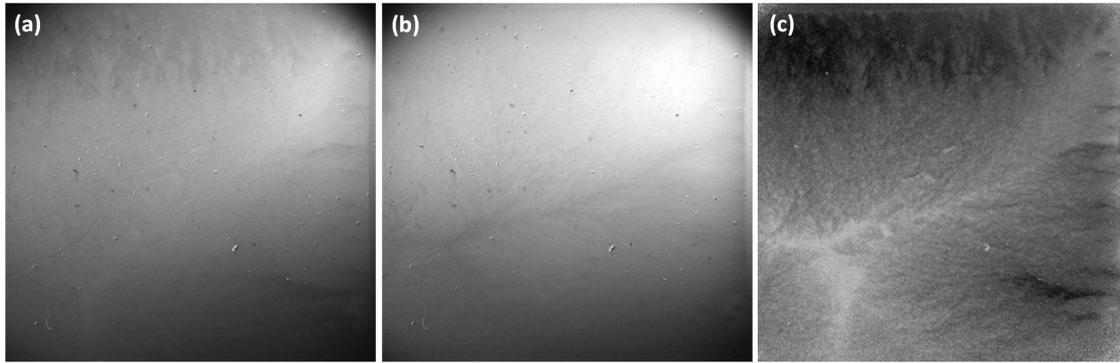


Abbildung 8.8: Bildbearbeitung zur besseren Darstellung der dendritischen Strukturen im Einkristall bei einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,994$. (a) Magnetooptische Abbildung des Eindringens des magnetischen Flusses in den Einkristall in Form von dendritischen Flusslawinen bei $B_a = 0$ mT. (b) Aufnahme bei maximal angelegtem Feld von $B_a = 1,19$ mT als Referenzbild. (c) Resultat aus der Subtraktion der beiden Bilder in (a) und (b).

scheinung, siehe beispielsweise Abb. 8.7 (e). Das magnetooptische Signal, was mit diesen grauen Dendriten assoziiert ist, ist ungleich Null, aber niedriger als das Signal im Zentrum des Einkristalls. Reduziert man das angelegte Magnetfeld weiterhin, so wachsen diese grauen Dendriten in ihrer Größe und bei $B_a = 0$ haben sie beinahe das Zentrum des Einkristalls erreicht. Zusätzlich zu den grauen Dendriten, treten bei Magnetfeldern unterhalb von 0,8 mT schwarze Dendriten in Erscheinung, vergleiche Abb. 8.7 (f)-(l). Diese schwarzen Dendriten wachsen in Richtung des Zentrums des Einkristalls, allerdings nur für Werte des angelegten Magnetfeldes zwischen 0,8 mT und 0,6 mT. Für kleinere Feldwerte ändern diese schwarzen Dendriten zwar ihre Gestalt, sie wachsen allerdings nicht weiter in Richtung Zentrum des Einkristalls. Demzufolge verhalten sich die schwarzen Dendriten eindeutig andersartig als die grauen Dendriten.

Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall bei $T/T_c = 0,996$

Abbildung 8.9 zeigt Einzelbilder des Eindringens des dendritischen Flusses in den Nb-Einkristall bei $T/T_c = 0,996$ während der ersten Periode des sinusförmig angelegten Magnetfeldes. Dies war der höchstmögliche Wert für die relative Temperatur, an der magnetooptische Daten verlässlich aufgenommen werden konnten. Der Versuch eine noch etwas höhere Temperatur als $T/T_c = 0,996$ einzustellen scheiterte, da das Mikroskop nicht mehr stabilisiert werden konnte. Leichte Schwankungen in der Temperatur sorgten dafür, dass man sich für kurze Zeit knapp oberhalb T_c befand und somit das magnetooptische Signal verschwand. Die Temperatur $T/T_c = 0,996$ ist nur marginal höher als $T/T_c = 0,994$ (Abb. 8.7), trotzdem ergibt sich ein anderes Bild. Die Bilder (a)-(f) wurden bei ansteigendem Magnetfeld bis zu einem Feldwert von $B_a = 1,19$ mT aufgenommen, während die Bilder (g)-(l) bei abnehmendem Magnetfeld bis hin zu $B_a = 0$ mT entstanden sind.

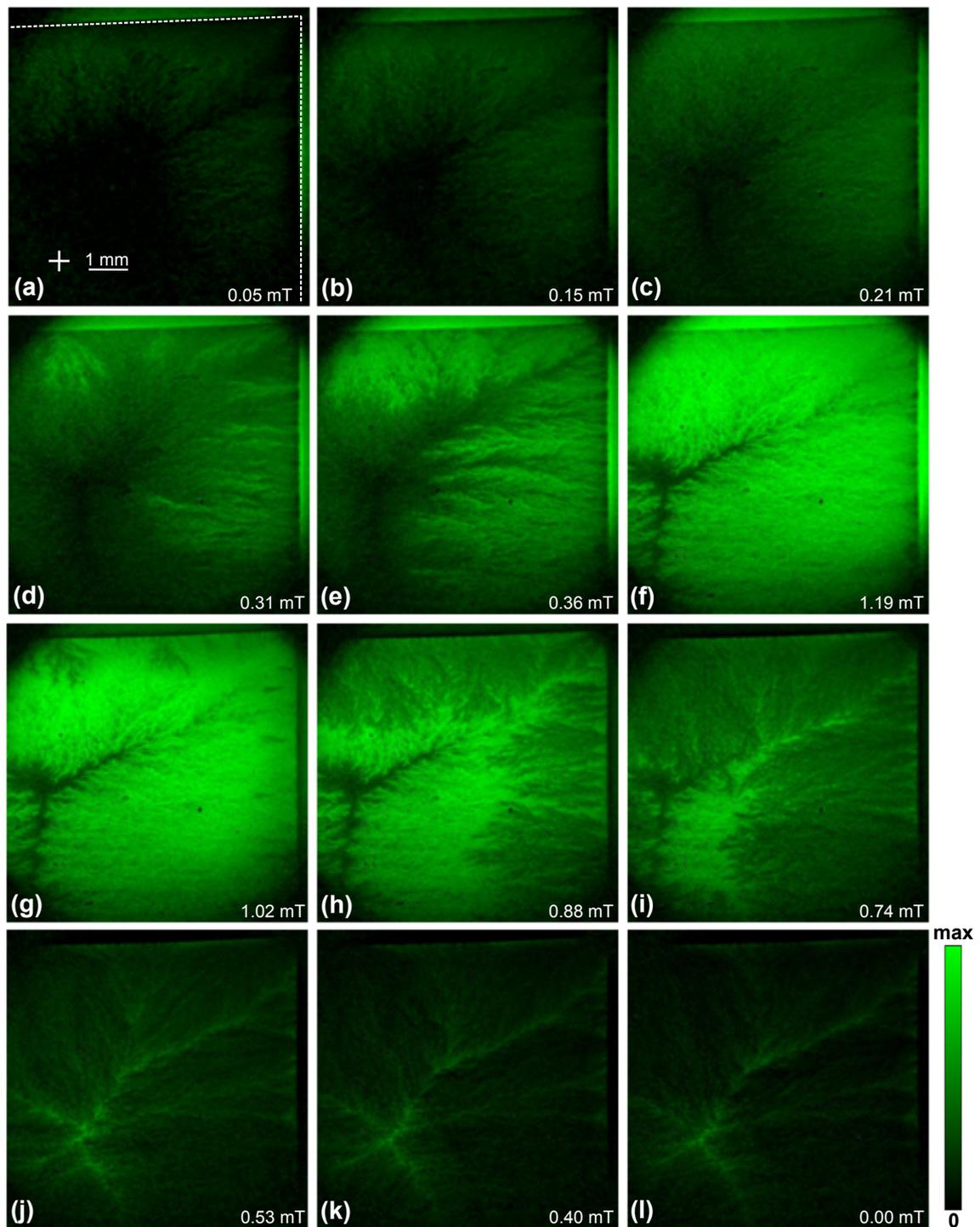


Abbildung 8.9: Magnetooptische Bilder des Eindringens des dendritischen Flusses in den Nb-Einkristall bei $T/T_c = 0,996$. Das senkrecht zur Probenoberfläche angelegte Magnetfeld wurde sinusförmig zwischen 0 und 1,19 mT variiert. Die Bilder (a)-(l) wurden innerhalb der ersten Periode aufgenommen. In (a) sind die Probenkanten mit weißen, gestrichelten Linien angedeutet und die Mitte der Probe wird durch ein weißes Kreuz markiert [134].

Auch die Bilder in dieser Abbildung wurden kontrastverstärkt. Hierzu wurde jedes einzelne Bild aus dem Video zum ersten Bild (der ersten Sequenz) ohne magnetischen Beitrag bei $B_a = 0$ mT subtrahiert. Dies ist in Abb. 8.10 zu sehen.

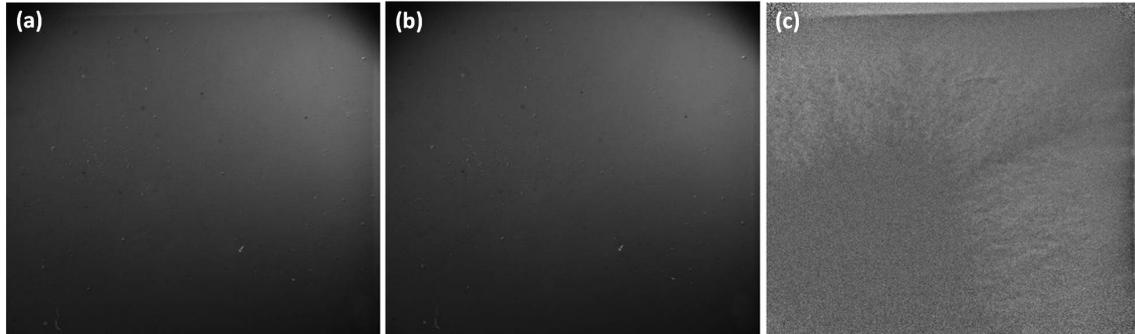


Abbildung 8.10: Bildbearbeitung zur besseren Darstellung der dendritischen Strukturen im Einkristall bei einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,996$. (a) Magnetooptische Abbildung des Eindringens des magnetischen Flusses in den Einkristall in Form von dendritischen Flusslawinen bei $B_a = 0,05$ mT. (b) Erste Aufnahme aus dem Video ohne magnetischen Beitrag bei $B_a = 0$ mT als Referenzbild. (c) Resultat aus der Subtraktion der beiden Bilder in (a) und (b).

Die Bilder (a) und (b) in Abb. 8.10 sind wiederum Rohdaten in Grautönen. Bild (a) zeigt das Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall in Form von dendritischen Flusslawinen bei einem angelegten Magnetfeld von $B_a = 0,05$ mT. Das (magnetische) Signal ist dabei sehr gering und ohne Subtraktion der nichtmagnetischen Beiträge nahezu nicht zu erkennen. Bild (b) wurde ohne magnetischen Beitrag bei $B_a = 0$ mT als Referenzbild für (a) aufgenommen. Nach der Subtraktion der beiden Bilder voneinander, erhält man als Resultat das Bild (c). Auch hier werden durch die Subtraktion die nichtmagnetischen Beiträge eliminiert. Verstärkt man nun wiederum mittels Bildbearbeitungsprogramm den Kontrast und färbt das Bild nicht in Grau-, sondern in Grüntöne, so erhält man das Bild von Abb. 8.9 (a).

In Abb. 8.9 (a) bei einem angelegten Magnetfeld von 0,05 mT, beginnen Dendriten in den Einkristall einzudringen, was ein schwaches positives magnetooptisches Signal erzeugt. Diese Dendriten wachsen in ihrer Größe und bei einem Feldwert von 0,21 mT haben sie nahezu das Zentrum des Einkristalls erreicht, vergleiche Abb. 8.9 (c). Wenn das angelegte Magnetfeld weiter auf einen Feldwert von 0,31 mT erhöht wird, so treten zusätzliche Dendriten auf, die allerdings ein sehr viel helleres magnetooptisches Signal produzieren, siehe Abb. 8.9 (d). Diese hellen Dendriten setzen ihr Wachstum in Richtung des Zentrums des Einkristalls bis zum Maximalwert des angelegten Magnetfeldes von 1,19 mT fort, siehe Abb. 8.9 (f). Dabei fällt auf, dass diese hellen Dendriten sich viel stärker verästeln als die Dendriten, die bei niedrigeren Feldern in den Einkristall eingedrungen sind. Reduziert man nun das angelegte Magnetfeld (Abb. 8.9 (g)-(l)), so kann man zuerst die Anwesenheit von dunklen Dendriten beobachten Abb. 8.9 (g), die wiederum mit der Abnahme des Magnetfeldes in ihrer Größe wachsen, bis sie bei $B_a = 0$ nahezu die Mitte des Einkristalls erreicht haben. Für Magnetfelder unterhalb 0,53 mT (vgl. Abb. 8.9 (j)), beginnen

zusätzlich schwarze Dendriten in den Einkristall einzudringen. Auch diese wachsen in ihrer Größe, bis sie bei $B_a = 0$ nahezu die Mitte des Einkristalls erreicht haben, siehe Abb. 8.9 (1).

Wichtig zu erwähnen ist, dass sich die schwarzen Dendriten in diesem Fall komplett anders verhalten als die schwarzen Dendriten aus Abbildung 8.7, die nicht bis in die Mitte des Einkristalls gewachsen sind, sondern nahe der Kante des Einkristalls lokalisiert sind und nur noch ihre Gestalt ändern.

8.2 Erklärungsversuche des Phänomens

In diesem Kapitel sollen Modelle für die Entstehung dendritischer Flusslawinen im Nb-Einkristall nahe T_c erläutert werden. Wie in den vorhergehenden Kapiteln gezeigt werden konnte, sind die dendritischen Flusslawinen im Bulk nahe T_c denen in Dünnschichten bei niedrigen Temperaturen sehr ähnlich. Viele Kriterien der thermomagnetischen Instabilität stimmen sehr gut überein. Daher ist es naheliegend, davon auszugehen, dass sich die Dendriten im Einkristall in einer dünnen supraleitenden Lage nahe des magnetooptischen Indikatorfilms bilden.

Dies bedeutet allerdings, dass sich der 2 mm dicke Einkristall nahe des magnetooptischen Indikatorfilms unterhalb T_c , der gesamte Rest des Einkristalls sich hingegen oberhalb T_c befinden muss. Es muss somit zu einem Temperaturgradienten im Einkristall kommen. Hierbei muss der experimentelle Aufbau des Durchflusskryostaten und die Kühlung bzw. die Abschirmung der Probe in Betracht gezogen werden. Der Nb-Einkristall befindet sich bei den Messungen auf dem Kaltfinger (Probenhalter) des Durchflusskryostaten. Die Temperatur im System kann über einen Wärmetauscher, in dem eine resistive Heizung und ein Temperatursensor eingebaut sind, geregelt werden. Eine schematische Darstellung des Durchflusskryostaten mit seinen Komponenten ist in Abb. 8.11 dargestellt.

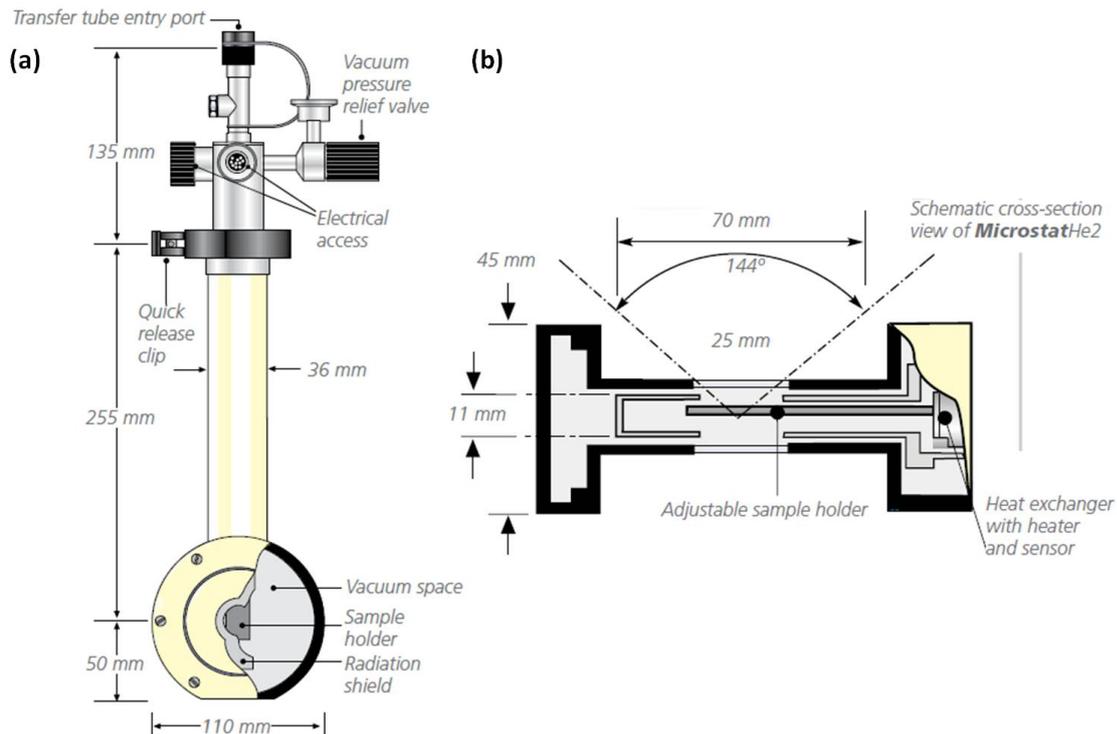


Abbildung 8.11: Schematische Darstellung des Durchflusskryostaten von „Oxford Instruments“. In (a) ist der gesamte Durchflusskryostat mit seinen Ausmaßen skizziert. Abbildung (b) zeigt schematisch den Probenhalter und den Wärmetauscher mit Heizer und Temperatursensor. Hiermit sind Temperaturen von 2,2 K - 500 K einstellbar [136].

Mit dem Durchflusskryostaten erreicht man eine sehr gute Temperaturstabilisierung, indem man einen starken Heliumfluss anlegt und gleichzeitig stark resistiv mit dem Heizer im Kryostaten heizt. Die Messungen wurden bei einem Vakuumdruck in der Größenordnung von 10^{-6} mbar bis 10^{-7} mbar durchgeführt. Durch die Kühl-schilde des Kryostaten, die sich auf Helium-Temperatur befinden, und das sehr gute Vakuum, wird die Wärmestrahlung von außen sehr gut von der Probe abgeschirmt. Daher wird im Experiment der Nb-Einkristall so gut wie ausschließlich von unten gekühlt bzw. in unserem Experiment geheizt (nachdem die Probe im ersten Schritt auf Helium-Temperatur im Nullfeld abgekühlt wurde). Außerdem wird der Einkristall von der reflektierenden Spiegelschicht des magneto-optischen Indikatorfilms, der den gesamten Einkristall bedeckt, abgeschirmt. Nimmt man diese experimentellen Bedingungen eines starken resistiven Heizens des Kaltfingers bei einem starken Heliumfluss und die sehr gute Abschirmung des Systems und des Indikatorfilms gegen einen Wärmeeintrag durch das Fenster des Kryostaten in Betracht, so kommt es zu einem Temperaturgradienten im Einkristall, wobei der 2 mm dicke Einkristall unten wärmer ist als an seiner Oberfläche.

Heizt man die Probe unter erwähnten experimentellen Bedingungen von unten, so wird unterhalb (aber nahe) T_c aufgrund des Temperaturgradienten im Einkristall ein gewisses Volumen unterhalb der Oberfläche des Einkristalls nicht mehr supraleitend sein, sondern sich im normalleitenden Zustand befinden. Dieses normalleitende Volumen nimmt mit zunehmender Temperatur weiter zu und somit befindet sich eine

stetig schrumpfende supraleitende Lage an der Oberseite des Nb-Einkristalls. Erfüllt diese supraleitende Lage an der Oberseite des Nb-Einkristalls nun die Voraussetzungen für das Auftreten einer thermomagnetischen Instabilität (Abschnitt 6.4.2), wie sie in einem Dünnsfilm bei einem senkrecht zur Oberfläche angelegtem Magnetfeld vorkommt, so ist das Auftreten dendritischer Flusslawinen nahe T_c grundsätzlich erklärbar.

Ein weiterer Erklärungsansatz findet sich in der Betrachtung von Oberflächensupraleitung. Das Entstehen einer oberflächensupraleitenden Lage bei Temperaturen nahe T_c in einer Bulk-Probe ist grundsätzlich möglich [84, 137]. So tritt Oberflächensupraleitung bei Magnetfeldern $B_{c2} < B_a < B_{c3}$ auf, wobei das kritische Oberflächenfeld B_{c3} 1,695-mal höher als das obere kritische Feld B_{c2} ist. Die Oberflächensupraleitung besteht aus einer Oberflächenlage die eine Dicke vergleichbar der Kohärenzlänge ξ (ungefähr 40 nm für Niob bei $T = 0$) aufweist. Nahe der kritischen Übergangstemperatur T_c nähern sich allerdings sowohl B_{c2} als auch B_{c3} der Null an und es ist möglich, dass nahe T_c dendritische Flusslawinen in der oberflächensupraleitenden Lage entstehen. Nimmt man an, dass es sich bei diesem Phänomen der dendritischen Flusslawinen im Einkristall um Oberflächensupraleitung handelt, so bekommt man mit dieser Interpretation Probleme, da dies nur für eine Feldorientierung des angelegten Magnetfeldes B_a innerhalb eines umfassenden Winkelbereichs von $|\theta| \leq 40^\circ$ zwischen B_a und der Filmoberfläche gültig ist [138]. Daher sollte die Oberflächensupraleitung in einem zur Einkristalloberfläche parallelen Magnetfeld auftreten, während sie in einem zur Einkristalloberfläche senkrechten Magnetfeld verschwinden sollte. Allerdings ist ein Auftreten der Oberflächensupraleitung auch bei einem zur Probenoberfläche angelegten Magnetfeld von Winkeln bis zu 90° nicht strikt verboten, siehe [139].

Ein weiterer Ansatz zum Verständnis der Experimente wäre, dass sowohl die Kohärenzlänge ξ als auch die Eindringtiefe λ nahe T_c stark ansteigen (beide Größen divergieren bei T_c), vergleichbar zu der Bulk-Probendimension werden und somit der Nb-Einkristall als Dünnsfilm oder mesoskopischer Supraleiter behandelt werden kann. Diesen Ansatz kann man überprüfen, indem man eine Temperaturabhängigkeit in der Form $\lambda_L(T) = \lambda_L(0)/\sqrt{1 - (T/T_c)^4}$ mit einer Eindringtiefe in Nb bei $T = 0$ von 40 nm benutzt. Jedoch selbst wenn man nur 1 mK von T_c entfernt ist, erhält man sowohl für ξ als auch für λ -Werte von weniger als $2 \mu\text{m}$, was immer noch drei Größenordnungen kleiner als die Einkristall-Dicke ist. Deshalb ist dieses Szenario eher unwahrscheinlich.

Wie man anhand der präsentierten experimentellen magnetooptischen Ergebnisse erkennen kann, gibt es im Nb-Einkristall zwei unterschiedliche Arten von dendritischen Flusslawinen. Die erste Art weist nur einen schwachen Kontrast auf und entsteht ohne erkennbaren Schwellenwert für das angelegte Magnetfeld, die zweite Art weist einen sehr starken Kontrast auf und besitzt einen Schwellenwert für das angelegte Magnetfeld. Eine physikalisch haltbare Erklärung für dieses Phänomen fällt hier allerdings sehr schwer. Die experimentellen Voraussetzungen des magnetooptischen Setups in Oslo erlauben nur eine 2,5-fache Vergrößerung. Somit kann auch nicht abschließend geklärt werden, ob die erste Art von Dendriten tatsächlich

mit schwachem Kontrast auftreten, oder aber diese Dendriten viel mehr verästeln und somit nur den Anschein eines schwachen Kontrastes erwecken.

Kapitel 9

Zusammenfassung Teil II

Thema des **Teils II** war die magnetooptische Abbildung des Eindringens des magnetischen Flusses und die lokale Flussdichteverteilung $B_z(x,y)$ in supraleitenden Proben magnetooptisch abzubilden. Als supraleitende Proben standen zum Einen koplanare Mikrowellen-Resonatoren aus Niob ohne bzw. mit einer Reihe an Antidots und zum Anderen ein 2 mm dicker und quadratischer Niob-Einkristall mit einer Kantenlänge von 10 mm zur Verfügung.

Um ein Verständnis für das Eindringen des magnetischen Flusses in supraleitende Dünnschicht-Proben wie die Niob-Resonatoren bzw. in einen Niob-Einkristall zu erlangen, wurden daher zuerst die Grundlagen zu Flusswirbeln in Typ-II Supraleiter dargestellt. In den Resonatoren geschieht das Eindringen des magnetischen Flusses in homogener Form. In den Einkristall dringt der magnetische Fluss bis zu einer gewissen Temperatur ebenfalls in homogener Art und Weise ein. Bei einer gewissen Temperatur allerdings, die sehr nahe an der kritischen Temperatur der Probe ist, dringt der Fluss plötzlich nicht mehr homogen sondern in Form von dendritischen Flusslawinen ein. Wie es zu diesem Phänomen der dendritischen Flusslawinen kommen kann wird in den Grundlagen aufgeführt. Es wird ebenfalls das Abbildungsprinzip der magnetischen Flussverteilung in einem Typ-II Supraleiter, ob homogener oder dendritischer Art, erklärt.

Bei den koplanaren Resonatoren sollte vor allem die Interpretation der zuvor von Daniel Bothner durchgeführten Mikrowellen-Transmissionsspektroskopie-Experimente bestätigt werden. Ein wichtiges Ergebnis dieser Messungen war, dass das hysteretische Verhalten der Resonatoreigenschaften ausgenutzt werden kann, um die von den Flusswirbeln verursachten Energieverluste wesentlich zu reduzieren, was vor allem für die Entwicklung von Hybridsystemen wie die Kopplung ultrakalter atomarer Gase an Nb-Resonatoren von Bedeutung ist. Dies konnte mit den magnetooptischen Abbildungen der magnetischen Hysterese-Effekte in den Resonatoren gezeigt werden. Außerdem erzielte man mittels der magnetooptischen Abbildungen der magnetischen Hysterese-Effekte in den Nb-Resonatoren eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Norris-Brandt-Indenbom (NBI)-Modell der Flussdichteverteilung in dünnen supraleitenden Streifen in senkrechten Magnetfeldern. Hierzu wurde zu einer

magnetooptischen Abbildung Linescans gemacht und die daraus gewonnene Feldverteilung mit dem NBI-Modell verglichen.

Neben den magnetischen Hysterese-Effekten in den Resonatoren wurden zudem Entmagnetisierungs-Zyklen durchgeführt um die Möglichkeit zu untersuchen, nach periodischen Magnetfeld-Durchläufen zum ursprünglichen, jungfräulichen Zustand zurückzukehren. Nach dem Bean- bzw. dem NBI-Modell sollte sich bei wiederholtem Erhöhen und Erniedrigen des Magnetfeldes mit einer konstanten Schrittweite ein Sägezahn-artiges Flussmuster im Resonator bilden. In der Tat konnte mittels den magnetooptischen Abbildungen ein solches Sägezahnmuster in einem Resonator ohne jegliche künstlichen Pinningzentren und in einem Resonator mit einer Reihe von Antidots abgebildet werden, was dem NBI-Modell sehr nahe kommt.

Abschließend wird in **Teil II** auf das Phänomen des Auftretens dendritischer Flusslawinen in einem Niob-Einkristall in einem sehr kleinen Temperaturintervall nahe der kritischen Temperatur des Niob-Einkristalls eingegangen. Hierbei konnte magnetooptisch das Eindringen des magnetischen Flusses in den Einkristall gemäß dem kritischen Zustandsmodell von Charles Bean bis zu einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,984$ gezeigt werden. Unerwartet wurde beobachtet, dass der magnetische Fluss oberhalb einer relativen Temperatur von $T/T_c = 0,985$ in Form von dendritischen Flusslawinen in den Einkristall eindringt. Es konnten zwei verschiedene Arten von dendritischen Flusslawinen abgebildet werden, die sich darin unterscheiden, wie weit sie in den Einkristall eindringen und wie stark sie im magnetischen Kontrast erscheinen. Die erste Art weist dabei immer nur einen schwachen magnetischen Kontrast auf und entsteht ohne erkennbaren Schwellenwert für das angelegte Magnetfeld, die zweite Art weist einen sehr starken magnetischen Kontrast auf und besitzt einen Schwellenwert für das angelegte Magnetfeld.

Die dendritischen Flusslawinen im Einkristall nahe der kritischen Temperatur sind denen in Dünnschichten bei niedrigen Temperaturen sehr ähnlich. In Dünnschichten zeichnet (meist) eine thermomagnetische Instabilität für die Ausbildung der dendritischen Flusslawinen verantwortlich. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, stimmen viele Kriterien der thermomagnetischen Instabilität des Einkristalls sehr gut mit denen eines Dünnschicht überein. Daher ist es naheliegend, davon auszugehen, dass sich die dendritischen Flusslawinen im Einkristall nahe der kritischen Temperatur in einer dünnen Lage an der Oberfläche des Einkristalls bilden. Eine eindeutige Erklärung des Phänomens konnte allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht gegeben werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Stefan Guénon. *Cryogenic Scanning Laser Microscopy: Investigation of large BSCCO mesas and development of a polarizing microscope*. PhD thesis, Universität Tübingen, 2011. 1, 3, 4, 9, 10, 13, 22, 23, 24, 26, 27, 28, 41, 46
- [2] Jonas Lindner. *Untersuchung des Ummagnetisierungsprozesses von $Fe_{1-x}Tb_x/[Co/Pt]_n$ mittels Raster-Polarisations-Mikroskopie*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, 2013. 1, 3, 4, 52, 53, 54, 57, 58, 59, 60, 62
- [3] Daniel Bothner. *Micropatterned superconducting film circuitry for operation in hybrid quantum devices*. PhD thesis, Universität Tübingen, 2013. 1, 3, 97, 109, 117
- [4] C. P. Bean. Magnetization of hard superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 8:250 - 253, 1962. 2, 79, 103
- [5] S. Treiber *et al.* Magnetic properties of cobalt-covered MgB_2 films. *Supercond. Sci. Technol.*, 22:045007, 2009. 2
- [6] S. Treiber *et al.* The formation and propagation of flux avalanches in tailored MgB_2 films. *New J. Phys.*, 12:093043, 2010. 2
- [7] S. Treiber *et al.* Stability of the current-carrying state in nonhomogeneous MgB_2 films. *Phys. Rev. B*, 84:094533, 2011. 2
- [8] P. Mikheenko *et al.* Nanosecond voltage pulses from dendritic flux avalanches in superconducting nbn films. *Appl. Phys. Lett.*, 102:022601, 2013. 2
- [9] E. Altshuler and T. H. Johansen. Colloquium: Experiments in vortex avalanches. *Rev. Mod. Phys.*, 76:471 - 487, 2004. 2, 80, 85
- [10] Martin Peschka. *Entwicklung und Aufbau eines Tieftemperatur-Laser-Rastermikroskops für starke Magnetfelder*. PhD thesis, Universität Tübingen, 1999. 2, 46
- [11] J. Fritzsche *et al.* Local observation of reverse-domain superconductivity in a superconductor-ferromagnet hybrid. *Phys. Rev. Lett.*, 96:247003, 2006. 2
- [12] R. Werner *et al.* Domain-wall and reverse-domain superconducting states of a Pb thin-film bridge on a ferromagnetic $BaFe_{12}O_{19}$ single crystal. *Phys. Rev. B*, 84:020505, 2011. 3, 33, 36

- [13] M. Wagenknecht *et al.* Laser microscopy of tunneling magnetoresistance in manganite grain-boundary junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 96:047203, 2006. 3
- [14] R. Werner *et al.* Improved tunneling magnetoresistance at low temperature in manganite junctions grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 98:162505, 2011. 3
- [15] M. Baert *et al.* Composite flux-line lattices stabilized in superconducting films by a regular array of artificial defects. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3269 - 3272, 1995. 3
- [16] A. Castellanos *et al.* Preparation of regular arrays of antidots in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin films and observation of vortex lattice matching effects. *Appl. Phys. Lett.*, 71:962, 1997. 3
- [17] J. I. Martin *et al.* Flux pinning in a superconductor by an array of submicrometer magnetic dots. *Phys. Rev. Lett.*, 79:1929 - 1932, 1997. 3
- [18] M. J. Van Bael *et al.* Magnetic properties of submicron Co islands and their use as artificial pinning centers. *Phys. Rev. B*, 59:14674 - 14679, 1999. 3
- [19] V. R. Misko *et al.* Critical currents in quasiperiodic pinning arrays: Chains and penrose lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 95:177007, 1995. 3
- [20] M. Kemmler *et al.* Commensurability effects in superconducting Nb films with quasiperiodic pinning arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 1997:147003, 2006. 3
- [21] V. R. Misko *et al.* Enhancing the critical current in quasiperiodic pinning arrays below and above the matching magnetic flux. *Phys. Rev. B*, 82:184512, 2010. 3
- [22] R. B. G. Kramer *et al.* Symmetry-induced giant vortex state in a superconducting Pb film with a fivefold penrose array of magnetic pinning centers. *Phys. Rev. Lett.*, 103:067007, 2009. 3
- [23] P. E. Goa *et al.* Magneto-optical imaging setup for single vortex observation. *Rev. Sci. Instrum.*, 74:141, 2003. 4, 10
- [24] D. Golubchik *et al.* A high resolution magneto-optical system for imaging of individual magnetic flux quanta. *Optics Express*, 17:16160 - 16165, 2009. 4
- [25] D. Bothner *et al.* Magnetic hysteresis effects in superconducting coplanar microwave resonators. *Phys. Rev. B*, 86:014517, 2012. 4, 97, 98, 99, 100, 101, 102, 104, 105, 107, 110, 111
- [26] Benedikt Ferdinand. *Entwicklung von koplanaren Resonatoren aus Nb-Filmen zur Kopplung mit ultrakalten atomaren Gasen.* Diplomarbeit, Universität Tübingen, 2013. 4, 97
- [27] A. Honda and K. Shirae. Domain pattern measurements using ccd. *IEEE Trans. Magn.*, 17:3096 - 3098, 1981. 9

-
- [28] F. Schmidt *et al.* Enhancement of magneto-optical domain observation by digital image processing. *IEEE Trans. Magn.*, 21:1596 - 1598, 1985. 9
- [29] K. Shirae and K. Sugiyama. A ccd image sensor and a microcomputer make magnetic domain observation clear and convenient. *J. Appl. Phys.*, 53:8380 - 8382, 1982. 9
- [30] W. W. Clegg *et al.* A highly versatile scanning laser microscope for magneto-optical observation of micromagnetic structure. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 83:535 - 536, 1990. 10
- [31] Alex Hubert and Rudolf Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer-Verlag, 1998. 13
- [32] K. H. Bennemann. *Nonlinear Optics in Metals*. Oxford Science Publications, 1999. 13
- [33] Michael Faraday. Experimental researches in electricity. nineteenth series. *Philosophical Transactions of The Royal Society of London*, 136:1 - 20, 1846. 13
- [34] John Kerr. Xliii. on rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *Philosophical Magazine Series 6.*, 3:321 - 343, 1877. 13
- [35] A. Kundt. Die elektromagnetische drehung der polarisationsebene des liches durch eisen, cobalt und nickel. *Annalen Der Physik - ANN PHYS-BERLIN*, 259:228 - 252, 1884. 13
- [36] H. R. Hulme. The faraday effect in ferromagnetics. *Proceedings of The Royal Society of London. Series A, Containing Papers of A Mathematical and Physical Character (1905-1934)*, 135:237 - 257, 1932. 17
- [37] Herbert S. Bennett and Edward A. Stern. Faraday effect in solids. *Physical Review*, 137:A448 - A461, 1965. 18, 19
- [38] P. N. Argyres and E. N. Adams. Longitudinal magnetoresistance in the quantum limit. *Phys. Rev.*, 104:900 - 908, 1956. 19
- [39] Petros N. Argyres. Quantum theory of galvanomagnetic effects. *Phys. Rev.*, 109:1115 - 1128, 1958. 19
- [40] *Magnetische Schichtsysteme*. Forschungszentrum Jülich, 1999. 20
- [41] Ch. Jooss *et al.* Magneto-optical studies of current distributions in high- T_c superconductors. *Rep. Prog. Phys.*, 65:651 - 788, 2002. 20, 29, 31, 80, 81, 83, 92, 95, 98
- [42] J. C. Suits *et al.* Magneto-optical properties of materials containing divalent Europium. *J. Appl. Phys.*, 37:1391, 1966. 20

- [43] L. Ya. Vinnikov *et al.* Vortex structure in MgB₂ single crystals observed by the bitter decoration technique. *Phys. Rev. B*, 67:092512, 2003. 21
- [44] H. J. Hug *et al.* Observation and manipulation of vortices in YBa₂Cu₃O₇ thin film with a low temperature magnetic force microscope. *Physica C*, 235 240:2695, 1994. 21
- [45] D. Vasyukov *et al.* A scanning superconducting quantum interference device with single electron spin sensitivity. *Nature Nanotechnology*, 8:639 - 644, 2013. 21
- [46] A. Oral *et al.* Microscopic measurement of penetration depth in YBa₂Cu₃O₇ thin films by scanning hall probe microscopy. *Supercond. Sci. Technol.*, 10:17 - 20, 1997. 22
- [47] T. Beier. *Untersuchung zum magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) an dünnen und ultradünnen epitaktischen Filmen.* PhD thesis, Universität zu Köln, 1989. 22
- [48] J. Wrona *et al.* Kerr magnetometer based on a differential amplifier. *Phys. stat. sol. (a)*, 196:161, 2003. 22
- [49] W. W. Clegg *et al.* Development of a scanning laser microscope for magneto-optic studies of thin magnetic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 95:49 - 57, 1991. 22, 23, 28
- [50] G. L. Ping *et al.* A fast-scanning optical microscope for imaging magnetic domain structures. *Scanning*, 18:8 - 12, 1996. 22
- [51] T. Wilson and C. Sheppard. *Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy.* Academic Press Inc., 1984. 26
- [52] R. P. Hunt. Magneto-optics, lasers, and memory systems. *IEEE Trans. Magn.*, MAG-5:700 - 716, 1969. 28
- [53] L.E. Helseth *et al.* Faraday rotation spectra of bismuth-substituted ferrite garnet films with in-plane magnetization. *Phys. Rev. B*, 64:174406, 2001. 29, 95
- [54] A. Yu. Aladyshkin *et al.* Planar superconductor/ferromagnet hybrids: Anisotropy of resistivity induced by magnetic templates. *Appl. Phys. Lett.*, 94:222503, 2009. 37
- [55] A. Yu. Aladyshkin *et al.* Giant anisotropy of the resistance induced by magnetic domains in superconductor/ferromagnet hybrids. *Physica C*, 470:883 - 885, 2010. 37
- [56] A. Yu. Aladyshkin *et al.* Reverse-domain superconductivity in superconductor-ferromagnet hybrids: Effect of a vortex-free channel on the symmetry of I-V characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 97:052501, 2010. 37

- [57] Boris Gross. *Coherent terahertz emission from $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ intrinsic Josephson junction stacks*. PhD thesis, Universität Tübingen, 2013. 46
- [58] Matthias Grünzweig. *Ortsaufgelöste Untersuchung der Stromverteilung in intrinsischen Josephson-Kontakten in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ mittels Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskopie*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, 2009. 46
- [59] B. Gross. Hot-spot formation in stacks of intrinsic josephson junctions in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. *Phys. Rev. B*, 86:094524, 2012. 48
- [60] http://www.linos.com/pages/mediabase/original/w061221_optolines5_4803.pdf. 50
- [61] H. W. van Kesteren and W. B. Zeper. Controlling the Curie temperature of Co/Pt multilayer magneto-optical recording media. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 120:271 - 273, 1993. 51
- [62] Heinz Haferkorn. *Optik*. Wiley-VCH, 2008. 52
- [63] B. D. Terris and T. Thomson. Nanofabricated and self-assembled magnetic structures as data storage media. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38:R199, 2005. 54
- [64] J. A. C. Bland and Bretislav Heinrich. *Ultrathin Magnetic Structures I: An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties (Pt. 1)*. Springer-Verlag, 2005. 54
- [65] S. Iwasaki and K. Ouchi. Co-Cr recording films with perpendicular magnetic anisotropy. *IEEE Trans. Magn.*, 14:849 - 851, 1978. 55
- [66] D. Treves *et al.* Platinum-cobalt films for digital magneto-optic recording. *J. Appl. Phys.*, 46:2760, 1975. 55
- [67] P. F. Carcia *et al.* Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures. *Appl. Phys. Lett.*, 47:178 - 180, 1985. 55
- [68] P. F. Carcia. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures. *J. Appl. Phys.*, 63:5066, 1988. 55
- [69] D. Weller and W. Reim. Spectroscopic study of potential magneto-optic storage layers. *Appl. Phys. A*, 49:599 - 618, 1989. 55
- [70] S. Hashimoto *et al.* Ultrathin Co/Pt and Co/Pd multilayered films as magneto-optical recording materials. *J. Appl. Phys.*, 67:2136, 1990. 55
- [71] Holger Stillrich. *Magnetische Nanostrukturen basierend auf Co/Pt-Multilagen, hergestellt mittels selbstorganisierter Masken aus Blockcopolymer-Micellen*. PhD thesis, Universität Hamburg, 2007. 55
- [72] M. R. Fitzsimmons *et al.* Asymmetric magnetization reversal in exchange-biased hysteresis loops. *Phys. Rev. Lett.*, 84:3986 - 3989, 2000. 55

- [73] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, 105:904 - 913, 1957. 55
- [74] J Nogués and Ivan K Schuller. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192:203 - 232, 1999. 55
- [75] C. Schubert *et al.* Interfacial exchange coupling in Fe-Tb/[Co/Pt] heterostructures. *Phys. Rev. B*, 87:054415, 2013. 55, 56
- [76] A. A. Abrikosov. On the magnetic properties of superconductors of the second group. *Soviet Physics JETP*, 5:1174, 1957. 67
- [77] U. Essmann and H. Träuble. The direct observation of individual flux lines in type ii superconductors. *Physics Letters A*, 24:526, 1967. 67
- [78] H. Kirchner. Ein hochauflösendes magnetooptisches verfahren zur untersuchung der kinematik magnetischer strukturen in supraleitern. *physica status solidi (a)*, 4:531 - 553, 1971. 67
- [79] V. Ginzburg and L. Landau. Concerning the theory of superconductivity. *Zh. Eksp. teor. Fiz*, 20:1044, 1950. 69
- [80] Werner Buckel and Reinhold Kleiner. *Supraleitung. Grundlagen und Anwendungen*. Wiley-VCH-Verlag, 2012. 69, 72, 77
- [81] Siegfried Hunklinger. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2007. 69, 70, 72
- [82] Christian Enss and Siegfried Hunklinger. *Tieftemperaturphysik*. Springer-Verlag, 2000. 70
- [83] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill, Inc., 1996. 71
- [84] D. St. James and P. G. De Gennes. Onset of superconductivity in decreasing fields. *Phys. Lett.*, 7:306, 1963. 72, 135
- [85] John R. Clem. Simple model for the vortex core in a type II superconductor. *J. Low Temp. Phys.*, 18(5-6):427, 1975. 72
- [86] E. H. Brandt. The flux-line lattice in superconductors. *Rep. Prog. Phys.*, 58:1465, 1995. 73
- [87] Rudolf Gross and Achim Marx. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2012. 74, 76
- [88] James Annett. *Supraleitung, Suprafluidität und Kondensate*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2011. 75
- [89] R. P. Huebener. *Magnetic Flux Structures in Superconductors: Extended Reprint of a Classic Text*. Springer-Verlag, 1969. 76

- [90] G. S. Mkrtchyan and V. V. Schmidt. Interaction between a cavity and a vortex in a superconductor of the second kind. *Sov. Phys. JETP*, 34:195, 1972. 78
- [91] P. E. Goa *et al.* Real-time magneto-optical imaging of vortices in superconducting NbSe₂. *Supercond. Sci. Technol.*, 14:729, 2001. 80, 95
- [92] E. H. Brandt and G. P. Mikitik. Transverse and longitudinal vortex shaking and magnetic relaxation in superconductors. *Physica C*, 404:69 - 73, 2004. 82
- [93] E. H. Brandt and M. Indenbom. Type-II-superconductor strip with current in a perpendicular magnetic field. *Phys. Rev. B*, 48:12893 - 12906, 1993. 83, 104
- [94] M. Paczuski *et al.* Avalanche dynamics in evolution, growth, and depinning models. *Phys. Rev. E*, 53:414 - 443, 1996. 83
- [95] H. Meinhardt. Morphogenesis of lines and nets. *Differentiation*, 6:117 - 123, 1976. 83
- [96] P. Bak *et al.* Self-organized criticality: an explanation of 1/f noise. *Physical Review A*, 38:364 - 374, 1987. 83
- [97] P. Bak. *How Nature Works: the Science of Self-organized Criticality*. Springer-Verlag, 1996. 84
- [98] R. Prozorov *et al.* Collapse of the critical state in superconducting Niobium. *Phys. Rev. B*, 74:220511, 2006. 85
- [99] D. V. Denisov *et al.* Dendritic and uniform flux jumps in superconducting films. *Phys. Rev. B*, 73:014512, 2006. 85, 86, 87, 89
- [100] R. G. Mints and A. L. Rakhmanov. Critical state stability in type-II superconductors and superconducting-normal-metal composites. *Rev. Mod. Phys.*, 53:551 - 592, 1981. 85
- [101] I. S. Aranson *et al.* Dendritic flux avalanches and nonlocal electrostatics in thin superconducting films. *Phys. Rev. Lett.*, 94:037002, 2005. 85
- [102] A. L. Rakhmanov *et al.* Finger patterns produced by thermomagnetic instability in superconductors. *Phys. Rev. B*, 70:224502, 2004. 85, 88
- [103] F. L. Barkov *et al.* Local threshold field for dendritic instability in superconducting MgB₂ films. *Phys. Rev. B*, 67:064513, 2003. 85
- [104] M. R. Wertheimer and J. G. Gilchrist. Flux jumps in type II superconductors. *J. Phys. Chem. Solids*, 28:2509 - 2524, 1967. 85
- [105] M. S. Welling *et al.* Huge compact flux avalanches in superconducting Nb thin films. *Physica C*, 411:11 - 17, 2004. 86, 88, 89, 90, 91
- [106] A. J. Qviller *et al.* Irreversibility of the threshold field for dendritic flux avalanches in superconductors. *Physica C*, 470:897 - 900, 2010. 86

- [107] A. J. Qviller *et al.* Quasi-one-dimensional intermittent flux behavior in superconducting films. *Physical Review X*, 2:011007, 2012. 86, 89, 91
- [108] C. A. Duran *et al.* Observation of magnetic-field penetration via dendritic growth in superconducting Niobium films. *Phys. Rev. B*, 52:75, 1995. 86
- [109] M. Menghini *et al.* Dendritic flux penetration in Pb films with a periodic array of antidots. *Phys. Rev. B*, 71:104506, 2005. 86
- [110] I. A. Rudnev *et al.* Dendritic flux avalanches in superconducting Nb₃Sn films. *Cryogenics*, 43:663 - 666, 2003. 86
- [111] I. A. Rudnev *et al.* Avalanche-driven fractal flux distributions in NbN superconducting films. *Appl. Phys. Lett.*, 87:042502, 2005. 86
- [112] S. C. Wimbush *et al.* Magnetic instability in YNi₂B₂C thin films: Observation of dendritic flux instabilities in Borocarbides. *J. Appl. Phys.*, 96:3589, 2004. 86
- [113] D. V. Denisov *et al.* Onset of dendritic flux avalanches in superconducting films. *Phys. Rev. B*, 97:077002, 2006. 88, 90
- [114] J. I. Vestgarden *et al.* Dynamics and morphology of dendritic flux avalanches in superconducting films. *Phys. Rev. B*, 84:054537, 2011. 89
- [115] O. G. Rutkin *et al.* Magneto-optic polar kerr effect in high-temperature superconducting materials. *Sov. Phys. Solid State*, 33:1650 - 1654, 1991. 89
- [116] A. Bureau *et al.* Polar kerr effect and magnetic circular dichroism in YBa₂Cu₃O₇ films. *Physica C*, 216:284 - 292, 1993. 89
- [117] R. M. Grechishkin *et al.* High-resolution sensitive magneto-optic ferrite-garnet films with planar anisotropy. *J. Magn. Magn. Mater.*, 157-158:305 - 306, 1996. 90
- [118] T. H. Johansen *et al.* Direct observation of the current distribution in thin superconducting strips using magneto-optic imaging. *Phys. Rev. B*, 54:16264, 1996. 91, 110
- [119] P. B. Alers. Structure of the intermediate state in superconducting lead. *Phys. Rev.*, 105:104 - 108, 1957. 93
- [120] Warren DeSorbo. Study of the intermediate state in superconductors using Cerium Phosphate Glass. *Phys. Rev. Lett.*, 4:406 - 408, 1960. 93
- [121] E. Batalla *et al.* Color imaging the magnetic field distribution in superconductors. *Rev. Sci. Instrum.*, 61:2194, 1990. 93
- [122] J. Schoenes. Magneto-optik und elektronische Struktur der magnetisch ordnenden Europiumchalkogenide. *Z. Physik B*, 20:345 - 368, 1975. 94

-
- [123] M. R. Koblishka and R. J. Wijngaarden. Magneto-optical investigations of superconductors. *Supercond. Sci. Technol.*, 8:199, 1995. 94
- [124] Th. Schuster *et al.* Eu-Se as magneto-optical active coating for use with the high resolution Faraday effect. *Cryogenics*, 3:811, 1991. 94
- [125] Frederic Holtzberg *et al.* Magneto-optical rotation device with europium chalcogenide magneto-optical elements., December 1968. 94
- [126] C. Song *et al.* Reducing microwave loss in superconducting resonators due to trapped vortices . *Appl. Phys. Lett.*, 95:232501, 2009. 98, 99
- [127] D. Bothner *et al.* Improving the performance of superconducting microwave resonators in magnetic fields. *App*, 98:102504, 2011. 98, 99
- [128] D. Bothner *et al.* Reducing vortex losses in superconducting microwave resonators with microsphere patterned antidot arrays. *App*, 100:012601, 2012. 98
- [129] P. Lahl and R. Wördenweber. Probing microwave properties of high- T_c films via small dc magnetic fields. *Appl. Phys. Lett.*, 81:505, 2002. 102
- [130] A.I. Gubin *et al.* Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films. *Phys. Rev. B*, 72:064503, 2005. 103
- [131] S. Mühlbauer *et al.* Morphology of the superconducting vortex lattice in ultrapure Niobium. *Phys. Rev. Lett.*, 102:136408, 2009. 121
- [132] M. Laver *et al.* Structure and degeneracy of vortex lattice domains in pure superconducting Niobium: A small-angle neutron scattering study. *Phys. Rev. B*, 79:1014518, 2009. 121
- [133] S. Mühlbauer *et al.* Time resolved stroboscopic neutron scattering of vortex lattice dynamics in superconducting Niobium. *Phys. Rev. B*, 83:184502, 2011. 121
- [134] M. Grünzweig, P. Mikheenko, C. Grünzweig, S. Mühlbauer, R. Kleiner, D. Koele, and T. Johansen. Dendritic flux avalanches in Niobium single crystal near critical temperature. *arXiv*, arXiv:1308.2220v1 [cond-mat.supr-con], 2013. 122, 123, 127, 129, 131
- [135] D. K. Finnemore *et al.* Superconducting properties of high-purity Niobium. *Phys. Rev.*, 149:231 - 243, 1966. 122
- [136] <http://www.oxford-instruments.com/OxfordInstruments/media/nanoscience/PDFs/Microstat/Microstat-Product-Guide.pdf>. 134
- [137] S. Casalbuoni *et al.* Surface superconductivity in Niobium for superconducting RF cavities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 538:45 - 64, 2005. 135

- [138] A. V. Pan *et al.* 3D-2D-like vortex transition above B_{c2} in Niobium films. *Physica B*, 329-333:1377 - 1378, 2003. 135
- [139] A. V. Pan and P. Esquinazi. Decoupling transition of two coherent vortex arrays within the surface superconductivity state. *Phys. Rev. B*, 70:184510, 2004. 135