

# **Hochtemperatursupraleitende Quanteninterferenz- Detektoren mit Stufenkontakten für neue geophysikalische Messinstrumente**

Dissertation

Zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

**vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät  
der Friedrich-Schiller-Universität Jena**

**von M.Sc. Leonie Lina Kaczmarek**

**geboren am 31.01.1991 in Braunschweig**

## **Gutachter**

- 1. Apl. Prof. Dr. Frank Schmidl, Friedrich-Schiller-Universität Jena**
- 2. Prof. Dr. habil. Joachim Albrecht, Hochschule Aalen**
- 3. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Hannes Töpfer, Technische Universität Ilmenau**

**Tag der Disputation: 27. Oktober 2022**

## Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung .....	5
2	Physikalische Grundlagen .....	8
2.1	Supraleitung.....	8
2.2	Hochtemperatursupraleitung.....	10
2.3	Josephson-Effekt.....	13
2.4	HTS-dc-SQUIDs.....	16
2.4.1	Verschiedene HTS-SQUID-Kopplungen.....	18
2.4.2	HTS-Korngrenzen-SQUIDs.....	20
2.4.3	HTS-Schichten auf Magnesiumoxid .....	23
2.4.4	Rauschen in HTS-SQUIDs .....	25
2.4.5	Optimierung von realen HTS-SQUIDs .....	28
2.4.6	Ausleseelektronik für HTS-SQUIDs .....	30
2.5	TEM-Methode für die geophysikalische Exploration .....	30
3	Dünnschichttechnologie und experimentelle Aufbauten .....	33
3.1	Dünnschichttechnologie .....	33
3.1.1	Gepulste Laserablation .....	33
3.1.2	Weitere Beschichtungsverfahren .....	37
3.1.3	Strukturierende Verfahren .....	37
3.1.4	Probenherstellung .....	38
3.2	Charakterisierung der morphologischen und supraleitenden Eigenschaften.....	41
3.2.1	Schichtcharakterisierung .....	41
3.2.2	Elektrische Charakterisierung.....	43
4	Ergebnisse und Diskussion.....	44
4.1	Stufenanalyse und Stufenbeeinflussung .....	44
4.1.1	Analyse der Lackstruktur .....	44
4.1.2	Analyse des Ätzprozesses .....	47
4.1.3	Analyse der Reproduzierbarkeit .....	54
4.2	HTS-Schichtherstellung mittels gepulster Laserablation.....	56
4.2.1	Schichtsysteme auf MgO .....	57
4.2.2	Analyse der Beschichtungsparameter .....	59
4.3	Integrierte HTS-Magnetometer .....	69

## Inhaltsverzeichnis

---

4.3.1	Design.....	69
4.3.2	Elektrische Charakterisierung und Rauschen .....	73
4.4	Rauschperformance – Maßnahmen gegen Flussschlauchbewegung .....	77
4.4.1	Verringerung der supraleitenden Aufnehmerfläche .....	77
4.4.2	Implementierung von Gold-Nanopartikeln .....	80
4.4.3	Vergleich der beiden Maßnahmen gegen Flussschlauchbewegung .....	89
4.5	Sensitivitätserhöhung .....	90
4.6	Passivierung .....	94
4.6.1	Einfluss der Passivierungsbeschichtung .....	94
4.6.2	Langzeitverhalten .....	95
5	Zusammenfassung und Ausblick.....	98
	Literaturverzeichnis .....	102
	Abbildungsverzeichnis .....	112
	Tabellenverzeichnis .....	117
	Anhang .....	119
	Abbildungen.....	119
	Tabellen.....	124
	Zusammenfassung in deutscher und englischer Sprache .....	126
	Danksagung.....	128
	Ehrenwörtliche Erklärungen .....	129

# 1 Einleitung

Platingruppenelemente, kurz PGE, ist ein Überbegriff für die Platinmetalle Ruthenium, Rhodium, Palladium, Osmium, Iridium und Platin. Sie gehören zu der Gruppe der Hochtechnologiemetalle und spielen somit eine wichtige Rolle bei der Lösung akuter gesamtgesellschaftlicher Aufgaben wie der Energiewende, der Digitalisierung und der Einführung von neuen Technologien und Materialien in die Industrie und finden immer breitere Anwendung beispielsweise in den Bereichen Elektrotechnik, Medizintechnik und Schmuckherstellung wie auch als Katalysatormaterialien. Als Folge besteht ein ständig wachsender Bedarf an ihnen [1]. Zugleich werden sie von der Deutschen Rohstoffagentur in die Risikogruppe 3 eingeteilt [2]. Das bedeutet, diese Rohstoffe unterliegen einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit für Lieferausfälle, Preissteigerungen, Handelskonflikte, Spekulation und Wettbewerbsverzerrung. Um die akute wie zukünftige hohe Nachfrage zu befriedigen sowie möglichen Engpässen entgegenzuwirken, ist die intensive Suche nach neuen Lagerstätten notwendig. Diese Lagerstätten liegen teilweise in schwer zugänglichen Gebieten oder in großer Tiefe. Daraus ergibt sich ein Bedarf an neuen geophysikalischen Explorationsmethoden, die diesen Anforderungen durch eine sehr hohe Sensitivität entsprechen.

Eine Detektionsmöglichkeit für PGE bieten elektromagnetische Methoden, insbesondere die transiente Elektromagnetik, kurz TEM-Methode. Sie nutzt unterschiedliche elektrische Leitfähigkeiten des Untergrundmaterials für die Beschreibung von Lagerstätten. Polymetallische Ressourcen, beispielsweise sulfidische Lagerstätten oftmals mit Anlagerung von PGE oder seltenen Erden, zeichnen sich meist durch hohe Leitfähigkeiten aus und können so mit der TEM-Methode sehr gut gegen das Nebengestein abgegrenzt werden.

Bei der TEM-Methode fließt ein elektrischer Strom großer Amplitude in einer auf der Erdoberfläche ausgelegten Transmitterspule und wird abrupt abgeschaltet. Das verursacht Wirbelströme im resistiven Untergrund, die abhängig von der Leitfähigkeit des Untergrundes in die Tiefe und seitwärts diffundieren. Die Wirbelströme erzeugen ein sekundäres Magnetfeld, dessen Amplitude mit empfindlichen Magnetfeldsensoren an der Erdoberfläche gemessen werden kann und mithilfe entsprechender Inversions- und Interpretationsverfahren ein Tiefen-Leitfähigkeits-Profil des Untergrundes erzeugt. Auf diese Art kann man die sulfidischen Lagerstätten lokalisieren und insbesondere Aussagen über ihre räumliche Ausdehnung treffen. Die Grundlagen dieser Methode werden in [3] detailliert beschrieben.

Die wichtigsten Voraussetzungen für die Sensoren im TEM-System sind eine möglichst hohe Sensitivität und ein möglichst geringes Rauschen, insbesondere im niederfrequenten Bereich. Beide Faktoren bestimmen die maximale Detektionstiefe und den zeitlichen Aufwand einer Messkampagne und legen fest, ob die Detektion von Reservoirien unter leitfähigen Überlagerungen möglich ist. Als Sensoren können SQUIDs, Supraleitende Quanteninterferenz-Detektoren, verwendet werden. Sie bestehen aus einem supraleitenden Ring mit zwei Josephson-Kontakten und sind Magnetfluss-Spannungs-Wandler. Sie haben gegenüber den anderen Magnetfeldsensoren Vorteile: Sie detektieren im Vergleich zu Induktionsspulen direkt die Amplitude des zu messenden Magnetfeldes und nicht dessen Ableitung, was eine schnellere Detektion in größeren Tiefen und unter leitfähigen Überlagerungen ermöglicht. Gegenüber Fluxgates weisen sie ein deutlich niedrigeres Rauschen auf. Werden Hochtemperatursupraleitung-SQUIDs, im Folgenden HTS-SQUIDs genannt, verwendet, besteht zudem die Möglichkeit, das System mit flüssigem Stickstoff zu kühlen. So können sehr kleine kompakte Kryostate für eine komfortable Handhabung gebaut werden [4–9].

Über einen langen Zeitraum wurden HTS-SQUIDs auf der Basis von Bikristallen am Leibniz-Institut für Photonische Technologien, kurz Leibniz-IPHT, verwendet. Diese werden mit einem separaten Flusstransformer als Aufnehmerfläche induktiv verbunden und halfen, gute Ergebnisse zu erzielen. Nachteilig war die sehr aufwendige und zeit- und kostenintensive Fabrikation dieser Sensoren, bei der supraleitende Mehrlagensysteme auf verschiedenen Substraten hergestellt werden mussten.

In der vorliegenden Dissertation soll dieser Nachteil überwunden werden, indem HTS-Magnetfeldsensoren, kurz Magnetometer, hoher Empfindlichkeit auf der Basis eines für das Leibniz-IPHT neuen Kontakttyps eingeführt und bis zur Einsatzfähigkeit im Messsystem realisiert und erforscht werden. Die Aufnehmerflächen der Magnetometer werden direkt an die SQUIDs gekoppelt, um die Herstellung einlagiger Bauelemente zu ermöglichen. Die Josephson-Kontakte entstehen durch zuvor fabrizierte Stufenstrukturen im Substrat und sind Stufenkontakte. Um dies zu realisieren, müssen neue Technologieschritte im Reinraum analysiert, optimiert und zusammengefügt sowie neue Designs entwickelt und evaluiert werden. Die entstandenen Magnetometer werden unter Laborbedingungen hinsichtlich ihrer Eignung für die Verwendung in TEM-Systemen getestet. Besonderes Augenmerk liegt

dabei auf einer hohen Sensitivität und einem niedrigen Rauschen. Vor allem der niederfrequenten Bereich spielt dabei eine wichtige Rolle: Kleine Frequenzen entsprechen langen charakteristischen Zeiten nach Abschalten des Stromes in der Transmitterspule des TEM-Systems und somit einer großen Detektionstiefe. So wird die Detektion von sulfidischen Lagerstätten in großen Tiefen ermöglicht - eine Notwendigkeit, da oberflächennahe Vorkommen der PGE insbesondere in Deutschland, aber auch weltweit bereits großflächig abgebaut sind [10].

Nach dieser Einleitung geht es in Kapitel 2 um die physikalischen Grundlagen von Supraleitung, SQUID-Magnetometern und der TEM-Methode. In Kapitel 3 werden die verwendeten Dünnschichttechnologien für die Magnetometerherstellung und die Messmethoden zu deren Evaluierung vorgestellt. Die Ergebnisse der durchgeführten Experimente werden in Kapitel 4 dargelegt und diskutiert. Dabei werden sowohl die Stufenfabrikation als auch die Herstellung des verwendeten supraleitenden Systems analysiert, um direkt gekoppelte Magnetometer reproduzierbar und mit hoher Ausbeute herstellen zu können. Der zweite Schwerpunkt der vorliegenden Dissertation liegt auf der Optimierung der Magnetometer für die TEM-Systeme. Es werden zwei Methoden gezeigt und evaluiert, um niederfrequentes Rauschen in den Bauelementen zu unterdrücken. Ebenso wird eine Methode vorgestellt, um die Sensitivität zu erhöhen. Zuletzt wird auf das Langzeitverhalten der Magnetometer eingegangen. In Kapitel 5 wird ein Fazit gezogen und ein Ausblick gegeben.

## 2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für die vorliegende Dissertation notwendigen Grundlagen der Supraleitung, der HTS-SQUIDS und der TEM-Methode erläutert.

### 2.1 Supraleitung

Die Supraleitfähigkeit eines Materials zeigt sich namensgebend im verschwindenden Widerstand bei der Unterschreitung einer bestimmten Temperatur [11]. Diese materialspezifische Temperatur heißt Sprungtemperatur oder kritische Temperatur  $T_c$ . Anhand der kritischen Temperatur können Supraleiter in zwei Kategorien einteilen werden: die Niedertemperatursupraleiter, auch LTS (aus dem Engl.: *Low-temperature superconductor*), mit kritischen Temperaturen unter  $T_c \approx 30$  K und die Hochtemperatursupraleiter mit kritischen Temperaturen darüber [11]. Neben dem Charakteristikum der kritischen Temperatur hat jeder Supraleiter eine kritische Stromdichte  $j_c$  und ein kritisches Magnetfeld  $B_c$ . Wird ein entsprechend zu hoher Strom beziehungsweise ein zu hohes Magnetfeld an eine supraleitende Struktur angelegt, geht der supraleitende in den normalleitenden Zustand über [11].

Ein weiteres Phänomen der Supraleitung ist die Verdrängung des Magnetfeldes aus dem Inneren des Materials, der sogenannte Meißner-Ochsenfeld-Effekt oder auch idealer Diamagnetismus. Für Supraleiter ist es irrelevant, ob er beim Unterschreiten der kritischen Temperatur Magnetfeldlinien in seinem Inneren hatte [12]. Am Rand des Supraleiters klingt das Magnetfeld über eine materialspezifische Länge ab, die sogenannte London'sche Eindringtiefe  $\lambda_L$ . Sie lässt sich durch die Formel

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{4 \cdot n_s \cdot e^2 \cdot \mu_0}} \quad (2.1)$$

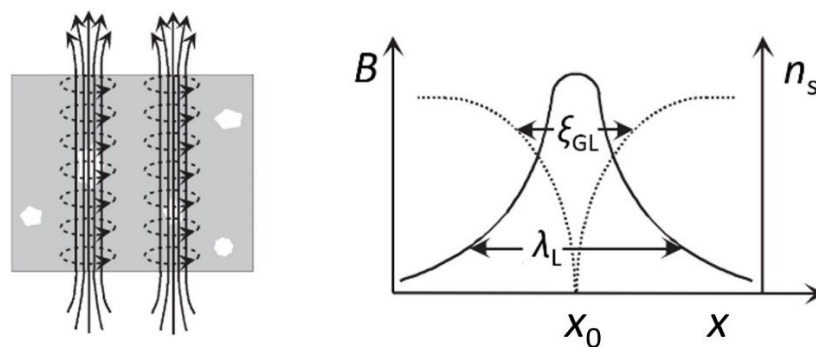
mithilfe der Masse der supraleitenden Ladungsträger  $m_s$ , ihrer Dichte  $n_s$ , der Elementarladung  $e$  und der magnetischen Feldkonstante  $\mu_0$  beschreiben. Die London'sche Eindringtiefe ist material- und temperaturabhängig. Ihre Temperaturabhängigkeit  $\lambda_L(T)$  kann durch die Formel

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^n}} \quad (2.2)$$



ausgedrückt werden, wobei  $T$  die aktuelle Temperatur,  $\lambda_L(0)$  die London'sche Eindringtiefe am Temperaturnullpunkt und  $n$  ein modelabhängiger Parameter ist [13, 14].

Bezüglich des Meißner-Ochsenfeld-Effekts lassen sich Supraleiter in zwei Kategorien einteilen: Supraleiter erster Art und Supraleiter zweiter Art. Im Falle der Supraleitung erster Art geht der Supraleiter beim Überschreiten des kritischen Magnetfeldes  $B_c$  sprunghaft vom Meißner-Ochsenfeld-Effekt, in dem Magnetfeldlinien aus dem Supraleiter verdrängt werden, in den normalleitenden Zustand über, in dem die Magnetfeldlinien das Material durchdringen können. Supraleiter zweiter Art haben zwischen den beiden Zuständen noch eine weitere Phase, die sogenannte Shubnikov-Phase, in der die Magnetfeldlinien in bestimmte Bereiche des supraleitenden Materials eindringen können. Diese Bereiche werden Flussschläuche genannt (vgl. Abbildung 2-1, links). Die äußere Magnetflussdichte, ab der die Flussschläuche eindringen können, wird erstes kritisches Magnetfeld  $B_{c1}$  genannt. Das Magnetfeld, ab dem der Supraleiter in den normalleitenden Zustand übergeht, wird zweites kritisches Magnetfeld  $B_{c2}$  genannt. Die Flussschläuche bilden sich durch Abschirmströme, die um sie herum fließen, ab und repräsentieren einen magnetischen Fluss, der dem eines magnetischen Flussquants  $\Phi_0$  ( $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ ) oder einem ganzzahligen Vielfachen davon gleicht. Im Flussschlauch sinkt die Dichte der supraleitenden Ladungsträger  $n_s$  auf null. Die Länge, auf der das passiert, wird Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge  $\xi_{GL}$  genannt. Das Magnetfeld ist innerhalb eines Flussschlauches erhöht und kann über die Länge der London'schen Eindringtiefe in den Supraleiter eindringen (vgl. Abbildung 2-1, rechts).



**Abbildung 2-1** Schematische Darstellung der Flussschläuche mit Abschirmströmen (gestrichelt, links), des örtlichen Verlaufs der magnetischen Flussdichte  $B$  (durchgezogene Linie, rechts) und der Dichte der supraleitenden Ladungsträger  $n_s$  (gepunktete Linie, rechts) um die Mitte des Flussschlauches  $x_0$  inklusive London'scher Eindringtiefe  $\lambda_L$  und Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge  $\xi_{GL}$  [14].

Durch das Verhältnis von London'scher Eindringtiefe zur Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge kann der Ginzburg-Landau-Parameter  $\kappa_{GL}$  mit  $\kappa_{GL} = \lambda_L / \xi_{GL}$  bestimmt werden. Er gibt an, ob

ein Supraleiter erster oder zweiter Art ist. Es gilt:  $\kappa_{GL} < 1/\sqrt{2}$  für Supraleiter erster Art und  $\kappa_{GL} > 1/\sqrt{2}$  für Supraleiter zweiter Art [14].

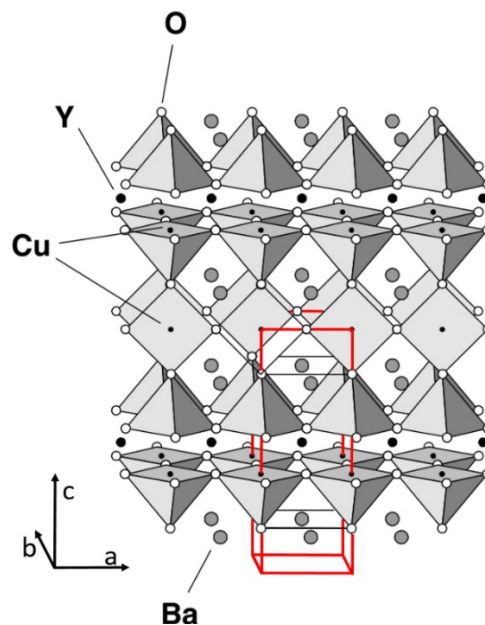
Fließt ein Strom durch den Supraleiter, können sich die Flussschläuche aufgrund der entstehenden Lorentzkraft durch den Supraleiter bewegen und so einen Widerstand oder eine Temperaturerhöhung hervorrufen, was die Supraleitung limitiert. Diese Bewegung der Flussschläuche zu minimieren, ist für die Anwendung von Supraleitern zweiter Art essenziell und kann durch Haftzentren, sogenannte *Pinning*-Zentren, geschehen, beispielsweise durch normalleitende Partikel oder Stufenversetzungen im Supraleiter [15].

Theoretisch lässt sich die Supraleitung mithilfe der BCS-Theorie erklären [16]. Sie besagt, dass die Ladungsträger der Supraleitung sogenannte Cooper-Paare sind, die aus zwei Elektronen bestehen. Der zugrunde liegende Mechanismus ist die Elektron-Phonon-Wechselwirkung. Der Abstand, auf dem sich zwei Elektronen zu einem Cooper-Paar formieren, wird BCS-Kohärenzlänge  $\xi_{BCS}$  genannt, ist materialabhängig und erstreckt sich bei konventionellen Supraleitern zwischen beispielsweise  $\xi_{BCS} = 40$  nm für Niob und  $\xi_{BCS} = 1600$  nm für Aluminium [11]. Berechnen lässt sie sich durch die Formel  $\xi_{BCS} = \hbar v_F / k_B T$ , wobei  $\hbar$  das Planck'sche Wirkungsquantum geteilt durch  $2\pi$ ,  $v_F$  die Fermi-Geschwindigkeit und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante ist [11]. Cooper-Paare haben einen ganzzahligen Spin und verhalten sich wie Bosonen, die auf dem niedrigsten Energieniveau kondensieren. Alle Bosonen können durch eine gemeinsame Wellenfunktion beschrieben werden:  $\Psi = |\psi_0(x,t)| \cdot e^{i\varphi(x,t)}$  mit  $|\psi_0(x,t)|^2$  proportional zur Dichte der supraleitenden Ladungsträger  $n_s$  und  $\varphi(x,t)$  als ort- und zeitabhängige Phase. Durch die Eindeutigkeit der Wellenfunktion ergibt sich die Flussquantisierung. Im Inneren eines geschlossenen Rings können nur ganzzahlige Vielfache des Flussquants  $\Phi_0$  sein. Dies ist der makroskopische Quanteneffekt [17, 18].

## 2.2 Hochtemperatursupraleitung

Hochtemperatursupraleiter zeigen kritische Temperaturen weit über der vorhergesagten maximalen kritischen Temperatur von  $T_c \approx 30$  K. Eine Unterart der Hochtemperatursupraleiter sind keramische Supraleiter, die 1986 entdeckt wurden [19]. Sie werden oft Kuprate genannt und zeichnen sich durch zweidimensionale supraleitende  $\text{CuO}_2$ -Ebenen aus [20]. In der vorliegenden Arbeit werden Bauelemente aus Yttrium-Barium-Kupferoxid,

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , im Folgenden YBCO, hergestellt. Es wurde 1987 entdeckt und hat eine maximale kritische Temperatur von  $T_c = 92$  K. Schichten mit diesen hohen kritischen Temperaturen zeigen kritische Stromdichten  $j_c$  von einigen  $\text{MA}/\text{cm}^2$  bei Betriebstemperaturen von  $T_B = 77,4$  K [14]. Die Kristallstruktur ist in Abbildung 2-2 dargestellt.



**Abbildung 2-2** Schematische Darstellung der Kristallstruktur von  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  mit eingezeichneter Einheitszelle (rot) [11].

Die Supraleitung wird von Ebenen bestehend aus Kupfer-Ionen, die von vier Sauerstoff-Ionen umgeben sind, getragen. Zwischen diesen Ebenen liegen die nicht supraleitenden Ebenen bestehend aus Bariumoxid- und Yttriumschichten, sowie Kupferoxidschichten, die als Ladungsträgerreservoir dienen [11]. Die Kristallachsen der Einheitszelle (vgl. Abbildung 2-2, rot) haben bei optimaler Dotierung die Maße:  $a = 3,82$  Å,  $b = 3,89$  Å und  $c = 11,67$  Å. Die Struktur wird orthorhombische, sauerstoff-defizitäre Perowskitstruktur genannt [21]. Optimale Dotierung bezieht sich auf den Sauerstoffgehalt der Einheitszelle, der sich direkt auf die supraleitenden Eigenschaften des Materials auswirkt [22] und in der Summenformel mit „ $7-\delta$ “ angegeben wird. Für  $\delta \geq 0,7$  liegt YBCO in der tetragonalen Phase vor und ist nicht supraleitend. Mit steigendem Sauerstoffgehalt geht die tetragonale in die orthorhombische Phase über und die kritische Temperatur steigt an. Bei einem Sauerstoffgehalt von  $0,3 \leq \delta \leq 0,5$  erreicht die kritische Temperatur das nach ihr benannte 60-K-Plateau. Wird der Sauerstoffgehalt weiter erhöht, steigt die kritische Temperatur bis sie bei einem Sauerstoffgehalt  $\delta \approx 0,1$  das Maximum von  $T_c = 92$  K erreicht. Dies wird die 90-K-Phase genannt (vgl. Abbildung 2-3) [23, 24].

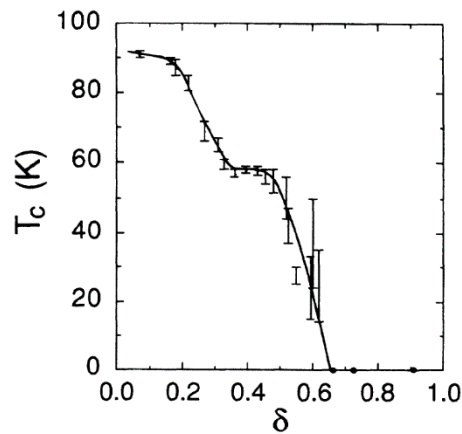


Abbildung 2-3 Abhängigkeit der kritischen Temperatur  $T_c$  vom Sauerstoffgehalt  $\delta$  in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [24].

Aufgrund der Kristallstruktur sind die London'sche Eindringtiefe, die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge und die kritischen Magnetfelder von YBCO stark anisotrop [25–29]. Man unterscheidet zwischen den Parametern in der  $a$ - $b$ -Ebene und den Parametern entlang der  $c$ -Achse. In Tabelle 2-1 sind die jeweiligen Werte von YBCO in der 90-K-Phase und zum Vergleich von Niob, einem Supraleiter, der für klassische supraleitende Elektronik verwendet wird, aufgelistet. Zudem ist die kritische Temperatur aufgeführt.

Tabelle 2-1 Kritische Temperatur  $T_c$ , London'sche Eindringtiefe  $\lambda_L$ , Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge  $\xi_{GL}$  und (zweites) kritisches Magnetfeld  $B_{c(2)}$  von YBCO und Niob; Daten entnommen aus [15].

	YBCO		Niob
	ab-Ebene	c-Achse	
$T_c$ in K	92		9
$\lambda_L$ in nm	160	800	32-44
$\xi_{GL}$ in nm	1,6	0,3	40
$B_c$ in T	240	110	0,2

YBCO hat eine sehr kurze Kohärenzlänge und eine große London'sche Eindringtiefe. Somit ist YBCO ein Supraleiter zweiter Art mit Ginzburg-Landau-Parametern von  $\kappa_{GL,ab} \approx 100$  für die  $a$ - $b$ -Ebene und  $\kappa_{GL,c} \approx 2667$  entlang der  $c$ -Achse. Im Vergleich zu den konventionellen LTS-Supraleitern wie Niob zeichnet sich YBCO durch hohe kritische Temperaturen aus. Diese liegt deutlich über dem Siedepunkt von flüssigem Stickstoff bei Normaldruck, wodurch auf eine teure Kühlung mit Helium verzichtet werden kann. Die hohen Sprungtemperaturen sorgen zugleich für den größten Nachteil der HTS-Supraleiter im Vergleich zu LTS-Supraleitern: HTS-Supraleiter zeigen aufgrund der höheren thermischen Energie grundsätzlich ein höheres Rauschen.

Theoretisch lässt sich die Hochtemperatursupraleitung nicht durch die BCS-Theorie erklären. Einerseits widersprechen die hohen kritischen Temperaturen der Theorie. Andererseits zeigten Versuche bezüglich des Isotopeneffektes und der Verunreinigung mit paramagnetischen Störstellen Ergebnisse, die nicht mit der Theorie in Einklang zu bringen sind [30, 31]. Ein anderes Model wurde für die Cooper-Paare in Hochtemperatursupraleitern entwickelt: Sie sollen aus zwei Löchern beziehungsweise fehlenden Elektronen bestehen. Diese Theorie erklärt die Abhängigkeit der kritischen Temperatur von der Sauerstoffdotierung, die kurze Kohärenzlänge und propagiert die  $d_{x^2-y^2}$ -Wellensymmetrie, die Mitte der 1990er-Jahre erstmals nachgewiesen werden konnte [32, 33]. Während die  $d_{x^2-y^2}$ -Wellensymmetrie für Hochtemperatursupraleiter inzwischen als gegeben angenommen wird [34–36], gibt es bis heute keine allumfassende Erklärung für den Mechanismus der Cooper-Paar-Bildung in Hochtemperatursupraleitern. Detaillierte Übersichten über die verschiedenen Theorien und ihre belegenden oder widerlegenden Experimente können in [37] nachvollzogen werden.

Für HTS-Sensoren wird bevorzugt YBCO verwendet. Dies liegt einerseits an der hohen kritischen Temperatur von  $T_c = 92$  K. Andererseits zeigt YBCO ein hohes Maß an intrinsischen Haftzentren, die die Flusslauchbewegung für höhere Ströme unterdrücken als bei anderen Hochtemperatursupraleitern [38]. Nachteilig ist die starke Abhängigkeit der supraleitenden Eigenschaften vom Sauerstoffgehalt, der während der Herstellung des Supraleiters über die Prozessparameter eingestellt wird und die Fabrikation dadurch anspruchsvoll macht [39]. Diese Abhängigkeit sorgt auch für eine erhöhte Anfälligkeit für Degradierung durch Wasser, Wasserdampf oder Luft. Dem Supraleiter wird dabei Sauerstoff entzogen und die supraleitenden Eigenschaften verschlechtern sich [40–42]. Weitere Nachteile von YBCO sind die hohe Anisotropie und die kurze Kohärenzlänge. Dies sorgt dafür, dass bereits kleinste chemische oder strukturelle Veränderungen oder Störungen die supraleitenden Eigenschaften stark einschränken können. In Kapitel 2.4.2 wird sich zeigen, dass das auch Vorteile mit sich bringt [38, 39, 43].

### 2.3 Josephson-Effekt

Der Josephson-Effekt beschreibt die Möglichkeit, dass Cooper-Paare von einem Supraleiter durch eine Barriere zu einem anderen Supraleiter tunneln können, solange die Barriere

hinreichend dünn ist. Grund dafür ist ein Überlapp der Wellenfunktionen der beiden Supraleiter. Der Aufbau von zwei Supraleitern mit einer dünnen Barriere dazwischen wird Josephson-Kontakt genannt [44] und das Grundkonzept wird durch zwei Gleichungen beschrieben.

Die erste Josephson-Gleichung, auch Gleichstrom-Josephson-Effekt genannt, zeigt die sinusförmige Abhängigkeit des jeweiligen supraleitenden Stromes  $I_s$  von der Phasendifferenz  $\zeta$  der beiden Wellenfunktionen und dem kritischen Strom  $I_c$  des Supraleiters

$$I_s = I_c \cdot \sin \zeta. \quad (2.3)$$

In diesem Zustand treten weder Spannung noch Widerstand auf und er besteht, solange der treibende Strom kleiner als der kritische Strom ist oder keine Spannung anliegt. Der kritische Strom ist abhängig von Magnetfeldern [45]. Wird ein externer Magnetfluss  $\Phi_{\text{ext}}$  angelegt, so zeigt sich für eine homogene kritische Stromdichte im Kontakt die Abhängigkeit

$$I_c(\Phi_{\text{ext}}) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi_{\text{ext}}/\Phi_0)}{\pi\Phi_{\text{ext}}/\Phi_0} \right|. \quad (2.4)$$

Die zweite Josephson-Gleichung beschreibt den Zustand, wenn der treibende Strom größer als der kritische Strom ist oder eine Spannung anliegt. Die Phasendifferenz wächst mit der Zeit an und ein alternierender Strom mit der Josephson-Frequenz  $f_j$  mit  $f_j = U/\Phi_0$  entsteht. Die entstehende Spannung  $U$  kann mit der Phasendifferenz beziehungsweise deren Ableitung durch die zweite Josephson-Gleichung, auch Wechselstrom-Josephson-Gleichung genannt, in Relation gesetzt werden:

$$\dot{\zeta} = \frac{2\pi}{\Phi_0} U(t). \quad (2.5)$$

Eine ausführliche Herleitung der beiden Josephson-Gleichungen kann in [11] nachvollzogen werden.

Eine anschauliche Erklärung der Dynamik des Josephson-Effektes bietet das Steward-McCumber-Model [46, 47]. Es beschreibt den Kontakt als Parallelschaltung von einem Josephson-Kontakt mit Stromfluss durch supraleitende Ladungsträger, von einem ohmschen

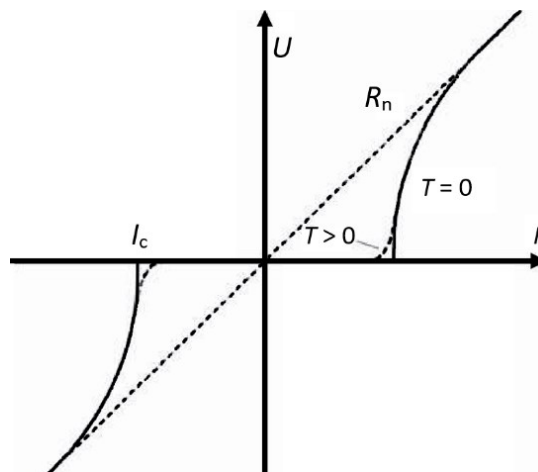
Widerstand mit Stromfluss durch normalleitende Ladungsträger und von einem Kondensator mit entsprechendem Verschiebungsstrom. Durch Addition der einzelnen Teilströme kann man folgende Differentialgleichung zweiter Art aufstellen

$$I = I_c \sin \zeta + \frac{\Phi_0}{2\pi R_n} \dot{\zeta} + \frac{C \Phi_0}{2\pi} \ddot{\zeta}. \quad (2.6)$$

Dabei ist  $R_n$  ist der Normalleitungswiderstand erzeugt durch die normalleitenden Ladungsträger und  $C$  die Kapazität des Kontaktes. Man kann diese Gleichung in eine dimensionslose Form bringen und daraus den materialabhängigen, dimensionslosen Steward-McCumber-Parameter  $\beta_c$  aufstellen:

$$\beta_c = \frac{2\pi I_c R_n^2 C}{\Phi_0}. \quad (2.7)$$

Für  $\beta_c < 1$  spricht man von einem überdämpften Josephson-Kontakt ohne hysteretisches Verhalten, für  $\beta_c > 1$  von einem ungedämpften Josephson-Kontakt, der eine Hysterese in der Strom-Spannungs-Kennlinie aufweist [11]. In Abbildung 2-4 ist die Strom-Spannungs-Kennlinie eines überdämpften Josephson-Kontaktes ohne hysteretisches Verhalten dargestellt.



**Abbildung 2-4** Schematische Darstellung einer nicht-hysteretischen Strom-Spannungs-Kennlinie eines Josephson-Kontaktes mit Verdeutlichung des kritische Stromes  $I_c$  und des Normalleitungswiderstandes  $R_n$  und der temperaturabhängigen Verrundung der Kennlinie [15].

Abzulesen sind der kritische Strom  $I_c$  und der Normalleitungswiderstand  $R_n$  des Kontakts. Das Produkt aus diesen Größen heißt  $I_c R_n$ -Produkt und beschreibt die charakteristische Spannung. Über den kritischen Strom ist die Kennlinie des Josephson-Kontakts temperaturabhängig. Für Supraleiter-Isolator-Supraleiter-Kontakte gilt die Ambegaokar-Baratoff-

Relation, die die Verrundung der Strom-Spannungs-Kennlinie bei Temperaturen über dem Nullpunkt erklärt [48, 49]. Wegen der hohen Betriebstemperaturen bei Hochtemperatursupraleitern ist dies besonders zu berücksichtigen [45].

Josephson-Kontakte lassen sich auf verschiedene Arten realisieren: Es gibt Tunnelkontakte, bei denen eine dünne Barriere zwischen den beiden Supraleitern eingebracht ist. Dies kann ein Isolator (SIS-Kontakt), ein Normalleiter (SNS-Kontakt) oder eine Mischung aus beidem (SINIS-Kontakt) sein. Es gibt auch Kontakte, die durch die räumliche Einschränkung des supraleitenden Materials erzeugt werden, wie beispielsweise Mikrobrücken oder Punktkontakte [11]. In Hochtemperatursupraleitern können Josephson-Kontakte aufgrund der kurzen Kohärenzlänge auch durch Korngrenzen im Material erzeugt werden.

Die Anwendungsbereiche von Josephson-Kontakten sind vielfältig: beispielsweise als Voltstandards, als THz-Detektoren oder als Grundlage für Qubits und Quantenschaltungen [50–57]. Eine der gängigsten Anwendungen von Josephson-Kontakten in der Quantensensorik ist ein SQUID, das im folgenden Kapitel beschrieben wird.

## 2.4 HTS-dc-SQUIDs

Ein dc-SQUID (aus dem Engl.: *Direct-current-SQUID*) ist ein supraleitender Ring, unterbrochen von zwei Josephson-Kontakten. Der supraleitende Ring hat die Induktivität  $L_{SQ}$ . Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass beide Josephson-Kontakte identisch und nicht-hysteretisch ( $\beta_c < 1$ ) sind. Nach dem in Kapitel 2.3 vorgestellten Steward-McCumber-Modell können die Josephson-Kontakte als Parallelschaltung von einem Josephson-Kontakt mit kritischem Strom  $I_c$ , einem Widerstand  $R$  und einer Kapazität  $C$  betrachtet werden (vgl. Abbildung 2-5, links).

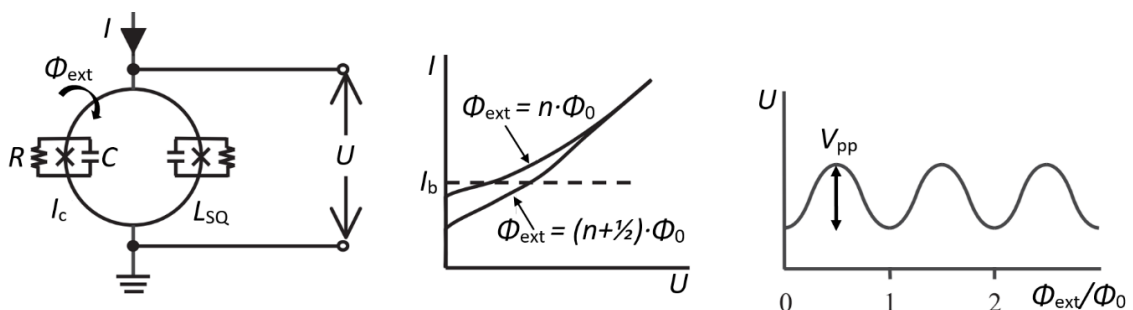


Abbildung 2-5 Schematische Darstellung eines SQUIDs mit einem supraleitenden Ring und zwei Josephson-Kontakten nach dem Steward-McCumber-Modell (links), Strom-Spannungs-Kennlinie eines SQUIDs mit Maximal- und Minimalwert der Kennlinie abhängig von externem Magnetfluss  $\Phi_{ext}$  und eingezeichnetem Biasstrom  $I_b$  (Mitte), Fluss-Spannungs-Kennlinie eines SQUIDs betrieben bei  $I_b > I_c$  mit Spannungshub  $V_{pp}$  [14].



Der kritische Strom des SQUIDs  $I_{c,SQ}$  für den Gleichstrom-Josephson-Effekt lässt sich aus der Summierung der beiden identischen Josephson-Ströme (vgl. Formel 2.3) berechnen:

$$I_{c,SQ} = I_c (\sin \zeta_1 + \sin \zeta_2) = 2 I_c \cos\left(\frac{\zeta_1 - \zeta_2}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\zeta_1 + \zeta_2}{2}\right) \quad (2.8)$$

wobei  $\zeta_1$  und  $\zeta_2$  die Phasendifferenzen der Kontakte sind. Wird ein externer magnetischer Fluss  $\Phi_{ext}$  angelegt, so lässt sich der Fluss im SQUID  $\Phi_{SQ}$  als  $\Phi_{SQ} = \Phi_{ext} + L_{SQ} \cdot (I_{c1} - I_{c2})$  beschreiben, wobei der zweite Summand einen im SQUID durch Abschirmströme induzierten Fluss beschreibt, der dafür sorgt, dass die Flussquantisierung aufrecht erhalten wird. Die Phasendifferenz kann als  $\zeta_1 - \zeta_2 = 2\pi (\Phi_{SQ} / \Phi_0)$  notiert werden. An dieser Stelle zeigt sich die Abhängigkeit des kritischen Stromes des SQUIDs von einem externen Magnetfluss. Für einen externen Fluss  $\Phi_{ext} = n \cdot \Phi_0$  mit  $n \in \mathbb{N}$  wird kein zusätzlicher Fluss im SQUID induziert, da die Flussquantisierung bereits erfüllt ist, und der Maximalwert  $I_{c,SQ} = 2 I_c$  wird erreicht. Ein abweichender externer Fluss führt wegen des angeregten Abschirmstromes zu einer Verringerung des Stromes mit einem Minimum bei  $\Phi_{ext} = (n + 1/2) \cdot \Phi_0$ . Die Strom-Spannungs-Kennlinien der jeweiligen Extremwerte sind in Abbildung 2-5, Mitte, dargestellt. Für einen sich monoton ändernden externen Fluss moduliert die Kennlinie periodisch zwischen diesen Grenzkurven. Wählt man einen konstanten treibenden Strom, den sogenannten Biasstrom  $I_b$ , mit  $I_b > I_c$ , moduliert auch die entstehende Spannung periodisch. Trägt man sie über dem externen Fluss auf, zeigt sich eine Fluss-Spannungs-Kennlinie mit periodischem Verlauf (vgl. Abbildung 2-5, rechts). Ein SQUID ist somit durch das Zusammenspiel von Josephson-Effekt und Flussquantisierung ein Magnetfluss-Spannungs-Wandler. Für weiterführende Erklärungen und Herleitungen sei auf [11] verwiesen.

Analog zum Josephson-Kontakt<sup>1</sup>, können charakteristische Größen des SQUIDs aus der Strom-Spannungs-Kennlinie entnommen werden: der kritische Strom  $I_c$ , der Normalleitungswiderstand  $R_n$  und das daraus errechnete  $I_c R_n$ -Produkt. Aus der Fluss-Spannungs-Kennlinie lässt sich die maximale Spannungsmodulation  $V_{pp}$ , auch Spannungshub genannt, ablesen. Ein hoher Spannungshub führt zu einer großen Transferfunktion  $V_\Phi$  mit  $V_\Phi = \Delta V / \Delta \Phi$  und ist essenziell für die Anwendung von SQUIDs als Fluss-Spannungs-Wandler. Reale Fluss-Spannungs-Kennlinien können vom optimalen Verlauf (vgl. Abbildung 2-5,

---

<sup>1</sup> Ab dieser Stelle werden Kennwerte von Josephson-Kontakten eindeutig gekennzeichnet.  $I_c$ ,  $R_n$  und  $I_c R_n$  beziehen sich von hier an auf SQUIDs.

rechts) abweichen. Ursächlich können Resonanzen sein, die zu einem erhöhten Rauschen führen können und vermieden werden müssen [58]. Ein weiterer wichtiger Parameter ist der sogenannte SQUID-Parameter  $\beta_L$ . Er beschreibt das Maß der Unterdrückung des kritischen Stromes durch Abschirmströme und lässt sich durch folgende Formel beschreiben [43, 59]:

$$\beta_L = \frac{I_c \cdot L_{SQ}}{\Phi_0}. \quad (2.9)$$

### 2.4.1 Verschiedene HTS-SQUID-Kopplungen

Das einzelne SQUID hat aufgrund seiner geometrischen Abmessungen eine schlechte Magnetfeldauflösung. Deswegen werden SQUIDs meist mit einer größeren Aufnehmerfläche verbunden. Bauelemente dieser Art werden Magnetometer genannt. Eine definierende Größe für sie ist die effektive Fläche  $A_{\text{eff}} = \Phi_{\text{ext}}/B_{\text{ext}}$ . Sie ist ein Maß dafür, wie viel externer Fluss für eine externe Magnetflussdichte  $B_{\text{ext}}$  in das SQUID gekoppelt wird und steht somit für die Sensitivität des Bauelements [14].

Es gibt zwei mögliche Kopplungsarten zwischen SQUID und Aufnehmerfläche: die direkte und die induktive Kopplung. Bei der direkten oder galvanischen Kopplung ist das SQUID direkt mit der Aufnehmerfläche verbunden. Liegt eine äußere magnetische Flussdichte  $B_{\text{ext}}$  an, so entsteht ein Abschirmstrom  $J = B_{\text{ext}} \cdot A_P / L_P$  in der Aufnehmerfläche, abhängig von Fläche  $A_P$  und Induktivität  $L_P$  der Aufnehmerfläche. Dieser Strom erzeugt im SQUID einen Fluss, der gemessen werden kann [43]. HTS-Magnetometer dieser Bauart wurden erstmals zu Beginn der 1990er-Jahre fabriziert [60, 61].

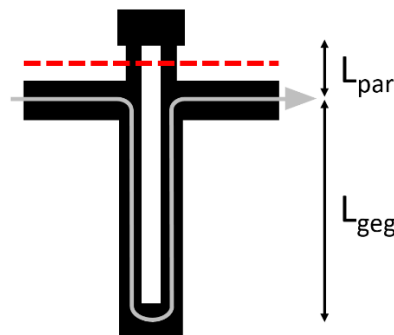
Bei der induktiven Kopplung wird ein separater Flusstransformer genutzt. Er besteht aus einer supraleitenden Schlaufe, die als Aufnehmerfläche fungiert. Durch ein äußeres Magnetfeld werden in ihr Abschirmströme induziert. Mit ihr verbunden ist eine Einkoppelspule, die den entstehenden Strom induktiv an das SQUID koppelt. Eine Möglichkeit, Flusstransformer und SQUID zueinander zu positionieren, ist die sogenannte Flip-Chip-Technologie. Dabei wird der Flusstransformer auf das SQUID geflippt und dort justiert und fixiert [43]. HTS-Magnetometer dieser Kopplungsart wurden ebenfalls in den frühen 1990er-Jahren erstmals realisiert [62, 63].

Die Vorteile der induktiven Kopplung liegen darin, dass über die Windungszahl der Einkoppelpule die Induktivität des Flusstransformers an die Induktivität des SQUIDs angepasst werden kann. Dies führt zu einer besseren Kopplung und somit zu einer höheren Sensitivität. Zudem haben die induktiv an den Flusstransformer gekoppelten SQUIDs aufgrund von Abschirmeffekten geringere Induktivitäten [14]. Direkt gekoppelte Magnetometer weisen einen großen Unterschied zwischen den Induktivitäten des SQUIDs und der Aufnehmerfläche auf, was zu einer reduzierten Flusskopplung führen kann und bei der Konzeptionierung der Bauelemente berücksichtigt werden muss [14]. Der große Vorteil der direkt gekoppelten Magnetometer liegt im Vergleich zur induktiven Kopplung an Flusstransformer in der Möglichkeit, Bauelemente aus einer einzigen supraleitenden Ebene auf einem Substrat herzustellen. Das ermöglicht eine zeit- und ressourcensparende Fabrikation, weswegen sie in der vorliegenden Dissertation verwendet werden.

Die effektive Fläche  $A_{\text{eff}}$  eines direkt gekoppelten Magnetometers kann mithilfe der Formel

$$A_{\text{eff}} = A_{\text{SQ}} + A_{\text{P}} \frac{L_{\text{SQ}}}{L_{\text{SQ}} + L_{\text{P}}} \quad (2.10)$$

berechnet werden [64, 65].  $A_{\text{SQ}}$  und  $L_{\text{SQ}}$  sind Fläche und Induktivität des SQUIDs,  $A_{\text{P}}$  und  $L_{\text{P}}$  entsprechend Fläche und Induktivität der Aufnehmerfläche.



**Abbildung 2-6** Schematische Darstellung eines Haarnadel-SQUIDs mit Korngrenze (rot) und Stromfluss (grau) und Verdeutlichung der Bereiche der parasitären und der Gegeninduktivität  $L_{\text{par}}$  und  $L_{\text{geg}}$  [66].

Die Induktivität eines sogenannten Haarnadel-SQUIDs  $L_{\text{SQ}}$  lässt sich durch die Formel  $L_{\text{SQ}} = L_{\text{par}} + L_{\text{geg}}$  ausdrücken, wobei  $L_{\text{par}}$  die parasitäre Induktivität und  $L_{\text{geg}}$  die Gegeninduktivität des SQUIDs ist (vgl. Abbildung 2-6). Beide genannten Induktivitäten lassen sich in einen geometrischen und einen kinetischen Induktivitätsanteil aufteilen. Die geometrische Induktivität  $L_{\text{geo}}$  lässt sich unter der Annahme abschätzen, dass das SQUID aus zwei koplaren, supraleitenden Streifen der Länge  $l$  besteht [65, 67] und kann durch die Formel

$$L_{\text{geo}} = \mu_0 \frac{K(k)}{K(k')} \cdot l \quad (2.11)$$

ausgedrückt werden, wobei  $K$  das komplette elliptische Integral erster Art ist.  $K(k)/K(k')$  lässt sich als

$$\frac{K(k)}{K(k')} = \left[ \frac{1}{\pi} \ln \left( 2 \cdot \frac{1 + \sqrt{k_c}}{1 - \sqrt{k_c}} \right) \right]^{-1} \quad (2.12)$$

mit  $k_c = \sqrt{1 - k^2}$  und  $k = s / (s + 2 w_{\text{SQ}})$  beschreiben. Hierbei ist  $s$  die Schlitzbreite und  $w_{\text{SQ}}$  die Streifenbreite des SQUIDs. Diese Formel gilt, solange  $0,7 \leq k_c \leq 1$  gültig ist. Der kinetische Induktivitätsanteil kann unter Einbeziehung der London'schen Eindringtiefe  $\lambda_L$  und der Supraleiter-Schichtdicke  $t$  durch die Formel

$$L_{\text{kin}} = \mu_0 \frac{2l \cdot \lambda_L^2}{w_{\text{SQ}} \cdot t} \quad (2.13)$$

abgeschätzt werden [68]. Die Fläche der Aufnehmerfläche  $A_p$  wird näherungsweise über die Außenmaße  $D_p$  und die Innenabmessung  $d_p$  der Aufnehmerfläche abgeschätzt:  $A_p = d_p \cdot D_p$ . Die Induktivität der Aufnehmerfläche  $L_p$  kann durch die Formel

$$L_p = \frac{2}{\pi} \mu_0 d_p \left[ \ln \left( 5 + \frac{d_p}{w_p} \right) + 0,25 \right] \text{ für } 1 < \frac{d_p}{w_p} < 10 \quad (2.14)$$

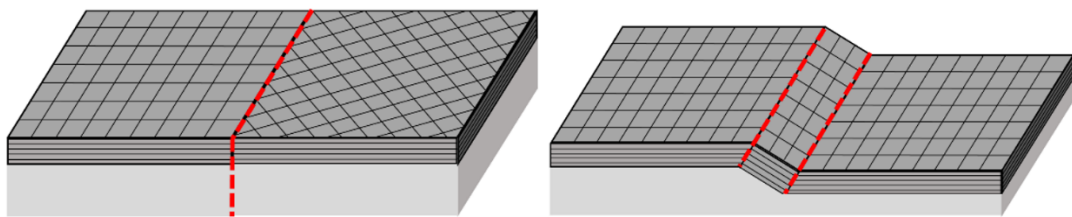
approximiert werden, wobei  $w_p$  die Breite der supraleitenden Aufnehmerfläche ist [14]. Mithilfe dieser Formeln können effektive Flächen von Magnetometern berechnet und maximiert werden, um eine möglichst hohe Sensitivität zu erreichen.

#### 2.4.2 HTS-Korngrenzen-SQUIDs

Wegen der kurzen und anisotropen Kohärenzlänge von YBCO können in diesem Material Josephson-Kontakte intrinsisch durch Korngrenzen erzeugt werden. Dabei wird der kritische Strom zwischen zwei YBCO-Bereichen mit unterschiedlicher Ausrichtung so stark reduziert, dass der Josephson-Effekt auftritt. Es ist keine künstliche Barriere aus Fremdmaterial erforderlich [43, 69]. Das erste SQUID, das durch einen Korngrenzenkontakt realisiert wurde und gleichzeitig den Beweis erbrachte, dass es Korngrenzenkontakte in YBCO gibt, wurde 1987 hergestellt [70].

Korngrenzenkontakte zeigen unabhängig von ihrer Herstellungsart gemeinsame Transporteigenschaften: Die Kennlinien der Kontakte zeigen bei Betriebstemperaturen von  $T_B = 77,4$  K RSJ-ähnliches Verhalten (aus dem Engl.: *Resistively shunted junction*), das dem Steward-McCumber-Model unter Vernachlässigung der Kapazität entspricht. Mit linear sinkender Temperatur steigt die kritische Stromdichte nahezu linear an, während der Widerstand meist temperaturunabhängig ist. Das  $I_c R_n$ -Produkt wird von der kritischen Stromdichte dominiert. Es gilt:  $I_c R_n \sim j_c^{0,5}$  [69] und es ist bei Temperaturen von  $T = 4,2$  K kleiner als die Energielücke [71]. Zudem zeigen alle Kontakte ein hohes  $1/f$ -Rauschen durch  $I_c$ - und  $R_n$ -Fluktuationen [72, 73]. Diese gemeinsamen Eigenschaften der Kontakte lassen auf einen einheitlichen Transportmechanismus unabhängig von der Herstellungsart schließen. Dieser ist jedoch nicht abschließend geklärt. Eine Theorie, die viele Phänomene erklären kann, ist das 1991 entwickelte ISJ-Model (aus dem Engl.: *Intrinsically shunted junction*) [74]. In diesem Model wird der Supraleitungsstrom durch direktes Tunneln transportiert. Zudem soll es einen intrinsischen *Shunt* geben, der durch das Tunneln von Quasiteilchen in lokalisierten Zuständen einer Isolationschicht erzeugt wird [43].

In Abbildung 2-7 sind die beiden verbreitetsten Vertreter der Korngrenzenkontakte schematisch dargestellt: Der bikristalline Korngrenzenkontakt und der Stufen-Korngrenzenkontakt, im Weiteren Stufenkontakt genannt. Eine detaillierte Übersicht auch über die anderen Kontaktarten kann in [43] eingesehen werden.



**Abbildung 2-7** Schematische Darstellung von YBCO-Schichten mit bikristalliner Korngrenze (links) und Stufenkorngrenze (rechts); Korngrenzen jeweils in rot markiert.

Bikristalline Korngrenzenkontakte werden auf speziellen Substraten hergestellt. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass sie aus zwei Einkristallen bestehen, die in einem definierten Winkel gegeneinander verdreht sind. Die Grenzlinie zwischen den beiden Einkristallen ist die Bikristall-Korngrenze. Wird YBCO darauf abgeschieden, übernimmt es die Korngrenze des Substrates und nach Strukturierung der Schicht erhält man einen bikristallinen Korngrenzenkontakt. Kontakte dieser Art wurden erstmals 1990 auf Strontiumtitanat  $\text{SrTiO}_3$ , im

Folgenden STO genannt, 1991 auf Yttrium stabilisiertes Zirconiumdioxid und 1993 auf Magnesiumoxid, MgO, im Folgenden MgO genannt, realisiert [75–77]. Der Stromtransport über die Korngrenze ist abhängig vom Korngrenzenwinkel [76, 78]. Sehr gute SQUIDs dieser Art wurden von Faley et al. hergestellt. YBCO-SQUIDs auf 20°-STO-Bikristallsubstraten erreichen ein weißes Rauschen von  $B_N = 3,5 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  beziehungsweise  $\Phi_N = 7,4 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  gemessen mit ac-bias-Elektronik und induktiv gekoppelt an einen Flusstransformer [79]. Die HTS-Bikristall-SQUIDs des Leibniz-IPHT, wurden auf 30°-STO-Bikristallsubstraten hergestellt und erreichten Spannungshübe von  $V_{pp} = 30 \mu\text{V} - 60 \mu\text{V}$  und ein weißes Rauschen unter  $B_N = 50 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  [9]. Ruffieux et al. berichteten von einem Haarnadel-SQUID auf 22,6°-STO-Bikristallsubstraten, das gemessen mit ac-bias-Elektronik ein weißes Flussrauschen von  $\Phi_N = 2,6 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  erreichte. Direkt gekoppelt an eine Aufnehmerfläche erreichten sie weißes Rauschen von  $\Phi_N = 6,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  beziehungsweise  $B_N = 44 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  [80].

Zur Herstellung eines Stufenkontaktes muss zunächst eine Stufe in das Substrat geätzt werden. In einem Lithografieprozess wird eine Maske beispielsweise aus diamantähnlichem Kohlenstoff oder Fotolack auf das Substrat aufgetragen [81, 82]. Anschließend wird das Substrat mittels Ionenstrahl- oder Nassätzen strukturiert. Wird YBCO auf der entstandenen Stufe abgeschieden, bilden sich Korngrenzen an den Stufenkanten. Diese Kontaktart wurde erstmals in den frühen 1990er-Jahren für verschiedene Substrate realisiert [81, 83, 84]. Wird STO als Substrat verwendet, zeigt sich: Für Stufenwinkel  $\gamma < 40^\circ$  zeigte sich kein geändertes Wachstum in YBCO und demnach keine Korngrenzen. Für Stufenwinkel  $\gamma > 55^\circ$  bildeten sich Korngrenzen mit einem Korngrenzenwinkel  $\kappa = 90^\circ$ . Stufenwinkel dazwischen erzeugten YBCO-Schichten mit mehreren Korngrenzen des Winkels  $\kappa = 90^\circ$  [85]. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich auch bei Lanthanaluminat [86]. Wird MgO als Substrat verwendet, wächst YBCO mit der c-Achse parallel zur lokalen Substratnormale [87–89]. Dies ermöglicht Korngrenzen im YBCO mit unterschiedlichen und vor allem einstellbaren Winkel. Erste SQUIDs dieses Typs wurden ebenfalls in den frühen 1990er-Jahren gefertigt [87, 89, 90]. Heutzutage können HTS-Stufenkontakt-SQUIDs beispielsweise von der *Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation*, kurz CSIRO, kommerziell erworben werden. Sie garantieren je nach Bauart ein weißes Feldrauschen von unter  $B_N = 500 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  beziehungsweise unter  $B_N = 100 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  [91]. Faley et al. berichteten über Stufenkontakt-SQUIDs mit einem weißen Flussrauschen von  $\Phi_N = 10 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Mit induktiver Kopplung an einen

großen Flusstransformer erreichten sie ein magnetisches Feldrauschen von  $B_N = 5 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  [92].

Über einen langen Zeitraum wurden bevorzugt Bikristall-Korngrenzen-SQUIDs wegen ihrer einfachen Herstellung, ihrer hohen Ausbeute und ihrer keinen Parameterstreuung verwendet [43, 69, 93]. Ein Problem stellen jedoch die verwendeten Substrate dar: Die Herstellung von Substraten mit bikristallinen Korngrenzen sehr aufwendig, weswegen die Substrate in der Regel nicht selbst hergestellt werden. Die Kosten für die Substrate sind hoch und eine ausreichende Qualität, um qualitativ hochwertige SQUIDs daraus zu fertigen, kann nicht garantiert werden. Zudem verlaufen die Korngrenzen immer über das ganze Substrat, so dass unerwünschte Korngrenzen in supraleitenden Strukturen wie beispielsweise der Aufnehmerfläche oder den Zuleitungen auftreten. Die Korngrenzen erzeugende Struktur der Stufenkontakte kann hingegen auf einen sehr kleinen Bereich begrenzt werden, was eine hohe Designfreiheit bietet. Vor allem für direkt gekoppelte Magnetometer mit SQUID und Aufnehmerfläche auf demselben Substrat ist das vorteilhaft. Zudem sind die Korngrenzen erzeugenden Stufen selbst herstellbar, wodurch man Einfluss auf die geometrischen Eigenschaften der Stufe nehmen kann. Ein weiterer Vorteil ist ein höherer Normalleitungswiderstand im Vergleich zu Bikristall-Korngrenzen-SQUIDs [94]. In den letzten Jahren zeigte sich außerdem, dass auch HTS-Stufenkontakte mit hoher Ausbeute und kleiner Parameterstreuung reproduzierbar hergestellt werden können [95, 96].

### 2.4.3 HTS-Schichten auf Magnesiumoxid

Wie bereits in Kapitel 2.2 dargelegt, ist YBCO ein Material mit einer komplexen Kristallstruktur und schon kleine Strukturdefekte haben großen Einfluss auf die supraleitenden Eigenschaften. Daher ist die Substratwahl für die Abscheidung von YBCO-Dünnschichten entscheidend. Wichtig sind möglichst ähnliche Gitterkonstanten in  $a$ - und  $b$ -Richtung, ein ähnlicher thermischer Expansionskoeffizient und keine chemische Interaktion an den Grenzflächen [38]. Als hervorragendes Material für die Abscheidung von YBCO stellte sich STO heraus. Aus den im vorherigen Kapitel erläuterten Gründen wird jedoch MgO als Substrat verwendet.

MgO hat einen ähnlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten wie YBCO [97]. Es zeigten sich jedoch früh Nachteile beim Abscheiden von YBCO-Dünnschichten auf MgO. Die YBCO-Schichten haben niedrigere kritische Temperaturen und niedrigere kritische Stromdichten

als vergleichbare YBCO-Schichten auf STO [22, 98]. In den folgenden Jahren wurden zwei Hauptursachen dafür identifiziert: zum einen die große Fehlanpassung der Gitterkonstanten von MgO ( $a = b = 4,21 \text{ \AA}$ ) zu den  $a$ - und  $b$ -Achsen von YBCO ( $a = 3,82 \text{ \AA}$  und  $b = 3,89 \text{ \AA}$ ). Sie führt zu Verspannungen, die wiederum zu einem gestörten Aufwachsen führen können, bei dem das YBCO partiell um  $45^\circ$  zum MgO-Gitter verdreht ist [22, 99]. An den Grenzflächen dieser und der normal wachsenden Körner werden die supraleitenden Eigenschaften der Schicht eingeschränkt [98, 100]. Zum anderen ist MgO hygroskopisch und tendiert dazu, durch Lithografie- und Umwelteinflüsse zu degradieren [100–102]. Das Substrat wird uneben und es kommt auch in diesem Fall zu YBCO-Wachstum, das partiell um  $45^\circ$  in Bezug auf das MgO-Gitter verdreht ist, wodurch eine große Parameterspanne und eine Verschlechterung der supraleitenden Eigenschaften erklärt werden kann [103].

Um der Degradierung des Substrats und den dadurch entstehenden Problemen entgegenzuwirken, wurden verschiedene Varianten der Substratvorbehandlung untersucht: vorheriges Ausheizen [84, 104] oder chemisches und mechanisches Polieren [88, 104]. Auch eine Voruntersuchung der Substrate mit optischer Mikroskopie und eine Aussonderung derer mit den schlimmsten Verschmutzungen wurde vorgeschlagen [99]. Du et. al. zeigten, dass die nützlichste Vorbehandlung des MgO-Substrats eine Reinigung mittels Ionenstrahlätzen bei niedrigen Ionenstrahlenergien ist [101, 102]. Parallel zu der Forschung bezüglich der Vorbehandlung der Substrate wurden Pufferschichten untersucht, um die Gitterfehlanpassung zu überwinden. Generelle Anforderungen an Pufferschichten für YBCO sind: chemische und strukturelle Ähnlichkeit zu YBCO oder Materialien mit ähnlichen Gitterparametern [38]. Bereits 1992 wurden SQUIDs auf der Basis von Stufenkontakten mit MgO als Pufferschicht gefertigt [87]. Vor allem STO zeigte sich als guter Kandidat für eine Pufferschicht, da es die Oberflächenrauheit des MgOs, entstanden durch Kontamination, ausgleicht und die Interaktion zwischen MgO und YBCO unterdrückt [98, 105]. 1996 zeigten Boffa et. al., dass eine Pufferschicht aus STO eine Vorbehandlung des MgO-Substrats obsolet macht, die Gitteranpassung verbessert und gute strukturelle und supraleitende Eigenschaften hervorbringt [106]. Zehn Jahre später berichteten Faley et. al. von einem Zwei-Pufferschichten-System [100]. Die erste sollte ähnlich der Natriumchlorid-Struktur von MgO sein und als Keimschicht dienen. Die zweite eine möglichst kleine Gitterfehlanpassung zu YBCO haben und als Kontaminationsbarriere fungieren. Faley setzte zunächst auf



BZO/STO/YBCO-Schichtsysteme, mit Bariumzirkonat, später auf YBCO/STO/YBCO-Schichtsysteme, abgeschieden mittels Magnetron-Kathodenzerstäubung. Bei Letzteren wird die erste YBCO-Schicht so abgeschieden, dass sie nicht supraleitend wird und ausschließlich als Keimschicht fungiert. Aus dem YBCO/STO/YBCO-Schichtsystem wurden SQUIDs auf Basis von Stufenkontakten hergestellt. Es zeigten sich weder Risse noch ein um 45°-verdrehtes Wachstum. Die  $c$ -Achse der zweiten YBCO-Schicht ordnete sich dennoch senkrecht zur lokalen Substratnormale des MgO-Substrates an. Das SQUID zeigte in Verbindung mit einem Flusstransformer hervorragende Ergebnisse [92, 97, 107].

### 2.4.4 Rauschen in HTS-SQUIDs

Das Rauschen von SQUIDs lässt sich in zwei Kategorien einteilen: das weiße Rauschen und das farbige Rauschen. Das weiße Rauschen ist frequenzunabhängig und tritt bis zu einer gewissen Knick-Frequenz auf. Bei niedrigeren Frequenzen ist das frequenzabhängige farbige Rauschen dominant.

Das weiße Rauschen entsteht durch thermische Fluktuation. An einem resistiven Shunt entsteht ein Stromrauschen, dessen Spektraldichte  $S_I(f)$  mit der Nyquist-Johnson-Formel  $S_I(f) = 4 k_B T / R_N$  beschreibbar ist [11]. Dieses Rauschen führt zu einer Verrundung der Strom-Spannungs-Kennlinien und somit zu einer Verringerung des kritischen Stromes. Das Nyquist-Rauschen verursacht ein weißes Rauschen im SQUID mit der Spektraldichte  $S_V(f)$ . Mithilfe der Transferfunktion  $V_\Phi$  kann es in ein äquivalentes Flussrauschen mit der Spektraldichte  $S_\Phi(f)$  mit  $S_\Phi(f) = S_V(f) / V_\Phi^2$  überführt werden. Um das Rauschen unabhängig von der Induktivität zu beschreiben, wird oftmals die Rauschenergie  $\epsilon(f)$  mit  $\epsilon(f) = S_\Phi(f) / 2L_{SQ}$  angegeben [59]. Für HTS-SQUIDs ergibt sich unter der Annahme  $\beta_c \approx \beta_L \approx 1$  eine Rauschenergie von  $\epsilon(f) = 4 k_B T \Phi_0 / I_c R_n$ . Eine detaillierte Übersicht inklusive Herleitungen kann in [14] eingesehen werden.

Farbiges Rauschen, auch  $1/f$ -Rauschen, ist frequenzabhängig und tritt unterhalb einer bestimmten Frequenz, der sogenannten Knick-Frequenz oder *Cutoff*-Frequenz  $f_c$ , auf. Es hat einen Verlauf von  $1/f^\alpha$  mit  $\alpha = 1-2$  und ist in HTS-Bauelementen dominanter als in LTS-Bauelementen. Es hat zwei Hauptursachen:  $I_c$ - und  $R_n$ -Fluktuationen und Flussschlauchbewegung [14, 43].

Die  $I_c$ - und  $R_n$ -Fluktuationen entstehen während des Tunnelprozesses an der Barriere des Josephson-Kontakts [43]. Normalleitende Ladungsträger werden in lokalisierten Zuständen der Barriere gefangen und wieder losgelassen. Dadurch entstehen lokale Schwankungen der Barrierenhöhe und Fluktuationen der kritischen Stromdichte. Dies erzeugt Telegrafengeräuschen mit einem  $1/f$ -Verlauf. Da HTS-SQUID-Barrieren eine Vielzahl dieser Zustände aufweisen, sind die  $1/f$ -Anteile durch Fluktuationen sehr groß.  $R_n$ -Fluktuationen können aufgrund der kleinen Spannungen, bei denen SQUIDs betrieben werden, meist vernachlässigt werden [14, 43, 74].  $I_c$ -Fluktuationen lassen sich in zwei Unterarten aufteilen: die sogenannten *in-phase*- und die *out-of-phase*-Fluktuationen. Bei Ersteren fluktuieren die kritischen Ströme der beiden Josephson-Kontakte gleichläufig und erzeugen so eine Spannung am SQUID. Bei Letzteren fluktuieren die kritischen Ströme gegenläufig und erzeugen einen Strom beziehungsweise einen Fluss im SQUID [43]. Man kann das  $1/f$ -Rauschen durch eine geeignete Ausleselektronik unterdrücken. Generell werden diese ac-bias- oder bias-reversal-Elektronik genannt. Sie speisen das SQUID statt mit einem Gleichstrom mit einem hochfrequenten Wechselstrom. Die Frequenz des Wechselstromes muss dabei höher als die  $1/f$ -Knick-Frequenz beim Betrieb mit einer normalen dc-bias-Elektronik liegen. In Kombination mit einem zusätzlichen eingespeisten Fluss können so sowohl *in-phase*- als auch *out-of-phase*-Fluktuationen unterdrückt werden [108]. Für HTS-SQUIDs wurde dies bereits in den frühen 1990er-Jahren etabliert und ist bis heute ein wichtiger Bestandteil für SQUID-Anwendungen [109–111].

Flussschlauchbewegung ist die zweite Hauptursache für  $1/f$ -Rauschen in HTS-SQUIDs. Flussschläuche können an Haftzentren, sogenannten *Pinning*-Zentren, fixiert sein, die beispielsweise durch Defekte in der Struktur hervorgerufen werden können. Ist die thermische Energie hinreichend groß, können die Flussschläuche die Haftzentren verlassen, zwischen benachbarten Haftzentren hin- und herspringen und erzeugen ein Telegrafengeräuschen [112]. Flussschläuche können in verschiedenen Situationen in den Supraleiter eindringen. Eine Möglichkeit ist beim Einkühlen in einem statischen Magnetfeld  $B_0$ . Die Flussschläuche haben eine Dichte  $n_\phi$  von  $n_\phi \approx B_0/\Phi_0$  und bezüglich dünner YBCO-Schichten wächst das Flussrauschen linear mit dem äußeren Magnetfeld an, was auf unkorrelierte Bewegung schließen lässt. Das Flussrauschen von Dünnschicht-Bauelementen aus YBCO kann andere und unterschiedliche Verhalten aufweisen, was auf unterschiedliche Geometrien oder in-

homogene Verteilung der Haftzentren zurückgeführt wird [14, 113–115]. Unterhalb der kritischen Temperatur können Flussschläuche an den Kanten der Strukturen eintreten [116]. Eine Gegenmaßnahme ist die Fabrikation von möglichst steilen Strukturkanten. Auch bei hinreichend guter Schirmung können Flussschläuche eindringen. Beispielsweise durch Ströme in metallischen Teilen in unmittelbarer Nähe des SQUIDs, die durch thermische Gradienten erzeugt werden. Eine Gegenmaßnahme ist langsames Einkühlen vor der Messung. Bei nicht ausreichender Schirmung können Flussschläuche durch zeitlich veränderliche Magnetfelder, beispielsweise durch Bewegung im Erdmagnetfeld, eintreten. Zudem gibt es die Theorie, dass auch bei einem Einkühlen im magnetischen Nullfeld Flussschlauch-Entstehung möglich ist. Experimentell konnte dies bislang nicht bestätigt werden [14, 43, 112, 117, 118].

Aufgrund der verhältnismäßig hohen Betriebstemperaturen und den damit verbundenen hohen thermischen Energien ist dieses Phänomen für HTS-SQUIDs erheblicher als für LTS-SQUIDs [14]. Im Laufe der Zeit wurden zwei Grundprinzipien entdeckt und erforscht, die das  $1/f$ -Rauschen durch Flussschlauchbewegung vermindern: Das Verhindern der Bewegung von Flussschläuchen und das Verhindern des Eintretens von Flussschläuchen.

Für das Verhindern von Flussschlauchbewegung an Haftzentren muss die *Pinning*-Energie größer als die thermische Energie sein. YBCO besitzt eine hohe Anzahl von intrinsischen Haftzentren, die mit der Schichtqualität in Verbindung stehen. Besitzen YBCO-Schichten viele intrinsische Haftzentren und zugleich hohe kritische Stromdichten, kann ein niedriges Rauschen im niederfrequenten Bereich ermöglicht werden [119–121]. Um künstliches *Pinning* hervorzurufen und so das  $1/f$ -Rauschen noch stärker zu beeinflussen, wurden verschiedene Möglichkeiten getestet: Der Beschuss mit Protonen oder Ionen [113, 121, 121, 122], der Einbau von intrinsischen Störstellen wie Löcher oder Stufen [123–126], der Einbau von Fremdatomen wie beispielsweise Gold, Silber oder Praseodym [127–131] und der Einbau von Fremdmaterial wie beispielsweise Bariumzirkonat oder Eisen(III)-Oxid [132–135]. Während die meisten Implementierungen von Fremdatomen und Fremdmaterialien an dünnen Schichten und mithilfe der Betrachtung der kritischen Stromdichte untersucht wurden, entwickelten Katzer et al. Gradiometer aus YBCO, die partiell Gold-Nanopartikel enthielten. Sie konnten zeigen, dass der Einbau von Gold-Nanopartikeln in die YBCO-Schichten

das  $1/f$ -Rauschen der Gradiometer signifikant verringert und gaben als Grund die veränderte Struktur von YBCO in der direkten Umgebung der Gold-Nanopartikel und ein dadurch verstärktes *Pinning* an [131].

Verhinderung des Eintretens der Flussschläuche lässt sich durch die geometrische Verringerung der supraleitenden Strukturen erreichen. Werden supraleitende Strukturen hinreichend schmal entworfen, ist es für die Flussschläuche energetisch ungünstig einzudringen. Die entsprechende Bahnbreite  $w_B$  ist abhängig vom statischen Einkühlfeld  $B_0$ . Es gilt  $w_B \leq \eta (\Phi_0/B_0)^{1/2}$ , wobei  $\eta$  theorieabhängig ist [136, 137]. Danstker et. al. zeigten 1996, dass sie mit einer Verringerung der supraleitenden Strukturen das  $1/f$ -Rauschen bei  $f = 1$  Hz um zwei Größenordnungen verringern konnten und dass es ein Grenzmagnetfeld  $B_G$  mit  $B_G = \pi\Phi_0/2w_B^2$  gibt, bis zudem die Bahnbreite der supraleitenden Strukturen irrelevant ist. Zudem hoben sie die Bedeutung der Kantenqualität der supraleitenden Strukturen hervor [138]. 1997 wurde gezeigt, dass Washer-SQUIDs mit Löchern oder Schlitzen in der Washer-Fläche das  $1/f$ -Rauschen signifikant verringern [139]. Zunächst wurde angenommen, dass Schlitze in der Aufnehmerfläche eines direkt gekoppelten Magnetometers aufgrund des hohen Induktivitätsunterschiedes keinen Einfluss auf das  $1/f$ -Rauschen eines SQUID-Bauelements haben [138]. Dies konnte in den folgenden Jahren widerlegt werden [140–142]. Auch das Rauschverhalten von Vielschicht-Bauelemente kann durch das Einbringen von Schlitzen verbessert werden [143, 144]. Eine weitere Methode, um das  $1/f$ -Rauschen zu verringern, ist das Einbringen von Flussdämmen in die Strukturen oder verschiedene Varianten des aktiven Aufhebens des äußeren Magnetfeldes [117, 145–147]. Die Verringerung der supraleitenden Linienbreite gilt jedoch als praktikabelste und effektivste Methode, um das  $1/f$ -Rauschen durch Flussschlauchbewegung zu vermindern [14, 43].

### 2.4.5 Optimierung von realen HTS-SQUIDs

Um die Sensitivität eines SQUID-Magnetometers zu steigern, ist es essenziell, die effektive Fläche  $A_{\text{eff}}$  zu maximieren. Einerseits ist sie ein Maß für den in das SQUID eingekoppelten Fluss durch ein externes Magnetfeld. Andererseits ist sie der entscheidende Faktor, um das magnetische Flussrauschen  $\Phi_N(f) = S_\Phi^{1/2}$  in magnetisches Feldrauschen  $B_N(f) = S_B^{1/2}$  zu wandeln:  $B_N(f) = \Phi_N(f)/A_{\text{eff}}$ . Die effektive Fläche hängt von Induktivität und Fläche von SQUID beziehungsweise Aufnehmerfläche ab. Sie kann durch Maximierung des Quotienten

$Q = A_p/L_p$  und somit durch entsprechende Wahl von Induktivität  $L_p$  und Fläche  $A_p$  der Aufnehmerfläche gesteuert werden (vgl. Kapitel 2.4.1).

Dem gegenüber steht der SQUID-Parameter  $\beta_L$  mit  $\beta_L = I_c \cdot L_{SQ} / \Phi_0$  für den  $\beta_L \approx 1$  gelten soll. In diesem Fall wird ein optimales Rauschverhalten erreicht [43, 59]. Der SQUID-Parameter lässt sich über den kritischen Strom  $I_c$  und die SQUID-Induktivität  $L_{SQ}$  beeinflussen. Der kritische Strom kann über die Breite der Josephson-Kontakte  $w_{JK}$  gesteuert werden, die Induktivität maßgeblich über die geometrischen Ausmaße, aber auch über die Schichtdicke und die London'sche Eindringtiefe. Die Induktivität sollte möglichst klein sein, um einen möglichst großen Spannungshub und ein möglichst geringes Flussrauschen zu garantieren [148, 149]. Wählt man eine kleine SQUID-Induktivität und maximiert zugleich die effektive Fläche und damit unweigerlich die Induktivität der Aufnehmerfläche, kann ein zu großer Induktivitätsunterschied die Kopplung zwischen Aufnehmerfläche und SQUID verschlechtern.

Auch vonseiten des Nyquist-Rauschens bestehen Einschränkungen. Für den Rauschparameter  $\Gamma$  muss gelten  $\Gamma = 2\pi k_B T / I_0 \Phi_0 \ll 1$ . Dies garantiert, dass die thermische Energie kleiner als die Josephson-Kopplung ist. Der minimale kritische Strom, den ein SQUID haben muss, um den thermischen Rauschstrom  $I_{th}$  mit  $I_{th} = \Gamma \cdot I_c = 2\pi k_B T / \Phi_0$  zu übertreffen, lässt sich so berechnen. Für eine Betriebstemperatur von  $T_B = 77,4$  K gilt  $I_c > 3,2 \mu A$  [14]. Zudem kann man mithilfe des Nyquist-Rauschens die maximale Induktivität eines SQUIDs abschätzen. Die magnetische Energie pro Flussquant muss größer als die thermische Energie sein. Es folgt  $\Phi_0^2 / 2L_{SQ} \gg 2\pi k_B T$  und dadurch eine maximale SQUID-Induktivität von  $L_{SQ} = 319$  pH für  $T_B = 77,4$  K [43].

Langjährige Forschung im Bereich der Hochtemperatursupraleitung zeigte zudem, dass hohe  $I_c R_n$ -Produkte erstrebenswert sind. Das  $I_c R_n$ -Produkt trägt durch die Abhängigkeit

$$V_{pp} = \frac{4}{\Phi_0} \cdot \frac{I_c R_n}{1 + \beta_L} \exp\left(-3,57\pi^2 \cdot \frac{k_B T L_{SQ}}{\Phi_0^2}\right) \quad (2.15)$$

zu einem großen Spannungshub  $V_{pp}$  bei [148]. Des Weiteren konnten Koelle et. al. zeigen, dass für die Rauschenergie  $\epsilon(f)$  gilt:  $\epsilon(f) \sim 1/I_c R_n$  [43]. All diese Faktoren müssen beim Konzipieren und Optimieren von dc-SQUID-Magnetometern beachtet werden. Unter Umständen müssen Kompromisse für das jeweilige Anwendungsfeld gefunden werden.

### 2.4.6 Ausleseelektronik für HTS-SQUIDs

Wie in Kapitel 2.4 erläutert, ist die Fluss-Spannungs-Kennlinie periodisch und nicht linear. Eine Ausleseelektronik zur Linearisierung der Kennlinie ist daher nötig. Eine Möglichkeit das zu realisieren, bietet der FLL-Modus (aus dem Engl.: *Flux-locked loop*) dargestellt in Abbildung 2-8. Die Spannung über dem SQUID wird gemessen, verstärkt, integriert und über einen Feedback-Widerstand  $R_{fb}$  und eine Feedback-Spule mit der Kopplung  $M_{fb}$  zurück in das SQUID gespeist. Der zurückgekoppelte Fluss  $\Phi_{fb}$  treibt das SQUID zurück zum Ausgangspunkt, dem sogenannten Arbeitspunkt, und linearisiert so die Kennlinie. Das ausgegebene Spannungssignal der Elektronik ist somit linear und abhängig vom äußeren Magnetfluss. Das gesamte Flussrauschen ist demnach nicht nur vom intrinsischen Flussrauschen des SQUIDs beziehungsweise des Magnetometers, sondern auch von Spannungs- und Stromrauschen der Ausleseelektronik bestimmt, die möglichst gering gehalten werden sollte [14, 58, 150].

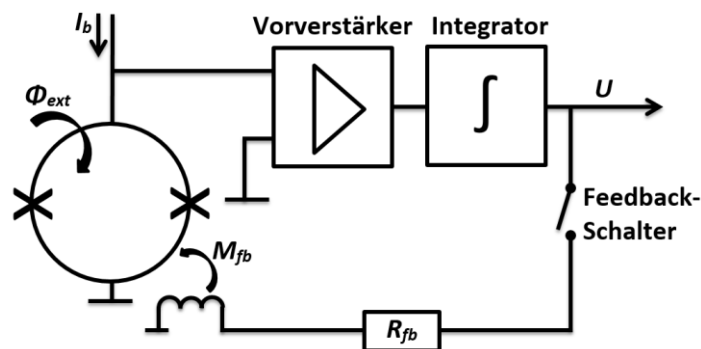


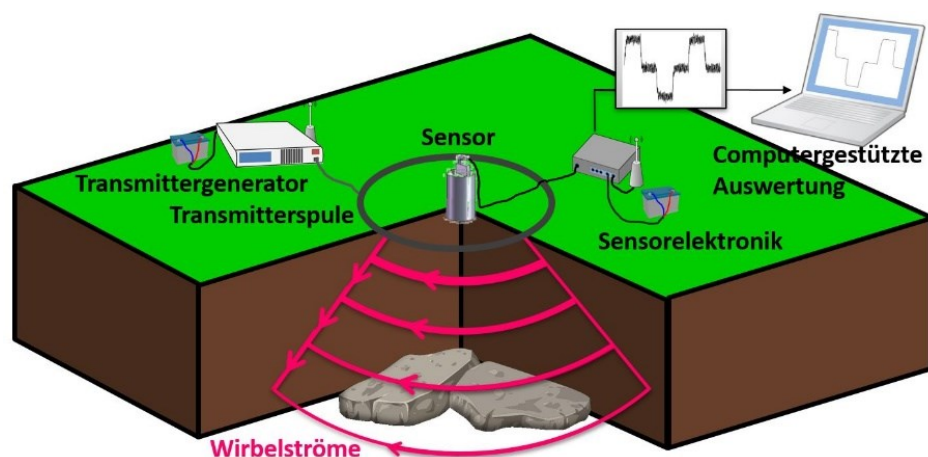
Abbildung 2-8 Schematische Darstellung einer FLL-Schaltung mit Vorverstärker, Integrator und Feedback-Schleife mit Feedback-Schalter, Feedback-Widerstand  $R_{fb}$  und Feedback-Spule mit Kopplung  $M_{fb}$ .

### 2.5 TEM-Methode für die geophysikalische Exploration

Die Detektion von Bodenschätzen durch geophysikalische Explorationsmethoden kann angewendet werden, wenn sich das Targetmaterial in seinen physikalischen Eigenschaften hinreichend von seinem Umgebungsmaterial unterscheidet, beispielsweise bezüglich der elektrischen Leitfähigkeit, wie es in der TEM-Methode genutzt wird.

Die schematische Darstellung eines TEM-Aufbaus ist in Abbildung 2-9 zu sehen. Durch eine Transmissionsspule auf der Erdoberfläche fließt ein elektrischer Strom, der von einem außerhalb der Spule platzierten Generator gespeist wird und ein primäres Magnetfeld induziert. Wird dieser Strom abrupt abgeschaltet, entstehen nach der Lenz'schen Regel Wirbelströme, die im Erduntergrund nach unten und seitwärts diffundieren und wegen ihrer Form

*smoke rings* genannt werden [151]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit hängt von Größe, Form und vor allem Leitfähigkeit der geophysikalischen Strukturen im Untergrund ab. Die Wirbelströme erzeugen ein sekundäres Magnetfeld mit einer Feldstärke von einigen Piko-tesla, dessen abklingende Amplitude an der Erdoberfläche gemessen werden kann. Die Messung erfolgt, während der Strom in der Transmitterspule abgeschaltet ist und die Dauer, über die das abklingende Signal gemessen wird, liegt zwischen einigen Millisekunden und einigen Sekunden abhängig von der Leitfähigkeit und der Tiefe des Targets. Nach der Detektion wird der Vorgang mit geändertem Vorzeichen des Stromes in der Transmitterspule wiederholt. Die Messergebnisse der einzelnen Zyklen werden gemittelt. Die Bipolarität in Kombination mit der Mittelung wird *Stacking* genannt und ist eine etablierte Methode, um die Signalqualität zu verbessern und den Offset des Sensorsignals zu eliminieren. Die gemessenen Daten werden mit entsprechenden Algorithmen analysiert und invertiert und können so ein Abbild der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund erzeugen und das Target lokalisieren [4, 6, 9, 152]. Für einen detaillierten Einblick wird auf [3] verwiesen.



**Abbildung 2-9** Schematische Darstellung der Exploration mittels TEM-Methode mit Transmittergenerator und -spule, Wirbelströmen (pink), Sensor, Sensorelektronik und computergestützter Auswertung.

Die wichtigste Voraussetzung für den Sensor im Rahmen der TEM-Exploration ist eine möglichst hohe Sensitivität. Sie wird durch das intrinsische Sensorrauschen, Elektronikrauschen und zivilisatorischen Rauschen limitiert und bestimmt das Signal-Rausch-Verhältnis. Damit begrenzt sie die maximale Detektionstiefe und bestimmt die Anzahl der *Stacking*-Zyklen und somit den zeitlichen und finanziellen Aufwand einer Messkampagne. Zudem ermöglichen sensitive Sensoren die Messung von leitfähigen geologischen Strukturen unter leitfähigen Überlagerungen. Diese Notwendigkeit besteht, da viele oberflächennahe Reservoirs bereits abgebaut sind [4, 8, 9, 153, 154].

Als Sensoren können Induktionsspulen, Fluxgate-Magnetometer oder HTS- und LTS-SQUIDs verwendet werden. SQUIDs zeigen dabei die größten Vorteile: Im Vergleich zu Induktionsspulen messen sie direkt das Magnetfeld und nicht dessen Ableitung. Im Vergleich zu Fluxgates zeigen sie ein deutlich geringeres Rauschen [4–9]. Beim Vergleich von HTS- und LTS-SQUIDs wird deutlich, dass LTS-SQUIDs zwar eine bessere Feldsensitivität haben, höhere Spannungshübe erreichen und weniger stör anfällig für Flusssprünge sind, jedoch mit flüssigem Helium gekühlt werden müssen. Das ist teuer und sorgt für eine komplizierte und herausfordernde Handhabung im Feld. HTS-SQUIDs können hingegen mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, was eine leichtere Handhabung und geringere Kühlmittelkosten ermöglicht und die Möglichkeit bietet, kleinere und kompaktere Kryostate zu konstruieren [7–9, 153].

Das Leibniz-IPHT hat in Zusammenarbeit mit der supracon AG ein TEM-System mit HTS-SQUIDs als Sensoren entwickelt. Über einen langen Zeitraum wurden Flip-Chip-Magnetometern auf Basis von bikristallinen Korngrenzen-SQUIDs dafür verwendet. Die vorliegende Dissertation hat das Ziel, direkt gekoppelte HTS-Magnetometer auf der Basis von Stufenkontakten für diese TEM-Systeme zu entwickeln, zu erforschen und zur Einsatzreife zu bringen. Die Magnetometer brauchen eine hohe Sensitivität, hohe Spannungshübe und ein niedriges Rauschen, vor allem im niederfrequenten Bereich. Zudem müssen sie ein stabiles Langzeitverhalten aufweisen [4, 6, 9, 152].



### 3 Dünnschichttechnologie und experimentelle Aufbauten

In diesem Kapitel soll auf den Fabrikationsprozess und die verschiedenen Messmethoden, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden, eingegangen werden.

#### 3.1 Dünnschichttechnologie

Dünnschichttechnologie befasst sich mit der Herstellung und Strukturierung von dünnen Schichten mit Schichtdicken bis zu einigen Mikrometern. Es ist ein Überbegriff für verschiedene Beschichtungstechniken sowie für strukturierende Verfahren. Für die Herstellung der Magnetometer wurden verschiedene Dünnschichttechnologien genutzt, die im Reinraum des Leibniz-IPHT durchgeführt wurden.

##### 3.1.1 Gepulste Laserablation

Das Kernstück des Magnetometers bildet die supraleitende Funktionsschicht. Deren Abscheidung erfolgt mittels gepulster Laserablation. Sie gehört zu den Prozessen der physikalischen Gasphasenabscheidung und ist eine bewährte Beschichtungsmethode für Hochtemperatursupraleiter, Polymere, Verbundhalbleiter und ferromagnetische Oxidmaterialien [38, 155]. Der schematische Aufbau eines Laserablationssystems ist in Abbildung 3-1 dargestellt.

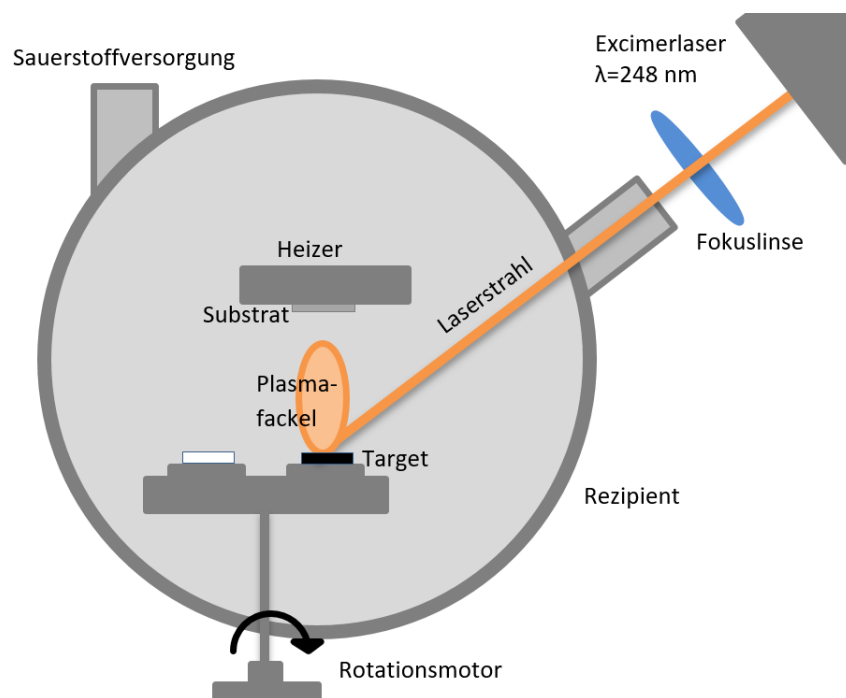


Abbildung 3-1 Schematischer Aufbau einer Laserablationsanlage mit Excimerlaser, optischem Weg und Laserstrahl (zur Verdeutlichung in orange) und mit Rezipient, Sauerstoffversorgung, Target, Rotationsmotor, Plasmafackel, Heizer und Substrat. Pumpentrakt in dieser Darstellung unter der Anlage.

Das System besteht aus einem Laser mit angeschlossenem Strahlengang und dem Beschichtungsrezipienten mit entsprechendem Pumpentrakt. Im Beschichtungsrezipienten befinden sich ein Target des abzuscheidenden Materials und parallel dazu angeordnet ein Substrathalter mit Heizvorrichtung.

Als Laser wird ein Krypton-Fluor-Excimerlaser der Firma Coherent verwendet. Er erzeugt einen gepulsten Laserstrahl der Wellenlänge  $\lambda = 248 \text{ nm}$  mit einer Pulsdauer von  $t_p = 20 \text{ ns}$  und erreicht eine maximale Pulsenergie von  $E_p = 750 \text{ mJ}$ , eine maximale Leistung von  $P_{p,\max} = 7,5 \text{ W}$  und eine maximale Pulsfrequenz von  $f_p = 10 \text{ Hz}$ . Der an den Laser angeschlossene optische Weg besteht aus einer Blende und einer Linse, um den inhomogenen Teil des Laserstrahls herauszufiltern und den Laserstrahl auf das Target zu kollimieren [156]. Spiegel werden verwendet, wenn der Strahl umgelenkt werden muss. Der Laserstrahl wird über ein Quarzfenster in die Beschichtungsrezipienten geleitet.

Am Rezipienten sind eine Vorvakuumpumpe und eine Turbomolekularpumpe angeschlossen, um im Rezipienten ein Hochvakuum erzeugen zu können. Zudem gibt es einen Gaseinlass für Sauerstoff. Im Beschichtungsrezipienten sind die Targets auf Halterungen fixiert, die in einem Target-Karussell befestigt sind. Target-Karussell und Target-Halterung sind mit einem externen Motor verbunden. Der Motor sorgt während der Beschichtung für eine Drehung des Targets und ermöglicht so einem homogenen Abtrag. Das Target-Karussell ermöglicht es, während des Beschichtungsprozesses zwischen verschiedenen Targets zu wechseln und somit eine in situ Beschichtung von mehrlagigen Schichtsystemen durchzuführen. Parallel zur Targetoberfläche ist der Substrathalter befestigt, der zugleich als Substratheizer dient. Er besteht aus einer glatten Oberfläche, auf der das Substrat befestigt wird und einem Heizdraht im Inneren, der die Heizeroberfläche und somit das Substrat elektrisch heizt. Der Heizer kann in drei Richtungen bewegt und zudem um die eigene Achse gedreht werden. Laserablationsanlagen verfügen zudem über mehrere Fenster, die eine optische Justierung von Target und Heizer ermöglichen.

Um den Beschichtungsprozess zu beschreiben kann dieser in die drei Phasen der physikalischen Gasphasenabscheidung unterteilt werden. Zunächst muss das abzuscheidende Material in die Gasphase überführt werden: Trifft der Laserpuls auf das YBCO-Target, interagieren die Photonen aufgrund der kurzen Wellenlänge nur mit den Elektronen des Targets. Durch die Photonen-Elektronen-Wechselwirkung wird die Oberfläche des Targets kurz

stark und lokal erhitzt. Wegen der hohen Energiedichte und der kurzen Pulsdauer kann der Photonenimpuls nicht in das Innere des Targets geleitet beziehungsweise von der Umgebung ausgeglichen werden. Das oberflächennahe Material zerfällt im thermischen Nicht-Gleichgewicht in seine Komponenten [38, 156, 157].

Als Nächstes folgt der Transport des abzuscheidenden Materials vom Target zum Substrat: Unmittelbar vor dem Target bildet sich eine dichte Schicht, deren Partikel durch den Laser geheizt und beschleunigt werden [38, 155]. In ihr kollidieren Ionen und Atome und erzeugen so nach Ende des Laserpulses eine stark gerichtete Plasmafackel. Sie übernimmt den Transport des abzuscheidenden Materials zum Substrat, ist keulenförmig und besteht aus den einzelnen Atomen des Targets, ihren teilweise angeregten Ionen, Molekülen, Monooxiden, atomaren Clustern und energiereichen Elektronen [155, 158–160]. Ihre Ausdehnung ist abhängig von der Laserenergiedichte und dem Sauerstoffdruck während der Beschichtung. Die energiereichen Partikel der Fackel wechselwirken mit dem Umgebungsgas und regen dieses an. Dadurch entstehen optische Übergänge und die Plasmafackel leuchtet [156–158, 161].

Zuletzt erfolgt die Kondensation des abzuscheidenden Materials auf dem Substrat: Die Partikel, die auf das geheizte und in der Regel einkristalline Substrat treffen, nutzen die Energie der heißen Oberfläche, um favorisierte Gitterplätze zu besetzen. Das Material kristallisiert, während es beschichtet wird. Abhängig von der eingestellten Oberflächentemperatur des Substrats entstehen amorphe, polykristalline oder einkristalline Schichten [14, 155, 156].

Eine auf diese Weise beschichtete YBCO-Schicht liegt in einer tetragonalen und sauerstoffverarmten Phase vor und ist nicht supraleitend. Deshalb muss nach der Beschichtung eine Sauerstoffbeladung ermöglicht werden. Dafür wird der Sauerstoffgehalt im Beschichtungsrezipienten erhöht und die Schicht in dieser Atmosphäre mit einer bestimmten Rate abgekühlt. Während der Abkühlung erfolgt der Phasenübergang in die supraleitende orthorhombische Phase. [14, 156, 162].

Die für die supraleitenden und morphologischen Eigenschaften der entstehenden Schicht ausschlaggebenden Beschichtungsparameter sind: Substrattemperatur beziehungsweise Beschichtungstemperatur, Target-Substrat-Abstand, Sauerstoffdruck, Laserparameter wie Laserenergiedichte, Laserspotgröße und Pulsfrequenz und Zusammensetzung und Dichte

des Targets. Seit der Verwendung der Laserablation für die Abscheidung von YBCO-Schichten wurden viele Studien durchgeführt, in denen die Einflüsse der Beschichtungsparameter auf die kritischen Temperaturen und die kritischen Stromdichten der entstandenen Schichten untersucht wurden. Ein Vergleich der in der Literatur verfügbaren Studien zeigt, dass für verschiedene Laserablationssysteme, verschiedene optimale Parameter gefunden wurden. Zudem zeigt sich, dass die Parameter stark voneinander abhängen und sich die optimalen Beschichtungsparameter mit der Zeit durch Alterungseffekte wie beispielsweise Kontamination des Einkoppelfensters verändern können [156, 163–167].

Der größte Nachteil der Schichtabscheidung mittels gepulster Laserablation sind sogenannte Droplets. Das sind Cluster des Targetmaterials, die während der Beschichtung entstehen und sich auf oder innerhalb der Schicht anlagern können. Wirksame Gegenmaßnahmen sind die Verwendung eines Targets mit hoher Dichte und das Polieren des Targets vor der Beschichtung [160, 161, 168, 169]. Auch Ausscheidungen von überrepräsentiertem Material können sich als Inseln im stöchiometrischen Film bilden. Meist handelt es sich um Kupferoxid-Ausscheidungen, da Yttrium und Barium zur Evaporation tendieren. Die Anzahl der Ausscheidungen kann durch die Substrattemperatur und die Positionierung des Substrats in Bezug auf das Target reguliert werden [156, 169]. Weitere Nachteile der Laserablation sind die beschränkte Beschichtungsfläche und die bereits erwähnten Alterung, die sich negativ auf die Reproduzierbarkeit auswirken kann [14, 38, 155, 156]. Ein großer Vorteil der Laserablation besteht in dem stöchiometrischen Übertrag des Targetmaterials in eine einkristalline Schicht, der unabhängig von Partialdampfdrücken und Schmelztemperaturen der einzelnen Komponenten ist. Sie ermöglicht zudem die Entkopplung von Beschichtungsrezipient und Energiequelle, in diesem Fall der Excimerlaser. Dadurch wird die Energiequelle vor Kontamination geschützt und die Schichtabscheidung bei hohem Druck in Sauerstoffatmosphäre ermöglicht. Die Targets sind vergleichsweise günstig, die Abscheideraten hoch und Laserablationssysteme mit kleinen Rezipienten ermöglichen kurze Abpumpzeiten. Ein für die vorliegende Arbeit essenzieller Vorteil ist die Möglichkeit, in situ Schichtsysteme herzustellen. Ein Target-Karussell ermöglicht die Beschichtung von verschiedenen Materialien nacheinander innerhalb eines Beschichtungsprozesses [14, 38, 155, 169].

### 3.1.2 Weitere Beschichtungsverfahren

Neben der Laserablation werden in der vorliegenden Arbeit weitere Beschichtungsverfahren wie Kathodenzerstäubung, Verdampfen und Atomlagenabscheidung verwendet. Diese Prozesse sind Standardverfahren im Reinraum des Leibniz-IPHT und sollen hier nicht näher erläutert werden. Einen Überblick über die Grundlagen dieser Verfahren verschaffen [170] und [171].

### 3.1.3 Strukturierende Verfahren

Die Designübertrag in dünne Schichten erfolgt durch Fotolithografie in Verbindung mit Strukturierungsprozessen. Die Fotolithografie überträgt die gewünschte Struktur in den Fotolack auf dem zu strukturierenden Substrat, Ätzen beziehungsweise Lift-off-Prozesse entfernen die ungewünschten Bereiche.

Fotolithografie ist der Überbegriff für verschiedene Verfahren, im Folgenden wird sich auf die Beschreibung der maskenbasierten Fotolithografie mit einem Positivfotolack beschränkt. Der Lithografieprozess beginnt mit dem Auftragen des fotosensitiven Lacks auf das Substrat mittels Rotationsbeschichtung. Dabei kann die entstehende Lackhöhe über Rotationsbeschleunigung, Rotationsgeschwindigkeit und Viskosität des Lacks eingestellt werden. Anschließend wird das Substrat auf einer Heizplatte erhitzt, sodass Lösungsmittel verdampfen und der Lack aushärten kann. Daraufhin findet die Belichtung statt, wobei das vorher belackte Substrat partiell mit einer Maske abgedeckt wird. In den nicht bedeckten Bereichen werden chemische Reaktionen initiiert, durch die die Löslichkeit des Lacks erhöht wird. Beim anschließenden Entwickeln werden die belichteten Lackbereiche entfernt [172, 173].

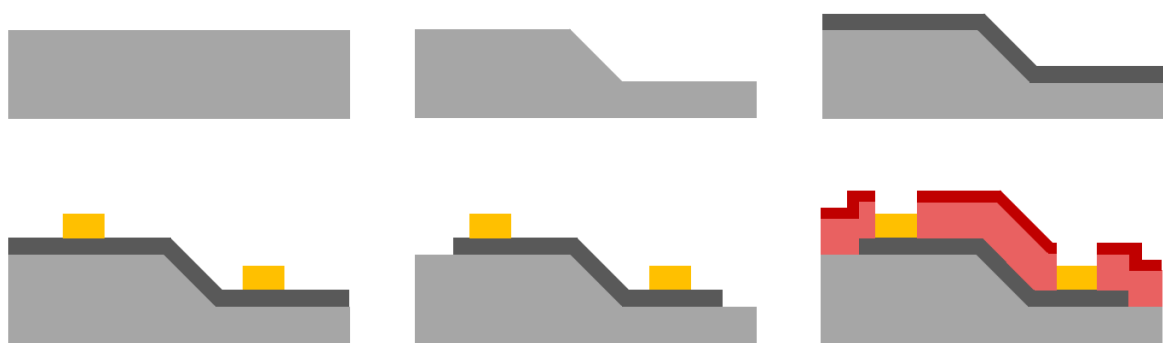
Die Belichtung des Substrats kann auf verschiedene Weisen durchgeführt werden. Bei der Kontaktlithografie wird eine Chrommaske mit der gewünschten Struktur über dem Substrat justiert, in Kontakt gebracht und anschließend belichtet. Das Größenverhältnis zwischen Maske und erzeugter Struktur im Lack beträgt 1:1. Das Auflösungsvermögen des im Reinraum des Leibniz-IPHT befindlichen Mask-Aligners für die Belichtung ist  $d_{\text{Aligner}} = 2 \mu\text{m}$ , die verwendete Wellenlänge des Belichtungslichtes ist  $\lambda = 365 \text{ nm}$ . Bei der Projektionslithografie hingegen wird die Struktur der Chrommaske auf das belackte Substrat projiziert, justiert und anschließend belichtet. Das Größenverhältnis von Maske zu erzeugter Struktur im Lack ist 5:1. Der vorhandene Wafer-Stepper hat ein Auflösungsvermögen von  $d_{\text{Stepper}} = 600 \text{ nm}$

und eine Belichtungswellenlänge von  $\lambda = 365$  nm. Die Chrommasken für die jeweiligen Belichtungsschritte werden ebenfalls fotolithografisch im Leibniz-IPHT hergestellt.

Nach der Entwicklung der Lackstruktur gibt es verschiedenen Wege mit dem Substrat weiter zu verfahren: Für die Herstellung der SQUID-Magnetometer werden Ionenstrahlätzen und Lift-off-Prozesse verwendet. Beim Ionenstrahlätzen werden Argon-Ionen durch ein elektrisches Feld zum belackten Substrat beschleunigt. Dort schlagen sie Material aus, das nicht vom Fotolack geschützt ist und tragen so die Teile der Schicht ab. So wird die Struktur des Lackes auf die Dünnschicht übertragen. Der Träger, auf dem das zu ätzende Substrat befestigt ist, kann gekippt oder gedreht werden, um spezielle Anforderungen an Strukturkanten oder Homogenität zu erfüllen. Für die Strukturierung von YBCO muss zusätzlich die Möglichkeit vorhanden sein, den Substratträger mit flüssigem Stickstoff zu kühlen. Andernfalls besteht durch das Aufheizen während der Strukturierung die Gefahr des Sauerstoffverlusts an schmalen Strukturen und somit der Degradierung der supraleitenden Eigenschaften [174–176]. Für einen Lift-off-Prozess wird das Substrat mit der Lackstruktur beschichtet. Beim anschließenden Reinigen lösen sich die Teile der abgeschiedenen Schicht ab, unter denen Lack ist. Danach ist die gewünschte Struktur auf dem Substrat [177].

### 3.1.4 Probenherstellung

Im Folgenden soll der Fabrikationsprozess vom Substrat hin zum fertigen Magnetometer erläutert werden. Er ist schematisch in Abbildung 3-2 dargestellt.



**Abbildung 3-2** Schematische Darstellung der Probenherstellung im Querschnitt: Substrat (links, oben), ins Substrat geätzte Stufe (Mitte, oben), Schichtsystem auf Stufenstruktur (rechts, oben), strukturiertes Kontaktpadmaterial auf Schichtsystem (links, unten), strukturiertes Schichtsystem (Mitte, unten) und Passivierungsschicht aus amorphem YBCO (hellrot) und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (dunkelrot) (rechts, unten). Größen und Schichtdicken stehen für bessere Verdeutlichung nicht im realen Verhältnis.

Die HTS-Magnetometer sollen auf MgO-Substraten hergestellt werden (vgl. Kapitel 2.4.2). Diese Substrate werden von der Firma Crystal GmbH bezogen und sind einkristallin. Sie

haben eine Fläche von  $A_S = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ , eine Dicke von  $d_{\text{MgO}} = 1 \text{ mm}$ , sind einseitig poliert und haben auf der polierten Seite eine mittlere Rauheit von unter  $R_a < 0,5 \text{ nm}$ . Die Oberfläche liegt in der (100)-Ebene und die Kanten verlaufen entlang der (010)- und der (001)-Ebene. Das Substrat wird mit Aceton und Isopropanol in einem Ultraschallbad gereinigt und anschließend getempert, um verbleibende wasserbasierte Verunreinigungen zu entfernen.

Es folgt die Strukturierung der Stufe: Dieser Schritt wurde in Anlehnung an die veröffentlichte Technologie von CSIRO und entsprechend den Möglichkeiten und dem Anlagenpark des Leibniz-IPHT konzipiert [82, 178, 179]. Das Substrat wird belackt, mittels Kontaktlithografie belichtet und entwickelt. Anschließend wird es auf einen Träger geklebt und mittels Ionenstrahlätzen geätzt. Dabei sind sowohl der Ioneneinfallwinkel und der Drehwinkel für die entstehende Stufenmorphologie und -qualität entscheidend. Diese werden ausführlich in Kapitel 4.1 diskutiert. Nach dem Ätzen wird das Substrat mit der fertigen Stufe gereinigt.

Es folgt die Abscheidung des Supraleiters: Wegen der Verwendung von MgO als Substrat wird in der vorliegenden Arbeit in Anlehnung an Faley et al. [97] statt einer einzelnen YBCO-Schicht ein YBCO/STO/YBCO-Schichtsystem mithilfe von gepulster Laserablation erprobt und evaluiert. Dafür wird das Substrat mittels Leitsilber auf den Heizer geklebt und dieser in die Anlage eingebaut. Der Beschichtungsrezipient wird daraufhin auf einen Basisdruck von  $p_S < 10^{-5} \text{ mbar}$  abgepumpt. Dann wird der Sauerstoffpartialdruck  $p_{\text{O}_2}$  eingestellt und der Heizprozess gestartet. Ist das Substrat homogen durchgeheizt, erfolgt die Beschichtung der ersten Schicht des Schichtsystems. Eine Keimschicht aus YBCO, die aufgrund der geringen Beschichtungstemperatur nicht supraleitend ist, wird abgeschieden. Im Anschluss wird die Heizertemperatur erhöht und die Beschichtung der als Sperrschicht fungierenden STO-Schicht durchgeführt. Daraufhin wird die supraleitende YBCO-Funktionsschicht abgeschieden. Nach der Deposition erfolgt die Sauerstoffbeladung. Dafür wird der Rezipient vom Pumpentrakt abgekoppelt und ein höherer Sauerstoffdruck von  $p_{\text{O}_2, \text{abk}} = 500 \text{ mbar}$  eingestellt. In dieser Atmosphäre wird die YBCO-Schicht mit einer bestimmten Rate abgekühlt und die Phasenumwandlung von nicht-supraleitend und tetragonal zu supraleitend und orthorhombisch vollzogen [156]. Anschließend wird die Probe ausgebaut und das Leitsilber

auf der Rückseite des Substrats entfernt. Die Analyse der Einflüsse der Beschichtungsparameter auf die Schichtsysteme sowie ein Vergleich zwischen einzelnen YBCO-Schichten und Schichtsystemen sind Bestandteil der vorliegenden Dissertation und erfolgt in Kapitel 4.2.

Nach der Beschichtung erfolgt die Strukturierung der Kontaktpads. Dafür werden die beschichteten Substrate belackt, mittels Kontaktlithografie belichtet und entwickelt. Daraufhin wird das Kontaktpadmaterial mittels physikalischer Gasphasenabscheidung aufgebracht und anschließend in einem Lift-off-Prozess strukturiert. Danach folgt die Strukturierung der Magnetometerstruktur. Die Substrate werden belackt und mittels Projektionslithografie am Waferstepper belichtet. Dieser hat eine höhere Auflösung als der für die anderen Belichtungen verwendete Mask-Aligner, was für die Belichtung der Josephson-Kontakte essenziell ist. Nach der Entwicklung wird die entstandene Lackstruktur durch UV-Licht gehärtet und durch stickstoffgekühltes Ionenstrahlätzen geätzt und danach gereinigt.

Es folgt eine erste Charakterisierung der Magnetometer. Die Kennlinien basierten Parameter sowie das dc-Rauschen werden analysiert. Erfüllen die Magnetometer die selbst gewählten Funktionskriterien für die Verwendung in den TEM-Systemen, wird die Passivierungsschicht aufgebracht, um ein stabiles Langzeitverhalten und Schutz vor Degradierung beim Kontakt mit Wasser, Wasserdampf oder Luft zu ermöglichen. Die Kontaktpads werden mit Fotolack geschützt, um eine elektrische Kontaktierung nach der Beschichtung zu ermöglichen. Anschließend werden mittels gepulster Laserablation bei Raumtemperatur eine amorphe YBCO-Schicht der Schichtdicke  $d_{\alpha\text{YBCO}} = 1 \mu\text{m}$  und mittels Atomlagenabscheidung eine Aluminiumoxidschicht,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , mit der Dicke  $d_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 40 \text{ nm}$  abgeschieden. Darauf folgend wird der Lack von den Kontaktpads entfernt. Amorphes YBCO ist eine Standard-schutzschicht für YBCO-Bauelemente [103, 180–182]. Die anschließende Beschichtung mit Aluminiumoxid mittels ALD ist eine Neuerung, die vor Beginn der Anfertigung der vorliegenden Dissertation und ohne das Zutun der Verfasserin konzipiert wurde. Sie soll eine konforme und dichte Beschichtung der Bauelementstrukturen ermöglichen und kann bei niedrigen Temperaturen verwirklicht werden, was die Degradierung der Magnetometer im Beschichtungsprozess unwahrscheinlich macht. Die Auswirkung dieser Passivierungsbeschichtung sowie ihr Langzeitverhalten werden in Kapitel 4.6 thematisiert. Ist die Passivierung vollzogen, werden die Magnetometer für die Verwendung in dem TEM-Systemen mit



weiteren Funktionskomponenten wie einem Heizer und einer Feedback-Spule endverkapself, anschließend zyklert und erneut gemessen. Halten sie dieser Prüfung stand, können sie in die TEM-Systeme eingebaut werden.

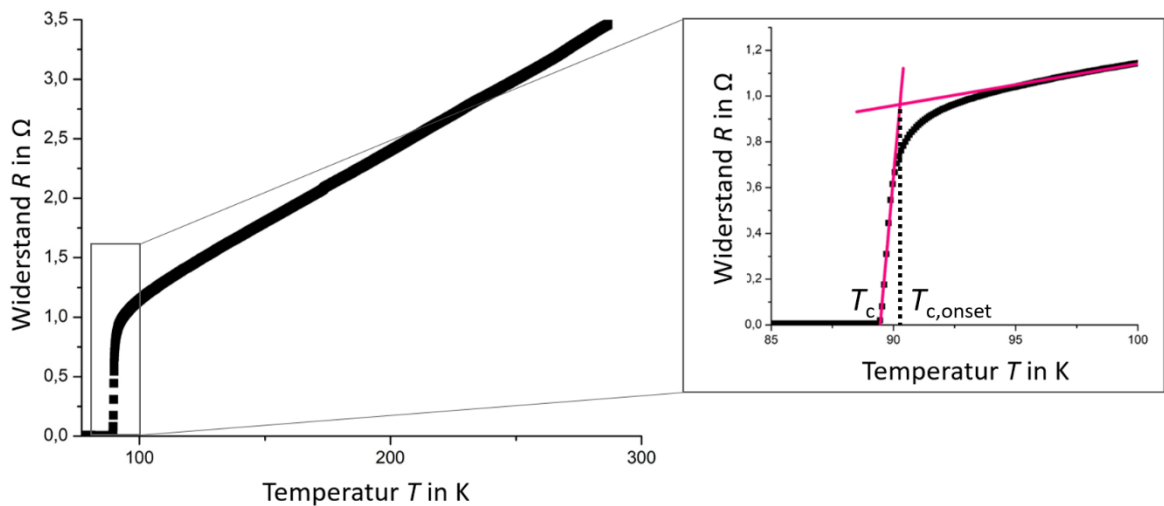
### 3.2 Charakterisierung der morphologischen und supraleitenden Eigenschaften

Die Charakterisierung der Bauelemente teilt sich in zwei Arten auf. Zum einen müssen die supraleitenden und morphologischen Eigenschaften der abgeschiedenen supraleitenden Schichten untersucht werden. Zum anderen müssen die fertigen Bauelemente hinsichtlich ihrer Funktionalität geprüft werden.

#### 3.2.1 Schichtcharakterisierung

Die Schichtcharakterisierung dient der Analyse und Beurteilung der supraleitenden Schichten. Diese Charakterisierung wird wegen der Gefahr der Beschädigung nicht an den Schichten der späteren Bauelemente durchgeführt, sondern an eigens dafür hergestellten Testschichten auf MgO-Substraten der Größe  $A_S = 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ . Sie werden gereinigt und wie im vorherigen Kapitel beschrieben beschichtet.

Die wichtigste Charakterisierungsmethode für die supraleitenden Schichten ist die Messung der kritischen Temperatur. Dafür wird während des Einkühlens beziehungsweise des Auftauens der Schicht über eine Vierpunktmessung der Schichtwiderstand und zeitgleich über einen Temperatursensor die Temperatur gemessen. So entsteht ein Widerstand-Temperatur-Diagramm (vgl. Abbildung 3-3), aus dem sich die kritische Temperatur  $T_c$ , die Onset-Temperatur  $T_{c,onset}$  und das (Rest-)Widerstandsverhältnis  $RRR$  (aus dem Engl.: *Residual resistivity ratio*) bestimmen lassen. Bei der kritischen Temperatur beginnt der Widerstandsanstieg. Die Onset-Temperatur markiert den Schnittpunkt einer Regressionslinie des Widerstandverlaufes von supraleitendem zu normalleitendem Bereich mit einer Regressionslinie des Widerstandverlaufes im normalleitenden Zustand (vgl. Abbildung 3-3, Vergrößerung). Aus der Differenz der beiden Temperaturen lässt sich die Transittemperatur  $\Delta T$  bestimmen. Das Widerstandsverhältnis  $RRR$  kann berechnet werden, indem man den Widerstand bei Raumtemperatur durch den Widerstand bei der Temperatur  $T = 100 \text{ K}$  dividiert [38].



**Abbildung 3-3** Darstellung eines exemplarischen Widerstand-Temperatur-Diagramms mit kritischer Temperatur  $T_c$  und Verdeutlichung der Analyse der Onset-Temperatur  $T_{c,onset}$  in Vergrößerung.

Eine weitere Charakterisierungsmethode ist die Messung der kritischen Stromdichte. Dazu werden Brücken bekannter Breiten mithilfe von Lithografie und stickstoffgekühltem Ionenstrahlätzen in die Testschichten geätzt und hinsichtlich ihrer kritischen Ströme vermessen. Durch die Ausmaße der Brücken kann die kritische Stromdichte der Schicht berechnet werden. Aufgrund der Komplexität der Herstellung wird diese Analyse nur in Einzelfällen vorgenommen.

Für die Analyse der Schichtdicke wird eine einzelne YBCO-Schicht auf ein MgO-Substrat abgeschieden und lithografisch so strukturiert, dass die Hälfte des Substrats mit Fotolack bedeckt ist. Anschließend wird der ungeschützte Teil des Substrates mit zweiprozentiger Phosphorsäure nasschemisch geätzt. Die entstandene Kante kann mittels Tastschnittgerät im Reinraum des Leibniz-IPHT vermessen werden und gibt Auskunft über Schichtdicke und Homogenität der Schicht. Aus der Schichtdicke in Kombination mit der Beschichtungszeit lässt sich die Beschichtungsrate der Laserablationsanlage bestimmen.

Des Weiteren wurden Mikroskope verwendet, um Lackstrukturen oder Schichtoberflächen zu analysieren. Zudem konnten die Unterstützung der Kolleg\*innen der Technologiegruppe „Instrumentelle Analytik“ des Leibniz-IPHT in Anspruch genommen werden. Sie verfügen unter anderem über Rasterkraftmikroskopie, kurz AFM, Rasterelektronenmikroskopie, kurz REM, Energiedispersive Röntgenspektroskopie, kurz EDX, und Röntgenbeugung, kurz XRD, sowie die Möglichkeit, Proben mithilfe eines fokussierten Ionenstrahls zu präparieren, kurz FIB-Schnitt.

### 3.2.2 Elektrische Charakterisierung

Die elektrische Charakterisierung der SQUID-Magnetometer findet in einem dedizierten Messlabor des Leibniz-IPHT statt. Zu Beginn der Arbeit wurde ein Messstab konzipiert, der es ermöglicht, vier SQUIDs in Vier-Punkt-Messung in einem Kühlzyklus zu vermessen. Der Messstab verfügt über eine interne Spule aus Kupferlackdraht, im Folgenden Messstabspule, und über einen Anschluss für eine weitere Spule und einen Heizer. Zunächst werden die Proben bezüglich ihrer Strom-Spannungs- und Fluss-Spannungs-Kennlinien in flüssigem Stickstoff analysiert. Dafür wird eine von der supracon AG entwickelte Messeinheit mit zugehöriger Labview™-Software verwendet. Diese ermöglicht das automatische Auslesen von kritischem Strom, Normalleitungswiderstand, Spannungshub und der Kopplung an Messstabspule sowie eine weitere Spule. Zur Messung der effektiven Fläche steht in einem Labor des Leibniz-IPHT eine Helmholtz-Spulen-Konstruktion zur Verfügung. Über diese wurde die Messstabspule kalibriert, sodass über die Kopplung des Magnetometers an diese die effektive Fläche abgeschätzt werden kann. Mit dem beschriebenen Messstab können zudem Rauschanalysen durchgeführt werden. Diese werden mit einer dc-bias-Elektronik und zugehöriger Software namens easySQUID™ der supracon AG aufgenommen.

Für die Rauschanalyse mittels ac-bias-Elektronik werden anstatt eines Gleichstromes ein Wechselstrom sowie ein zusätzlicher ac-Fluss in das SQUID eingespeist. Dadurch können sowohl die *in-phase*- als auch die *out-of-phase*-Fluktuationen im SQUID unterdrückt werden (vgl. Kapitel 2.4.4). Die entsprechende Elektronik wurde von der supracon AG konzipiert und im Rahmen der vorliegenden Dissertation in Betrieb genommen. Sie kann in Kombination mit der Messeinheit zur Standardcharakterisierung verwendet werden und hat eine ac-bias-Frequenz von  $f_{ac-bias} = 3,2$  MHz. Für diese Rauschanalysen wurde ein weiterer Messstab gebaut, in dem je ein SQUID in Vier-Punkt-Messung in einem Einkühlzyklus gemessen werden kann.

## 4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der vorliegenden Dissertation vorgestellt und diskutiert. In den Unterkapiteln 1 bis 3 liegt der Fokus auf dem Herstellungsprozess und dem zugrunde liegenden Design. Die Unterkapitel 4 und 5 befassen sich mit der Verringerung des niederfrequenten Rauschens. In Unterkapitel 6 werden die Passivierungsschicht und ihre Auswirkung auf das Langzeitverhalten der Magnetometer analysiert.

### 4.1 Stufenanalyse und Stufenbeeinflussung

Zu Beginn des Fabrikationsprozesses steht die Herstellung der Stufe. Die Stufe beeinflusst durch ihre Höhe, ihren Winkel und ihre Morphologie entscheidend die supraleitende Schicht, die auf ihr abgeschieden wird und somit auch die Parameter der auf ihren Kanten entstehenden Josephson-Kontakte. Sie hat demnach einen starken und direkten Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften der entstehenden Bauelemente und das Rauschverhalten. Eine ideale Stufe sollte zwei definierte glatte Kanten haben, eine am oberen und eine am unteren Ende der Stufenflanke sowie eine ebene Flanke. In diesem Kapitel werden alle Fabrikationsschritte zur Herstellung der Stufen untersucht und beurteilt, um detaillierte Kenntnisse über die Herstellungsmechanismen zu erlangen und zudem eine Einschätzung der Reproduzierbarkeit geben zu können. Als Substratmaterial dient MgO aus den in Kapitel 2.4.2 aufgeführten Gründen.

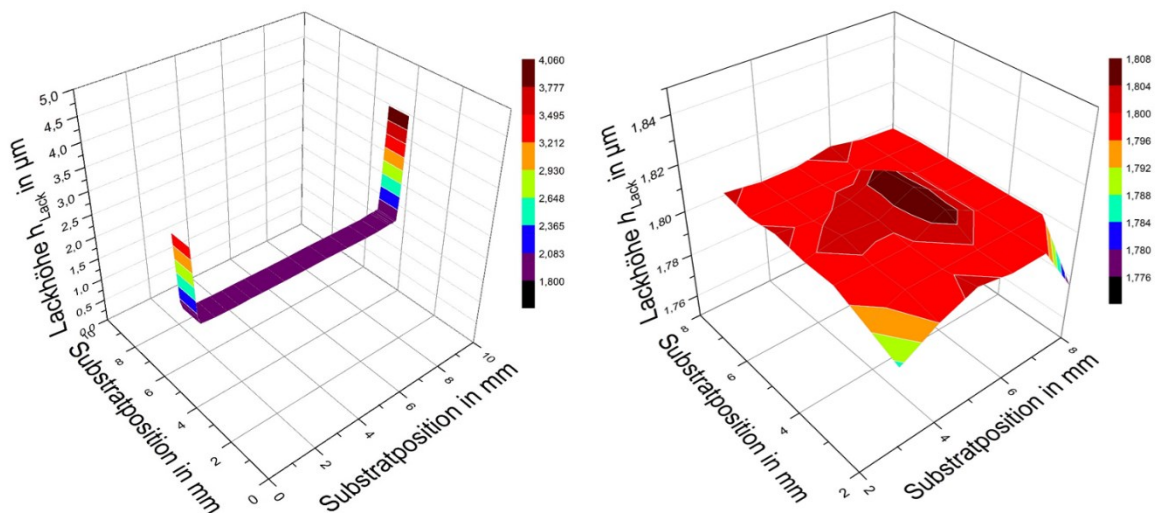
#### 4.1.1 Analyse der Lackstruktur

Die Stufe wird durch fotolithografische Prozesse und anschließendem Ionenstrahlätzen hergestellt. Bereits der fotolithografische Prozess, ist ein wichtiger Fabrikationsschritt, da er die Lackkante definiert, die beim Ionenstrahlätzprozess maßgeblich für die Morphologie der entstehenden Stufe verantwortlich ist. Die Lackkante sollte möglichst gerade und möglichst steil sein und somit weder einen Über- noch einen Unterschnitt haben, da dies die Ätzrate des Lacks beeinflusst und die Bildung von Gräben vor der Stufe begünstigen kann [82, 183].

In einer Testreihe vor der Anfertigungszeit der vorliegenden Dissertation wurde AZ 5214 E mit einer Lackhöhe von  $d_{\text{Lack}} = 1,8 \mu\text{m}$  als optimal für die Stufenherstellung ermittelt. Entsprechende Backzeiten, ein entsprechendes Lack-Schleuder-Programm mit einer Umdre-

## Ergebnisse und Diskussion

hertzanzahl von  $f_{\text{rot}} = 5000$  rpm, sowie Belichtungsdosis und Entwicklungszeit wurde ermittelt. Um die Lackhomogenität am Rand des Substrats zu untersuchen, wurde ein MgO-Substrat der Größe  $A_s = 10$  mm x 10 mm belackt. Die Hälfte des Lacks wurde belichtet und durch Entwickeln mit dem Entwickler MIF726 entfernt, sodass mittig auf dem Substrat eine Lackkante stehen blieb. Die Höhe dieser Lackkante wurde mittels Tastschnittgerät untersucht. Um die Lackhomogenität großflächig über dem Substrat beurteilen zu können, wurde ein weiteres MgO-Substrat belackt und anschließend mit einer Kammstruktur-Maske belichtet (vgl. Abbildung 0-1 im Anhang). Nach der Entwicklung bleibt die Kammstruktur stehen und die Lackhöhe kann an verschiedenen Positionen auf dem Substrat mittels Tastschnittgerät geprüft werden. Die Ergebnisse der Analyse sind in Abbildung 4-1 dargestellt.



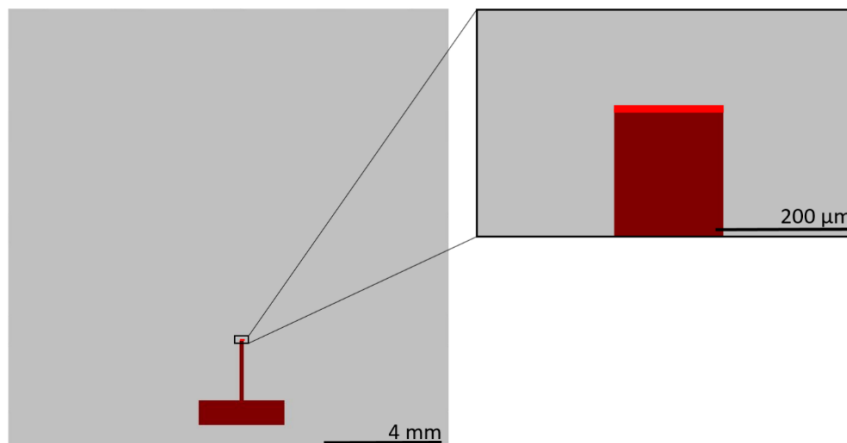
**Abbildung 4-1** Darstellung des Querschnitts der Lackhöhe über dem gesamten Substrat (links) und der Lackhöhe auf verschiedenen Substratpositionen im zu strukturierenden Bereich (rechts). Durch die Kammstruktur nicht zu vermessende Stellen wurden für die bessere Darstellbarkeit mit dem Mittelwert aufgefüllt.

Links ist die Analyse der Lackhöhe mit dem Fokus auf die Randpositionen zu sehen. Die Lackhöhe zeigt am Rand einen deutlichen Anstieg bis zu einer Lackdicke von  $d_{\text{Lack}} > 4,0$  µm. Diese Inhomogenität erstreckt sich über einen Bereich von  $x = 0,4$  mm vom Rand. Dieser Bereich wird Randwulst genannt und ist ein bekanntes Problem bei der Belackung von kleinen Substraten. Sie kann die Kontaktlithografie negativ beeinflussen. Durch die hohen Bereiche am Rand kann der Kontakt zwischen Fotolack und Maske nicht garantiert werden, was zu Ungenauigkeiten bei der Justierung und Belichtungsproblemen an der Kante führen kann. Entsprechend wurde eine Randentlackungsmaske für die Magnetometerherstellung entworfen. Durch sie wird das Innere des Substrats vor der strukturierenden Belichtung

## Ergebnisse und Diskussion

durch eine Maske abgedeckt, der Rand beziehungsweise die Randwulst belichtet und durch anschließendes Entwickeln entfernt. Bei der darauffolgenden strukturierenden Belichtung kann somit der Kontakt zwischen Maske und Lack garantiert werden. Die Randentlackung wurde auf eine Breite von  $x_{RE} = 0,5$  mm festgesetzt.

Die rechte Abbildung zeigt die Lackhomogenität im zu strukturierenden Bereich. Die gemittelte Lackhöhe beträgt  $\overline{d_{Lack}} = 1,799$   $\mu\text{m}$  mit einer Abweichung von  $d_{d_{Lack}} = 0,009$   $\mu\text{m}$ . Diese Abweichung ist so gering, dass sie vernachlässigt werden kann. Die Lackhöhe nimmt an den Randpositionen des zu strukturierenden Bereiches leicht ab, sodass an diesen Stellen keine korrekte Ionenstrahlätzung garantiert werden kann und keine für die Magnetometerherstellung kritischen Strukturen platziert werden können. Dieser Bereich erstreckt sich über  $x = 2,0$  mm vom Substratrand nach innen. Die Ergebnisse wurden ebenfalls für größere Substrate bestätigt.

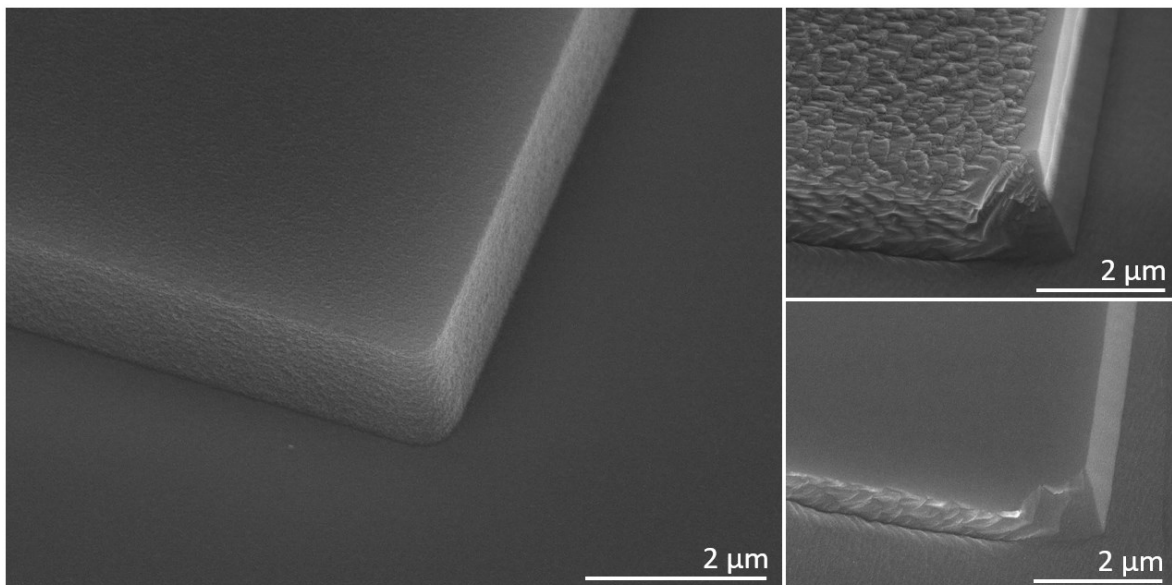


**Abbildung 4-2 Schematische Darstellung der Stufenebene mit Substrat (hellgrau) und Fotolack (dunkelrot) nach dem Lithografieprozess mit kritischer Lackstruktur in Vergrößerung (rot).**

Eine schematische Darstellung des Designs für die Stufen-Ebene ist in Abbildung 4-2 zu sehen. Sie zeigt das Substrat (hellgrau) und die entstandene Lackstruktur (dunkelrot). Auf dem unteren breiten Lackbereich werden in späteren Fabrikationsschritten die Kontaktpads für die SQUIDs entstehen. Über den schmalen Bereich Richtung Mitte des Substrates werden die Zuleitungen für die einzelnen SQUIDs laufen. Am Ende dieses Bereiches liegt die kritische Lackkante (in Abbildung 4-2, hellrot). Aus dieser Lackkante wird die Stufe geätzt, über die die supraleitenden Strukturen laufen und durch die die Josephson-Kontakte entstehen werden. Entsprechend den erlangten Ergebnissen hat die kritische Lackstruktur

einen Abstand von  $x = 3,7$  mm zum Rand. Sie hat eine Breite von  $b_{\text{Stufe}} = 160$   $\mu\text{m}$ . Da supra-leitende Bahnen nur in diesem Bereich die geätzten Strukturen kreuzen, muss nur dieser Bereich hinsichtlich der Stufenqualität analysiert und optimiert werden.

In Abbildung 4-3 werden die einzelnen Fabrikationsschritte von der Lackkante bis hin zur geätzten Stufe verdeutlicht. Die Lackstruktur wurde fotolithografisch auf ein MgO-Substrat aufgebracht und anschließend mittels REM-Aufnahmen analysiert. Man sieht die Lackstruktur mit der kritischen Lackkante im rechten Teil des Bildes. Diese Lackkante zeigt optimale Eigenschaften: Sie hat weder einen Unter- noch einen Überschnitt und ist gerade und homogen (Abbildung 4-3, links). Eine solche Lackstruktur wurde geätzt und erneut mittels REM untersucht. Man sieht die geätzte Stufe, die an der kritischen Lackkante entstanden ist sowie den partiell abgetragenen Lack (Abbildung 4-3, rechts, oben). Im Anschluss wurde der restliche Lack durch Aceton entfernt und eine weitere REM-Aufnahme angefertigt. Man sieht die entstandene ebenmäßige und gerade Stufe im Substrat (Abbildung 4-3, rechts, unten).



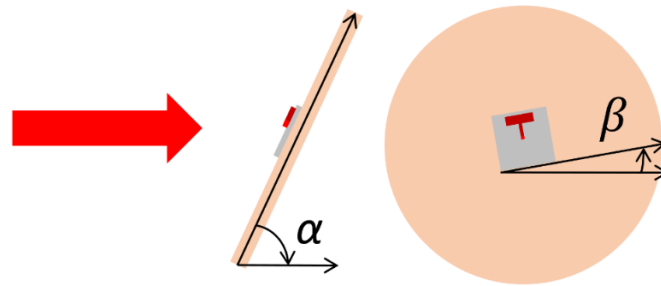
**Abbildung 4-3** REM-Aufnahmen einer optimalen Lackkante (links), einer geätzten Lackkante (rechts, oben) und der entstandenen Stufe ohne Lackreste (rechts, unten) mit der kritischen Struktur jeweils an der rechten Flanke.

### 4.1.2 Analyse des Ätzprozesses

Das Ätzen der Lackstruktur erfolgt durch anisotropes Argon-Ionenstrahlätzen. Für den Ätzprozess sind zwei Winkel entscheidend. Der Ioneneinfallwinkel  $\alpha$  und der Drehwinkel  $\beta$ . Der Ioneneinfallwinkel ist der Winkel, unter dem die Argon-Ionen auf das Substrat treffen. Der

## Ergebnisse und Diskussion

Drehwinkel ist der Winkel, um den das Substrat gedreht wird, bevor es mittels Leitsilber auf den Träger geklebt wird (vgl. Abbildung 4-4).

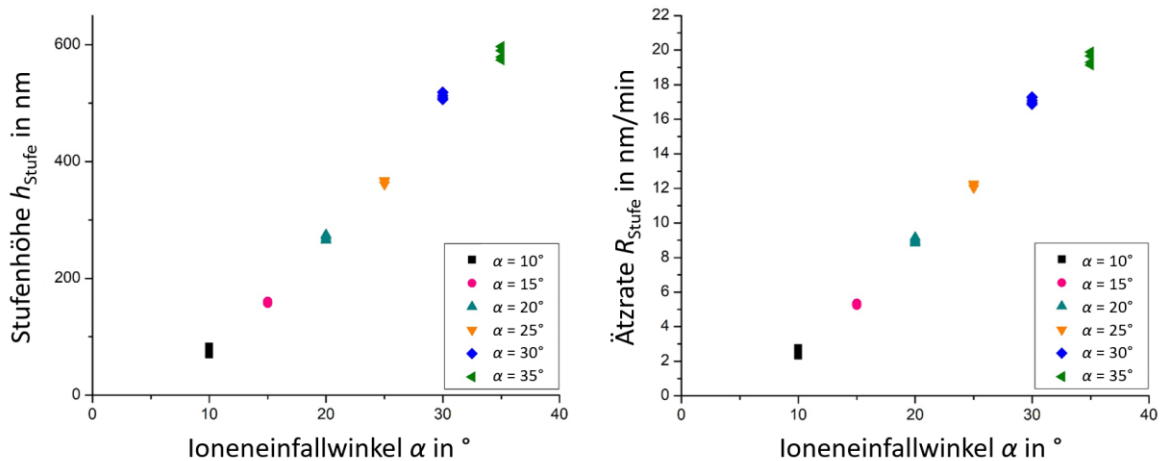


**Abbildung 4-4** Schematische Darstellung des Ioneneinfallswinkels  $\alpha$  und des Drehwinkels  $\beta$  mit Ätzträger (apricot), aufgeklebten Substrat (hellgrau), Fotolack (dunkelrot) mit kritischer Lackkante (rot) und Ionenstrahl (roter Pfeil). Größenverhältnisse für bessere Verdeutlichung nicht in realem Verhältnis dargestellt.

Im Folgenden wird der Einfluss der beiden Ätzwinkel auf die Stufen analysiert. Dafür wurden MgO-Substrate der Größe  $A_s = 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  belackt, mit einer Kammstruktur-Maske belichtet und entwickelt. Die Substrate wurden in verschiedenen Ätzzvorgängen mit variierendem Ioneneinfall- beziehungsweise Drehwinkel geätzt, während der jeweils andere Winkel unverändert blieb. Die Ionenenergie blieb über alle Ätzungen unverändert bei  $E_i = 500 \text{ eV}$ . Stufenhöhen und Stufenwinkel der geätzten Strukturen wurden mittels AFM-Aufnahmen und des Programms Gwyddion™ ausgewertet. Die Ätzrate wurde über die Stufenhöhe in Kombination mit der Ätzzeit berechnet. Die Stufenmorphologie wurde mittels REM-Aufnahmen analysiert.

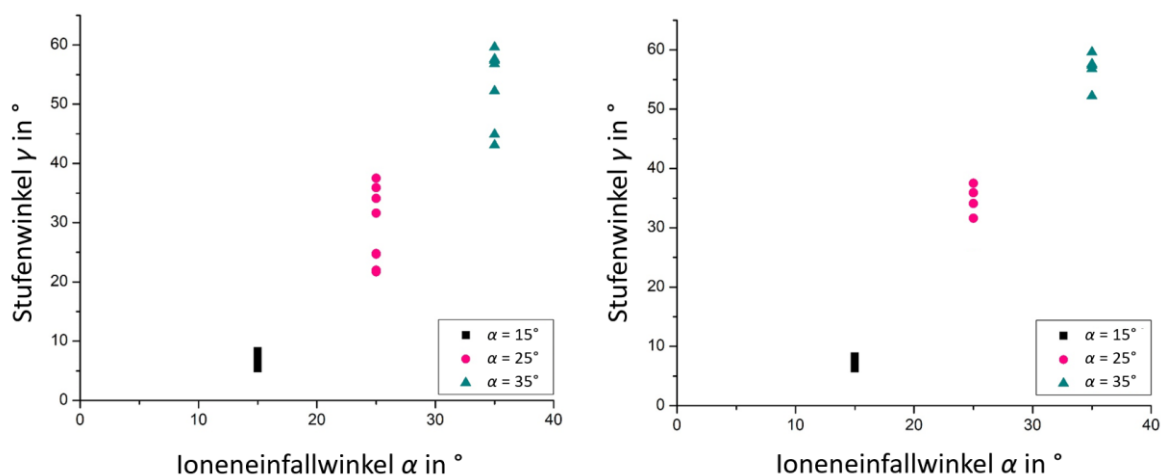
Abbildung 4-5 zeigt den Einfluss des Ioneneinfallswinkels  $\alpha$  auf die Stufenhöhe (links) und die Ätzrate (rechts). Die verschiedenen Datenpunkte zu einem Winkel wurden an verschiedenen Probenpositionen aufgenommen. Man erkennt deutlich, dass Ätzrate und Stufenhöhe stark vom Ioneneinfallswinkel abhängen und im analysierten Winkelbereich eine lineare Steigung von  $m = 21,3 \text{ nm/}^\circ$  haben. Dies lässt sich durch die Winkelabhängigkeit der Ätzrate erklären [183, 184]. Bei einem Winkel von  $\alpha = 0^\circ$  streifen die Ionen lediglich die Substratoberfläche und können somit keinen Abtrag des Substrates leisten. Ab einem bestimmten Grenzwinkel, in diesem Fall  $\alpha_G \approx 7^\circ$ , können die Ionen in das Substrat eindringen und Material ausschlagen. Mit steigendem Winkel, können die Ionen immer tiefer in das zu ätzende Material eindringen und die Ätzrate erhöht sich linear bis zu dem höchsten untersuchten Winkel von  $\alpha = 35^\circ$ . Im Rahmen der Analyse zeigte sich, dass die Stufen an den äußeren Randpositionen etwas niedriger sind. Dies ist auf die geänderte Lackhöhe an den Rändern des Strukturbereiches zurückzuführen.





**Abbildung 4-5 Stufenhöhe  $h_{\text{Stufe}}$  (links) und Ätzrate  $R_{\text{Stufe}}$  (rechts) über dem Ioneneinfallswinkel  $\alpha$  bei gleichbleibenden Drehwinkel  $\beta = 10^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie.**

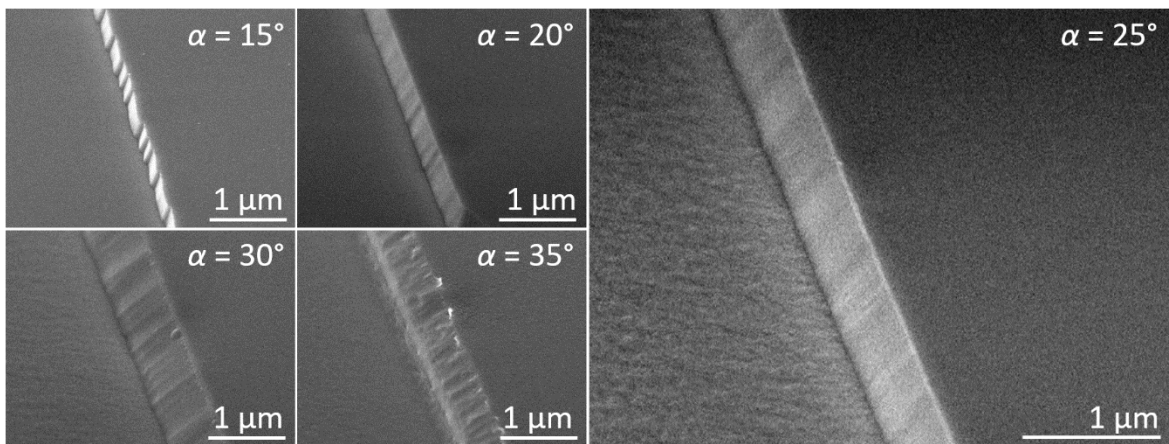
In Abbildung 4-6 ist der mittels Gwyddion™ ermittelte Stufenwinkel über die jeweiligen Ioneneinfallswinkel aufgetragen. Auch der Stufenwinkel ist vom Ioneneinfallswinkel abhängig und hat im untersuchten Winkelbereich eine nahezu lineare Steigung von  $m = 2,3^\circ/^\circ$ . Die Werte der Stufenwinkel variieren stark über die Substratpositionen. Abbildung 4-6, rechts, zeigt die Stufenwinkel aufgetragen über die jeweiligen Ioneneinfallswinkel unter Vernachlässigung der Randpositionen des zu strukturierenden Bereiches. Die Streuung über die einzelnen Positionen ist deutlich geringer, was die These bestätigt, dass die Inhomogenität des Lacks am Rand des zu strukturierenden Bereiches negativen Einfluss auf die entstehenden Stufen haben kann. Die Streuung über die verschiedenen Substratpositionen umfasst trotz der Vernachlässigung der Randpositionen einen Bereich von  $\delta = 8^\circ$ .



**Abbildung 4-6 Stufenwinkel  $\gamma$  über dem Ioneneinfallswinkel  $\alpha$  bei gleichbleibenden Drehwinkel  $\beta = 10^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie für alle Substratpositionen (links) und unter Vernachlässigung der Randpositionen (rechts).**

## Ergebnisse und Diskussion

Abbildung 4-7 zeigt REM-Aufnahmen von Stufen, die unter verschiedenen Ioneneinfallswinkel geätzt wurde. Analysiert wurden jeweils die gleichen Positionen auf dem Substrat. Die Stufe, geätzt unter einem Ioneneinfallswinkel von  $\alpha = 15^\circ$ , zeigt eine starke Welligkeit der Stufenflanke (Abbildung 4-7, links, oben). Die unter einem Ioneneinfallswinkel  $\alpha = 20^\circ$  geätzte Stufe zeigt eine weniger ausgeprägte Welligkeit (Abbildung 4-7, Mitte, oben). Bei der Diskussion der REM-Aufnahmen muss prinzipiell beachtet werden, dass durch eine Verkipfung der Probe der Maßstab in beide Richtungen verzerrt wiedergegeben wird. Die Welligkeiten in den Stufen können dazu führen, dass eine darauf abgeschiedene Schicht filamentiert aufwächst und ein darauf ungünstig platzierter Josephson-Kontakt eingeschränkte supraleitende Eigenschaften mit geringerer Reproduzierbarkeit aufweist. Die Stufe geätzt unter einem Ioneneinfallswinkel von  $\alpha = 30^\circ$  zeigt eine leichte Welligkeit sowie sogenannten *Redeposit* an der oberen Kante der Stufe. *Redeposit* bezeichnet die Wiederanlagerung von zuvor abgetragenem Material. Dies kann bei anschließender Beschichtung mit einem Supraleiter zu intrinsischen Störstellen durch gestörtes Wachstum und somit zur Einschränkung der Supraleitung führen (Abbildung 4-7, links, unten).



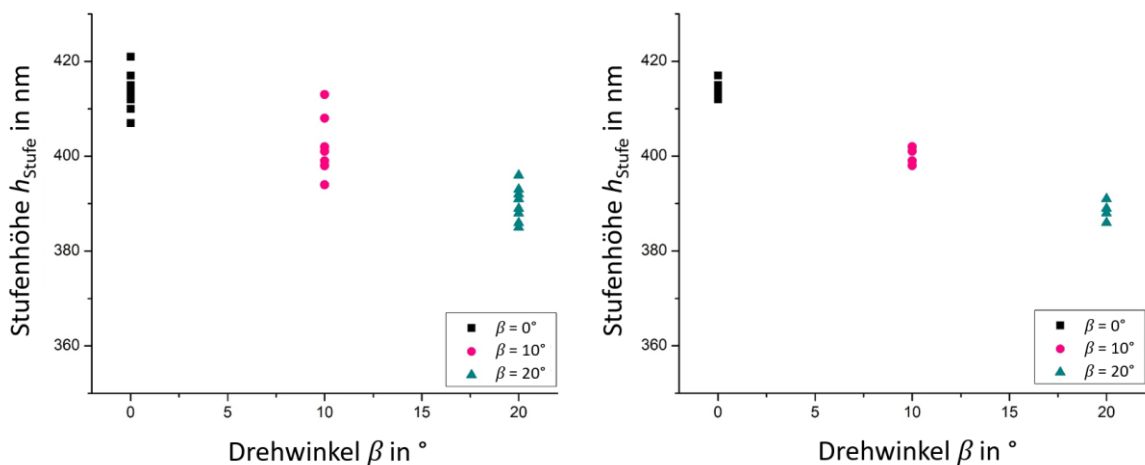
**Abbildung 4-7** REM-Aufnahmen von Stufen geätzt mit verschiedenen Ioneneinfallswinkeln  $\alpha$  bei gleichbleibendem Drehwinkel  $\beta = 10^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie.

Wird der Ioneneinfallswinkel weiter vergrößert zu  $\alpha = 35^\circ$ , zeigt sich eine starke Welligkeit der Stufenflanke. Zudem ist *Redeposit* an der oberen Kante zu erkennen und mehrere Kanten mit verschiedenen Winkeln am unteren Ende der Flanke (Abbildung 4-7, Mitte, unten). Bei der Abscheidung einer supraleitenden Schicht auf diese Stufe und einer späteren Strukturierung, kann eine supraleitende Bahn mit in Reihe geschalteten Josephson-Kontakten verschiedener Winkel entstehen. Die Superposition dieser Josephson-Kontakte kann zu Strukturen mit unterschiedlichen kritischen Strömen und Normalleitungswiderständen

## Ergebnisse und Diskussion

führen, die sich in den Strom-Spannungs-Kennlinien als Knicke zeigen und die Funktionalität des Magnetometers einschränken. Die Stufe geätzt unter einem Winkel von  $\alpha = 25^\circ$  zeigt eine glatte Stufenflanke und zwei wohldefinierte Kanten ohne *Redeposit* (Abbildung 4-7, rechts). Diese Stufe erfüllt somit die Voraussetzungen für funktionsfähige Josephson-Kontakte und identifiziert den Ioneneinfallwinkel  $\alpha = 25^\circ$  als optimalen Winkel für die Herstellung der Stufen.

Die Analyse der Auswirkungen des Drehwinkels  $\beta$  wurde wie die Testreihen bezüglich des Ioneneinfallwinkels  $\alpha$  durchgeführt. Da alle Ätzungen die gleiche Ätzzeit hatten, kann die Ätzrate als äquivalent zur Stufenhöhe angesehen werden und wird nicht angegeben.



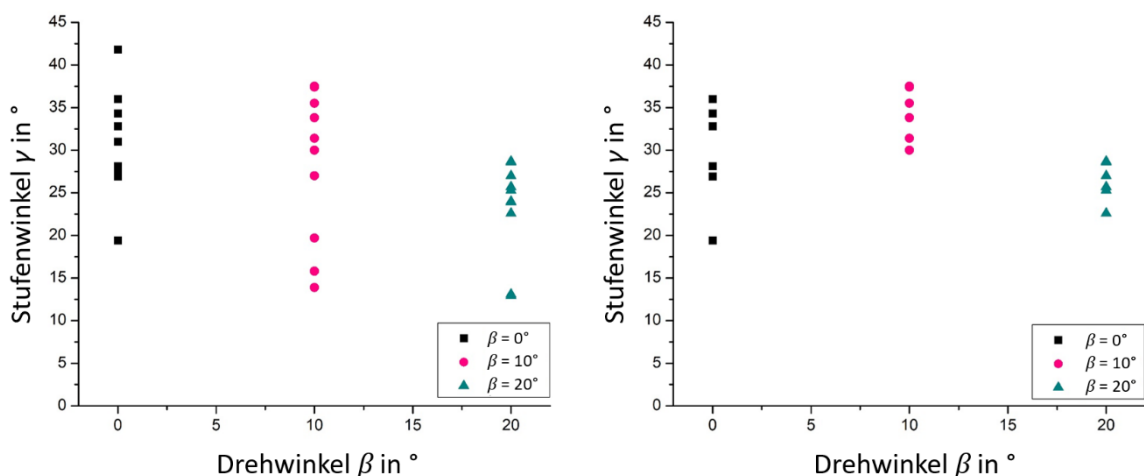
**Abbildung 4-8** Stufenhöhe  $h_{\text{Stufe}}$  über dem Drehwinkel  $\beta$  bei gleichbleibendem Ioneneinfallwinkel  $\alpha = 25^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie für alle Substratpositionen (links) sowie unter Vernachlässigung der Randpositionen (rechts).

In Abbildung 4-8 ist die Stufenhöhe über dem jeweiligen Drehwinkel  $\beta$  dargestellt. Die linke Grafik enthält alle gemessenen Probenpositionen, die rechte vernachlässigt die äußeren Randpositionen. Je größer der Drehwinkel ist, desto geringer ist die entstehende Stufenhöhe. Im analysierten Winkelbereich zeigt sich eine negative nahezu lineare Steigung von  $m = -1,3 \text{ nm}/^\circ$ . Als Grund wird die Veränderung des Wirkungsquerschnitts des MgO-Gitter und des Ionenstrahls angenommen [178]. Je nach Wirkungsquerschnitt beziehungsweise Überlapp kann die Stärke des Kanalisierungseffektes beeinflusst werden und dementsprechend die Stufenhöhe beziehungsweise Ätzrate. Mit wachsendem Drehwinkel scheint sich der Überlapp zu vergrößern, dadurch entsteht ein stärkerer Kanalisierungseffekt und die Ätzrate beziehungsweise Stufenhöhe sinkt. Im Vergleich zum Einfluss des Ioneneinfallwin-

## Ergebnisse und Diskussion

kels auf die Ätzrate beziehungsweise die Stufenhöhe, ist der Einfluss des Drehwinkels deutlich geringer. Dies liegt daran, dass der Einfluss des Wirkungsquerschnitts zwischen Ionenstrahl und MgO-Gitter geringer ist als die Winkelabhängigkeit des Ätzprozesses an sich. Bezüglich der Streuung zeigt sich, dass diese deutlich geringer wird, wenn die Randpositionen vernachlässigt werden (vgl. Abbildung 4-8, rechts). Die Streuung liegt prozentual im gleichen Bereich wie bei der Untersuchung des Einflusses des Ioneneinfallwinkels auf die Stufenhöhe und kann somit auch auf die Lackinhomogenität am Rand des zu strukturierenden Bereiches zurückgeführt werden.

Abbildung 4-9 zeigt den Einfluss des Drehwinkels  $\beta$  auf den Stufenwinkel. Unter Berücksichtigung aller Probenpositionen (links) zeigt sich ein nahezu linearer Verlauf mit negativer Steigung und sehr großer Streuung über verschiedene Probenpositionen. Unter Vernachlässigung der Randpositionen zeigt sich ein Verlauf, der sich durch das Polynom 2. Ordnung  $\gamma = -0,06 \beta^2 + 1,10 \beta + 29,58$  mit einem Maximum bei  $\beta_{\max} = 9,2^\circ$  annähern lässt. Die prozentuale Streuung der Werte über die Probenpositionen hat ähnliche Ausmaße wie die Winkelstreuung bei Variation des Ioneneinfallwinkels  $\alpha$  und kann somit ebenfalls auf die Lackhöheninhomogenität am Rand des zu strukturierenden Bereiches zurückgeführt werden. Auch bezüglich des Stufenwinkels ist der Einfluss des Drehwinkels geringer als der Einfluss des Ioneneinfallwinkels.

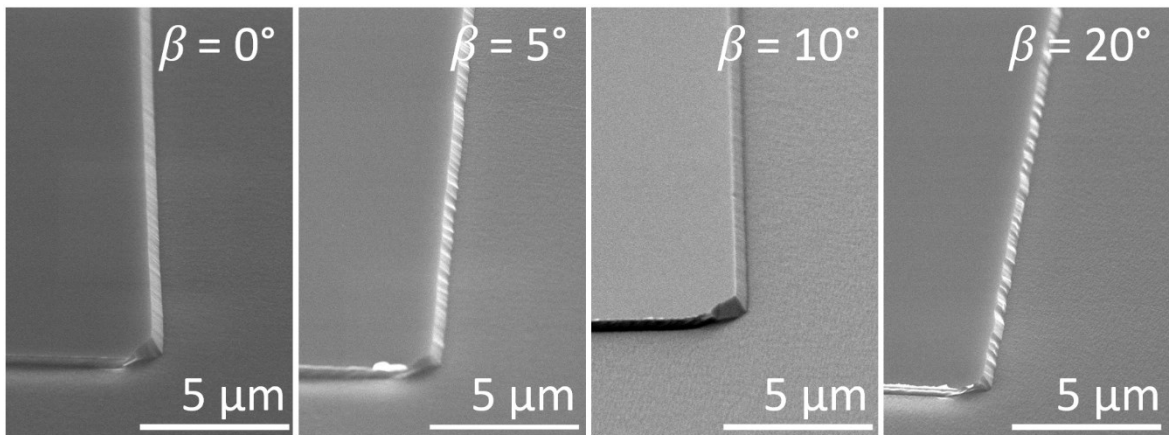


**Abbildung 4-9** Stufenwinkel  $\gamma$  über dem Drehwinkel  $\beta$  bei gleichbleibendem Ioneneinfallwinkel  $\alpha = 25^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie für alle Substratpositionen (links) sowie unter Vernachlässigung der Randpositionen (rechts).

Die Morphologie der Stufen, geätzt unter verschiedenen Drehwinkeln  $\beta$ , ist in Abbildung 4-10 zu sehen. Drehwinkel  $\beta = 5^\circ$  und Drehwinkel  $\beta = 15^\circ$  führen zu nachteiligen welligen

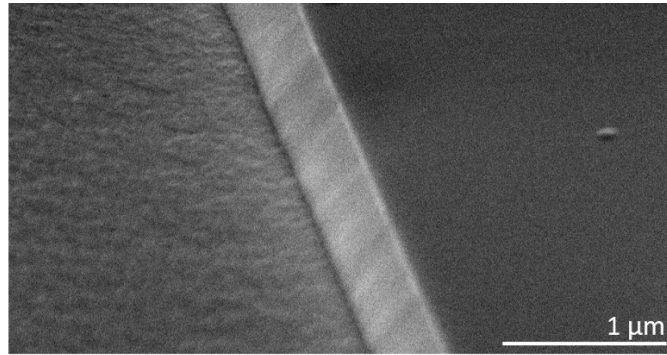
## Ergebnisse und Diskussion

Stufen. Drehwinkel  $\beta = 0^\circ$  und Drehwinkel  $\beta = 10^\circ$  führen zu einer Stufe mit deutlich glatterer Stufenflanke. Die Probe, geätzt unter dem Drehwinkel  $\beta = 0^\circ$ , zeigte jedoch eine sehr große Streuung bezüglich der Stufenwinkel auf, weswegen als optimaler Drehwinkel für die Herstellung der Stufen  $\beta = 10^\circ$  angesehen wird.



**Abbildung 4-10** REM-Aufnahmen von Stufen geätzt mit verschiedenen Drehwinkeln  $\beta$  bei gleichbleibendem Ioneneinfallwinkel  $\alpha = 25^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie.

Zusammenfassend zeigt sich, dass man sowohl Stufenhöhe, Stufenwinkel und Stufenmorphologie durch den Ioneneinfallwinkel  $\alpha$  und den Drehwinkel  $\beta$  beeinflussen kann. Der Ioneneinfallwinkel beeinflusst Stufenhöhe und Stufenwinkel deutlich stärker als der Drehwinkel. Im variierten Winkelbereich zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Ioneneinfallwinkel und Stufenhöhe beziehungsweise Stufenwinkel, sodass die Stufen entsprechend der Anforderungen zielgerichtet hergestellt werden können. Der Drehwinkel  $\beta$  beeinflusst Stufenhöhe und Stufenwinkel in deutlich geringerem Maß. Der Stufenwinkel zeigte in der Analyse sowohl für den Ioneneinfallwinkel  $\alpha$  als auch für den Drehwinkel  $\beta$  eine deutlich größere Streuung als Stufenhöhe beziehungsweise Ätzrate, was zu einem Problem mit der Reproduzierbarkeit und zu einer Streuung der Stufenwinkel über verschiedene Substrate führen kann. Unter Hinzunahme der Analyse der Stufenmorphologie konnten für die Fabrikation der Magnetometer optimale Winkel für das Ionenstrahlätzen gewählt werden: Der Ioneneinfallwinkel  $\alpha = 25^\circ$  und der Drehwinkel  $\beta = 10^\circ$ . Durch die Wahl dieser Ätzwinkel sind Stufen ohne *Redeposit* mit zwei geraden Kanten und einer ebenen glatten Flanke zu erwarten (vgl. Abbildung 4-11).



**Abbildung 4-11** REM-Aufnahme einer Stufe geätzt unter Ioneneinfallswinkel  $\alpha = 25^\circ$  und Drehwinkel  $\beta = 10^\circ$ .

Die erwarteten Stufenwinkel liegen im Bereich zwischen  $\gamma = 30^\circ - 45^\circ$ <sup>2</sup> und die Stufenhöhe wird auf  $h_{\text{Stufe}} = 400 \text{ nm}$  festgesetzt. Um Letzteres zu erreichen, wird unter Umständen die Ätzzeit angepasst.

### 4.1.3 Analyse der Reproduzierbarkeit

Ein wichtiges Ziel dieser Dissertation ist die schnelle und ressourcenschonende Fabrikation der Bauelemente für kommerzielle Zwecke. Dabei spielt die Reproduzierbarkeit der Fabrikation eine große Rolle.

Im Verlauf der Analyse des Einflusses des Ioneneinfallswinkels auf die Stufenhöhe wurden drei Testreihen mit jeweils gleich variierenden Ioneneinfallswinkeln aufgenommen. Bei der Auswertung zeigte sich, dass alle drei Testreihen leicht unterschiedliche lineare Steigungen zeigten ( $m_{T1} = 19,4 \text{ nm}/^\circ$ ,  $m_{T2} = 21,3 \text{ nm}/^\circ$ ,  $m_{T3} = 23,4 \text{ nm}/^\circ$ ). Im Anschluss daran wurde begonnen die Ionenstrahlätzanlage bezüglich ihrer Reproduzierbarkeit zu untersuchen. Über einen Zeitraum von 34 Monaten wurden nach jedem Ätzprozess die geätzte Stufenhöhe mittels Tastschnittgerät vermessen und in Kombination mit der Ätzzeit die Ätzrate bestimmt (vgl. Abbildung 0-2 im Anhang). Es zeigte sich, dass die Ätzrate in diesem Zeitraum zwischen  $R_{\text{MgO,min}} = 9,2 \text{ nm}/\text{min}$  und  $R_{\text{MgO,max}} = 13,1 \text{ nm}/\text{min}$  variierte. Dies kann gravierende Auswirkungen auf die Stufenhöhe haben und zeigt, dass eine regelmäßige Kontrolle der Ätzrate der Ionenstrahlätzanlage notwendig ist. Gegebenenfalls muss die Ätzzeit angepasst werden.

Um weitere Aspekte der Reproduzierbarkeit einschätzen zu können, wurden vier Stufenstrukturen unter den gleichen Bedingungen hergestellt. Die Belackung wurde am gleichen

---

<sup>2</sup> Bei der weiteren Analyse der Stufenwinkel in den Magnetometerfabrikation zeigte sich, dass Stufenwinkel bis  $\gamma = 45^\circ$  entstehen.

Tag vorgenommen, um Temperatur- oder Luftfeuchtigkeitsunterschiede zu vermeiden. Für die Backschritte wurden alle Substrate zeitgleich auf eine Heizplatte gelegt. Die Belichtung fand direkt nacheinander statt, sodass Abnutzungseffekte der Belichtungsquelle ausgeschlossen werden konnten. Die Entwicklung aller Proben wurde in frischem Entwickler mit der gleichen Zeit durchgeführt. Es wurden je zwei Proben zeitgleich auf einem Träger direkt nacheinander geätzt. Ätzzeit, beide Ätzwinkel und Ionenstrahlenergie wurden zwischen den beiden Ätzprozessen nicht geändert. Im Anschluss wurden die Proben mittels AFM analysiert. Die Stufenhöhen schwankten im Bereich zwischen  $h_{\text{Stufe,min}} = 383 \text{ nm}$  und  $h_{\text{Stufe,max}} = 393 \text{ nm}$ , was in hinreichendem Maße als reproduzierbar angesehen werden kann. Die Stufenwinkel schwankten im beträchtlich größeren Bereich zwischen  $\gamma_{\text{min}} = 31,4^\circ$  und  $\gamma_{\text{max}} = 37,3^\circ$ . Als mögliche Erklärung dafür kommen vor allem die manuellen Prozessschritte der Stufenherstellung infrage.

Die Lackapplikation ist einer davon. Dabei wird der Lack mit einer Pipette auf das Substrat aufgetragen, bevor das Lack-Schleuder-Programm gestartet wird. Es zeigte sich zwar, dass die Lackhöhenhomogenität im zu strukturierenden Bereich sehr hoch ist (vgl. Abschnitt 4.1.1). Dies sagt jedoch nichts über die Reproduzierbarkeit der Lackhöhe bei nacheinander belackten Substraten aus. Um an dieser Stelle mögliche, die Reproduzierbarkeit einschränkende Fehler zu vermeiden, wurde das Messen der Lackhöhe nach jeder Entwicklung mittels Tastschnittgerät in die Standardfabrikation aufgenommen. Dies darf nicht an der kritischen Lackkante erfolgen, da es dadurch zu Störungen der Lackkante kommen kann, sondern an dem unteren Teil der Lackstruktur. Bei größerer Abweichung von der optimalen Lackhöhe  $d_{\text{Lack}} = 1,8 \text{ }\mu\text{m}$ , muss die Lackstruktur mittels Aceton entfernt und der Herstellungsprozess von vorne begonnen werden. Eine systematische Abhängigkeit der Lackhöhe von Parametern wie beispielsweise Lackchargen, Temperatur, Luftfeuchtigkeit oder Bearbeitenden konnte im Laufe der vorliegenden Dissertation nicht gefunden werden.

Ein weiterer manueller Prozessschritt ist das Entwickeln der Lackstruktur. Dabei wird das Substrat mit einer Pinzette in den Entwickler getaucht, hin- und hergeschwenkt und nach Ablauf einer Entwicklungszeit, die mittels Stoppuhr gemessen wird, in Wasser gespült, um den Entwicklungsprozess zu unterbrechen. An dieser Stelle kann es vermehrt zu kleinen Unterschieden in Substratbewegung und Entwicklungszeit kommen, sodass unterschiedliche Lackkanten an der kritischen Struktur entstehen können beispielsweise mit Unter- oder

Überschnitten, die die Reproduzierbarkeit einschränken. Die große Schwankung der entstandenen Stufenwinkel in den Testreihen könnte darauf zurückzuführen sein. Eine Gegenmaßnahme ist die mikroskopische Untersuchung der Lackkante. Dabei kann die Lackkante auf Welligkeit geprüft und Unter- oder Überschnitte bei starker Ausprägung durch Variation des z-Fokus erkannt werden. Auch in diesem Fall muss die Lackschicht gegebenenfalls entfernt und der Herstellungsprozess von vorne begonnen werden. Eine REM-Analyse der Lackkante wäre an dieser Stelle die sicherste Variante, kann aufgrund der Probenpräparation im Vorfeld dieser nicht als Standardverfahren angewendet werden. Um Aufladungseffekten entgegenzuwirken, müssten die Lackstrukturen beschichtet werden und wären anschließend nicht mehr für den weiteren Prozessverlauf verwendbar. Eine Analyse der geätzten Stufe mittels Tastschnittgerät wurde in die Standardherstellung der Stufe mit aufgenommen, gibt jedoch ausschließlich Auskunft über die Stufenhöhe, deren Streuung gering ist. Eine Stufenwinkel-Analyse mittels AFM ist aus zeitlichen Gründen nur stichprobenartig möglich. Zudem birgt es die Gefahr der Verschmutzung, da das verwendete AFM nicht im Reinraum steht. Eine systematische Abhängigkeit der entstandenen Stufenwinkel von lithografischen Parametern konnte im Laufe der vorliegenden Dissertation nicht gefunden werden und scheint auf eine eingeschränkte Reproduzierbarkeit der Lackkante zurückführbar zu sein. Eine gewisse Variation des Stufenwinkels muss somit in Kauf genommen werden und beschränkt die Reproduzierbarkeit der Magnetometerfabrikation.

### **4.2 HTS-Schichtherstellung mittels gepulster Laserablation**

Die supraleitende YBCO-Schicht ist die wichtigste Komponente des Magnetometers. Sie definiert die supraleitenden Eigenschaften des späteren Bauelements wie die kritische Temperatur und die kritische Stromdichte und beeinflusst das Rauschverhalten. Sie muss optimale Parameter für die jeweilige Anwendung haben und mit hoher Reproduzierbarkeit herstellbar sein. Für die in der vorliegenden Dissertation verwendeten Magnetometer werden YBCO-Schichten mit hohen kritischen Temperaturen von  $T_c > 88$  K, kleinen Transistemperaturen und Widerstandsverhältnissen im Bereich zwischen  $RRR_{\min} = 3$  und  $RRR_{\max} = 3,5$  benötigt. Sie sollten bei einer Betriebstemperatur von  $T_B = 77,4$  K kritische Stromdichten im Bereich einiger MA/cm<sup>2</sup> sowie möglichst geringe Oberflächenrauheiten und möglichst niedrige Halbwertsbreiten der Rocking-Kurven in XRD-Spektren haben. Dementsprechend werden sie im folgenden Kapitel optimiert.



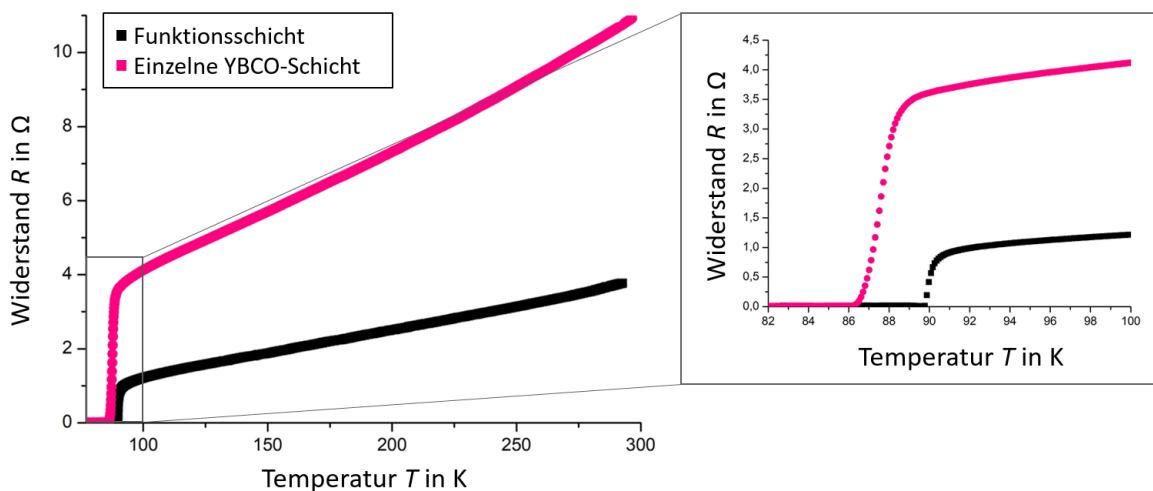
### 4.2.1 Schichtsysteme auf MgO

Wie in Abschnitt 2.4.3 erläutert, ist die Schichtabscheidung von YBCO auf MgO aufgrund der Gitterfehlpassung und der Degradationsanfälligkeit von MgO sehr herausfordernd. In der vorliegenden Dissertation wird deswegen in Anlehnung an Faley et al. ein Schichtsystem verwendet [97, 107, 185]. Das Schichtsystem besteht aus einer dünnen Schicht aus nicht-supraleitendem YBCO mit einer Schichtdicke von  $d_{\text{KYBCO}} = 15$  nm als Keimschicht, einer dünnen Schicht STO mit der Schichtdicke von  $d_{\text{STO}} = 20$  nm als Kontaminations- und Diffusionsbarriere und einer supraleitenden Funktionsschicht aus YBCO mit der Schichtdicke  $d_{\text{YBCO}} = 200$  nm. Alle Schichten werden *in situ* mithilfe eines Target-Karussells in der Laserablationsanlage auf MgO abgeschieden. Die erste YBCO-Schicht wird bei geringerer Temperatur als die STO-Schicht und die supraleitende Funktionsschicht abgeschieden und ist nicht supraleitend.

Um die Funktionalität dieser Schichtsysteme zu untersuchen, wurden Probenpaare hergestellt: Je ein MgO-Substrat mit einer einzelnen YBCO-Schicht und ein MgO-Substrat mit einem Schichtsystem. Die Beschichtungsparameter wurden für jedes Probenpaar so gewählt, dass die einzelne Schicht und die supraleitende Funktionsschicht des Schichtsystems gleich beschichtet wurden. Für verschiedene Probenpaare wurden verschiedene Parametersets verwendet. Um die morphologischen Eigenschaften der Schichten zu analysieren, wurden REM-Aufnahmen der Oberfläche aufgenommen. Um die supraleitenden Eigenschaften zu ermitteln, wurden Widerstand-Temperatur-Messungen ausgewertet. Eine tabellarische Auflistung aller Proben und die Ergebnisse der Analysen sind im Anhang dargelegt (vgl. Tabelle 0-1 im Anhang). Die jeweiligen Beschichtungsparameter können in der digitalen Datenbank des Leibniz-IPHT nachvollzogen werden.

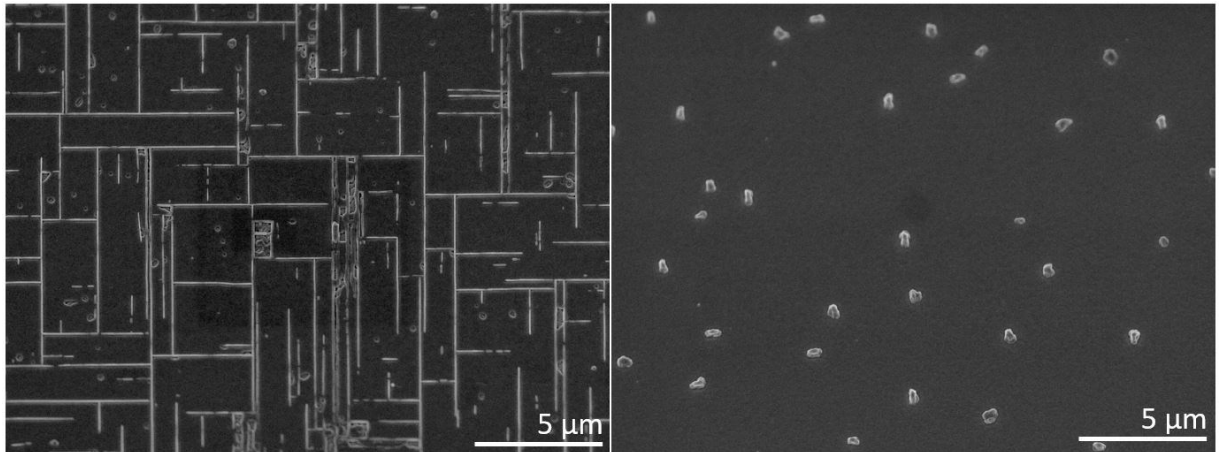
Ein exemplarischer Vergleich zweier Widerstand-Temperatur-Kurven eines Probenpaares ist in Abbildung 4-12 abgebildet. Sie zeigt die Widerstand-Temperatur-Kurven eines Schichtsystems (schwarz) und die einer einzelnen YBCO-Schicht (pink) eines Probenpaares. Die einzelne YBCO-Schicht zeigt mit einer kritischen Temperatur von  $T_c = 86,2$  K eine deutlich geringere kritische Temperatur als das Schichtsystem mit  $T_c = 89,8$  K. Die Transitemperatur mit  $\Delta T = 1,3$  K ist bei dem Schichtsystem geringer als die Transitemperatur der einzelnen YBCO-Schicht mit  $\Delta T = 2,4$  K. Das berechnete Widerstandsverhältnis des Schichtsystems liegt mit  $RRR = 3,05$  im optimalen Bereich. Das Widerstandsverhältnis der einzelnen

Schicht liegt bei  $RRR = 2,65$  und damit unter dem optimalen Bereich. Das gleiche Verhalten zeigt sich auch für die anderen Probenpaare. Die kritische Temperatur der Schichtsysteme ist größer und die Transisttemperatur geringer als beim jeweiligen Probenpartner. Die Widerstandsverhältnisse der Schichtsysteme sind größer als die der einzelnen YBCO-Schichten und ein Großteil liegt im optimalen Bereich. Die einzelnen Schichten haben geringere Widerstandsverhältnisse und liegen mit einer Ausnahme (vgl. Tabelle 0-1, Probenpaar 5) unterhalb des optimalen Bereiches. Das Schichtsystem sorgt somit für bessere supraleitende Eigenschaften.



**Abbildung 4-12** Widerstand-Temperatur-Diagramm der Funktionsschicht eines Schichtsystems (schwarz) und einer einzelnen YBCO-Schicht (pink).

Exemplarische REM-Aufnahmen der Oberflächen zwei Proben eines Probenpaares sind in Abbildung 4-13 gezeigt. Die REM-Aufnahme der einzelnen YBCO-Schicht zeigt eine sehr unebene Oberfläche mit vielen sogenannten Stapeln (Abbildung 4-13, links). Diese entstehen, wenn das YBCO-Wachstum gestört ist und statt der  $c$ -Achse des YBCOs dessen  $a$ -Achse senkrecht zur Oberfläche wächst. Dieses Verhalten wird auf die große Fehlanpassung der Gitterkonstanten von MgO ( $a = b = 4,21 \text{ \AA}$ ) und YBCO ( $a = 3,82 \text{ \AA}$  und  $b = 3,89 \text{ \AA}$ ) zurückgeführt. Die Oberflächenrauheit, die mithilfe einer AFM-Messung bestimmt wurde, ist  $R_q = 13,2 \text{ nm}$ . Die Oberfläche des Schichtsystems (Abbildung 4-13, rechts) zeigt eine ebene glatte Schicht mit einigen Ausscheidungen, die durch eine EDX-Analyse als Kupferoxid-Ausscheidungen identifiziert werden konnten. Sie bilden sich durch überrepräsentiertes Material bei der Beschichtung. Die Oberflächenrauheit beträgt  $R_q = 2,2 \text{ nm}$ . Ähnliche Oberflächenstrukturen wurden ebenfalls für die anderen Probenpaare gefunden.



**Abbildung 4-13** REM-Aufnahme der Oberflächen einer einzelnen YBCO-Schicht (links) und der Funktionsschicht eines Schichtsystems (rechts).

Die REM-Aufnahmen lassen auf ein geändertes Wachstum der YBCO-Funktionsschicht durch die Pufferschichten und eine dadurch entstehende höhere Schichtqualität schließen. Resultierend daraus verbessern sich die supraleitenden Schichteigenschaften. Die Funktionalität des mittels in situ Laserablation abgeschiedenen Schichtsystems konnte bestätigt werden und wurde als fester Bestandteil in die Magnetometerherstellung aufgenommen.

### 4.2.2 Analyse der Beschichtungsparameter

Nachdem gezeigt wurde, dass die Schichtsysteme bessere supraleitende und morphologische Eigenschaften als einzelne YBCO-Schichten aufweisen, behandelt dieser Abschnitt die Optimierung der Funktionsschichten. Deren Schichtqualität wird maßgeblich während der Laserablation über eine geeignete Wahl der Beschichtungsparameter festgelegt. Kenntnisse über die Auswirkungen der einzelnen Beschichtungsparameter zu haben und das Finden eines optimalen Parametersets sind demnach essenziell.

Im Folgenden werden verschiedene Beschichtungsparameter hinsichtlich ihres Einflusses auf die Funktionsschichten untersucht, wobei der Schwerpunkt auf die Beschichtungstemperatur  $T_S$ , den Target-Substrat-Abstand  $d_{TS}$ , die Laserenergiedichte  $H_L$  und den Sauerstoffdruck  $p_{O_2}$  während der Beschichtung gelegt wurde. Als Beschichtungstemperatur wird die Temperatur bezeichnet, die im zur Ablationsanlage gehörigen Bedienungsprogramm eingestellt wird. Sie wird mithilfe eines Thermocouples gemessen, auf das der Heizer aufgesteckt wird. Ein PID-Regler (Aus dem Engl.: *proportional-integral-derivative*) variiert bei Abweichung der gemessenen von der eingestellten Heizertemperatur den Heizstrom. Der Abstand wird über den Heizer-Manipulator eingestellt und vor jeder Beschichtung überprüft.

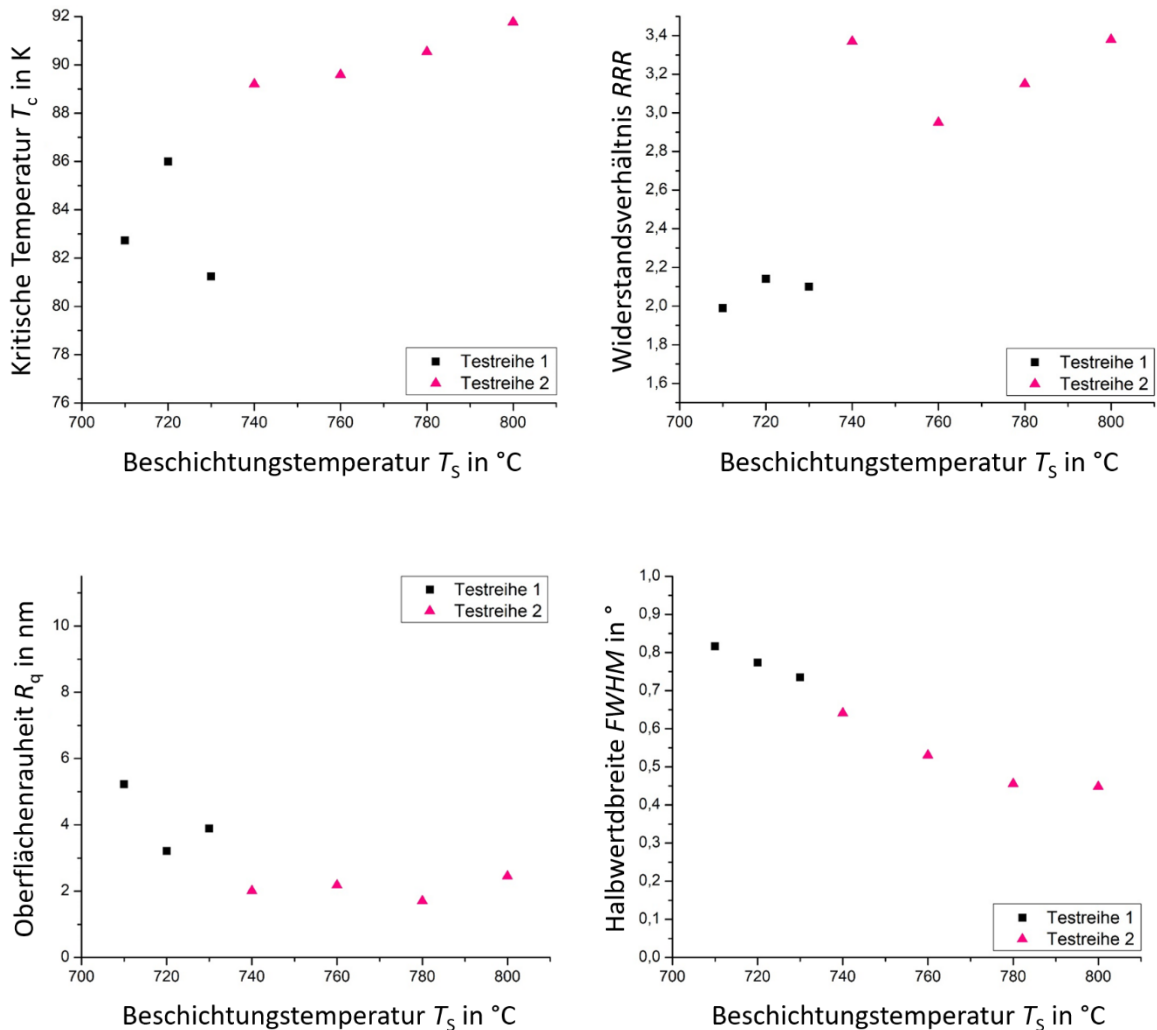
Die Laserenergie wird über das zum Laser gehörige Bedientableau eingestellt und mit einem Energiemesser zwischen Blende und Einkoppelfenster vor jeder Beschichtung gemessen. In Kombination mit den Blendenausmaßen wird die Laserenergiedichte an dieser Stelle bestimmt. Der Sauerstoffdruck wird über ein Bypass-Ventil eingestellt, von einem Drucksensor gemessen und im zur Ablationsanlage gehörigen Bedienungsprogramm ausgegeben.

Um die Einflüsse auf die Schichtsysteme zu analysieren, wurden verschiedenen MgO-Substrate beschichtet und zu Testreihen gruppiert. In jeder Testreihe wurde ein Parameter verändert, während alle anderen konstant gehalten wurden. Um die Schichteigenschaften zu vergleichen, wurde von jeder Schicht ein Widerstand-Temperatur-Diagramm aufgenommen und dadurch die kritische Temperatur und das Widerstandsverhältnis ermittelt. Zudem wurde jede Probe mittels AFM bezüglich ihrer Oberflächenrauheit und mittels XRD bezüglich der Halbwertsbreite der Rocking-Kurve analysiert. Insgesamt wurden 20 Testschichten in 7 Testreihen untersucht. Eine tabellarische Übersicht über die Testreihen ist der Tabelle 0-2 und eine Übersicht über die Ergebnisse der supraleitenden und morphologischen Analyse der Tabelle 0-3 im Anhang zu entnehmen. Die jeweiligen Beschichtungsparameter können in der digitalen Datenbank des Leibniz-IPHT nachvollzogen werden.

Abbildung 4-14 zeigt den Einfluss der Beschichtungstemperatur auf die kritische Temperatur, das Widerstandsverhältnis, die Oberflächenrauheit und die Halbwertsbreite der Rocking-Kurve der jeweiligen Proben. Die Proben der Testreihe 1 zeigen eine maximale kritische Temperatur von  $T_c = 86,0$  K bei einer Beschichtungstemperatur von  $T_S = 720$  °C (Abbildung 4-14, links, oben). Die Proben der Testreihe 2 erreichen ihr Maximum im variierten Bereich bei einer kritischen Temperatur von  $T_c = 91,8$  K für eine Beschichtungstemperatur von  $T_S = 800$  °C. Die Testreihe 2 wurde an dieser Stelle abgebrochen, da eine weitere Erhöhung der Beschichtungstemperatur zu einer schnelleren Degradierung des Heizers geführt hätte. Die Proben der Testreihe 1 haben deutlich niedrigere kritische Temperaturen als die Proben der Testreihe 2. Die Widerstandsverhältnisse der Proben (vgl. Abbildung 4-14, rechts, oben) zeigen bei Variation der Beschichtungstemperatur keine so deutlichen Maxima wie die kritischen Temperaturen. Proben der Testreihe 1 haben niedrigere Widerstandsverhältnisse mit großem Abstand zum optimalen Bereich, während alle Proben der Testreihe 2 Widerstandswerte im optimalen Bereich zeigen. Die Oberflächenrauheiten der

## Ergebnisse und Diskussion

Proben der Testreihe 1 sind höher als die der Proben der Testreihe 2 (vgl. Abbildung 4-14, links, unten). Bezüglich der Rocking-Kurven zeigen die Schichten der Testreihe 1 breitere Halbwertsbreiten als die Schichten der Testreihe 2 (vgl. Abbildung 4-14, rechts, unten). Die Betrachtung der Datenpunkte vermittelt den Eindruck, dass mit steigender Beschichtungstemperatur, die Halbwertsbreite der Rocking-Kurve schmaler wird.



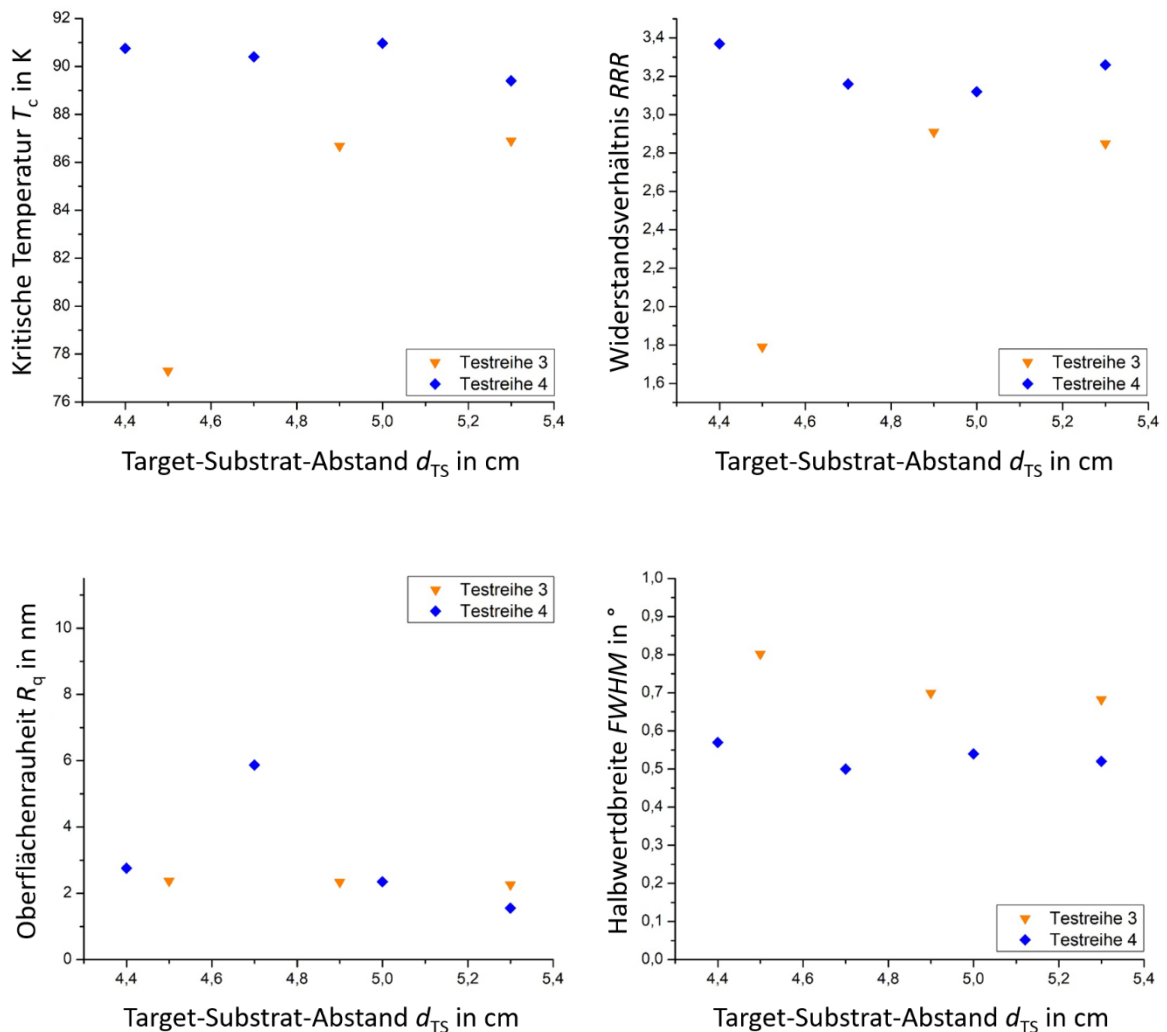
**Abbildung 4-14** Kritische Temperatur  $T_c$ , Widerstandsverhältnis  $RRR$ , Oberflächenrauheit  $R_q$  und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve  $FWHM$  von hergestellten Schichten aufgetragen über der jeweiligen Beschichtungstemperatur  $T_S$  während der Beschichtung.

Es zeigt sich, dass die Proben der Testreihe 2 bessere supraleitende und morphologische Eigenschaften haben. Dies scheint an der höheren Beschichtungstemperatur zu liegen. Eine höhere Beschichtungstemperatur stellt dem zu kondensierenden Material auf dem Substrat mehr Energie für das Wachstum einer Schicht zur Verfügung. Eine höhere Kristallinität kann so erreicht werden, was sich in den supraleitenden Eigenschaften durch höhere kritische Temperaturen und Widerstandsverhältnisse im optimalen Bereich niederschlägt. Da

## Ergebnisse und Diskussion

Target-Substrat-Abstand, Sauerstoffdruck und Laserenergiedichte zwischen den Beschichtungen der Testreihe 1 und der Testreihe 2 variieren, bedarf es weiteren Untersuchungen, um diese These zu unterstützen.

Abbildung 4-15 zeigt den Einfluss des Target-Substrat-Abstandes auf die kritische Temperatur, das Widerstandsverhältnis, die Oberflächenrauheit und die Halbwertsbreite der Rocking-Kurve der jeweiligen Proben.



**Abbildung 4-15** Kritische Temperatur  $T_c$ , Widerstandsverhältnis  $RRR$ , Oberflächenrauheit  $R_q$  und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve  $FWHM$  von hergestellten Schichten aufgetragen über dem jeweiligen Target-Substrat-Abstand  $d_{TS}$  während der Beschichtung.

Testreihe 3 zeigt für kurze Abstände sehr niedrige kritische Temperaturen von  $T_c = 77,4$  K (vgl. Abbildung 4-15, links, oben). Für größere Abstände steigen die kritischen Temperaturen, bleiben jedoch unter dem Grenzwert für funktionale Schichten von  $T_c = 88$  K. Testreihe 4 zeigt wenig Variation der kritischen Temperatur bei verändertem Target-Substrat-Abstand und alle Proben haben kritische Temperaturen deutlich über dem Grenzwert von

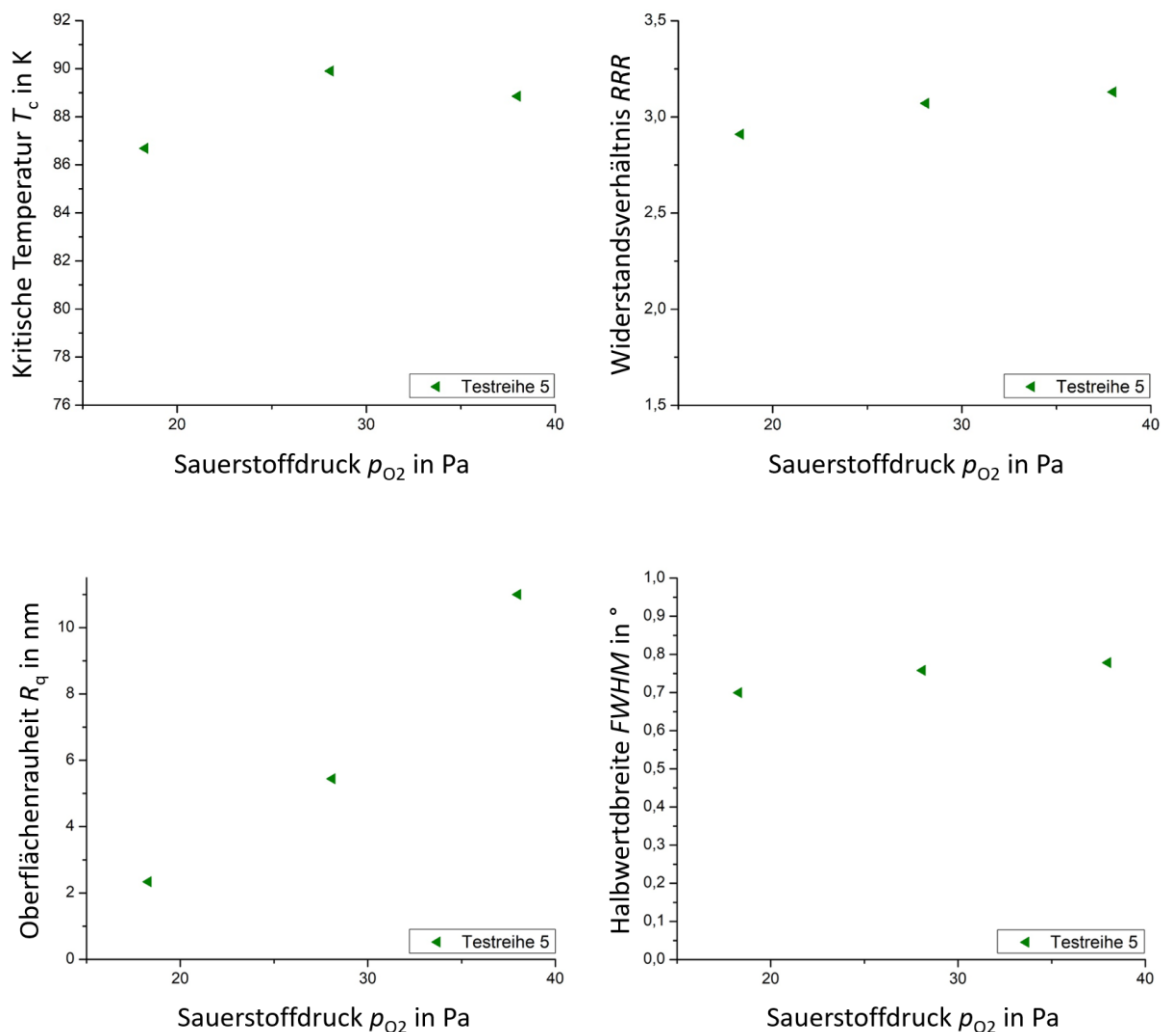
$T_c = 88$  K. Die Widerstandsverhältnisse der Proben zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die kritische Temperatur (vgl. Abbildung 4-15, rechts, oben). Die Probe der Testreihe 3, beschichtet unter kurzem Abstand, hat mit  $RRR = 1,79$  einen sehr geringen Wert, der deutlich außerhalb des optimalen Bereiches liegt. Für größere Abstände zeigen sich Werte näher am optimalen Bereich, aber außerhalb dessen. Die Schichten der Testreihe 4, beschichtet bei höheren Beschichtungstemperaturen und höherem Sauerstoffdruck, weisen im variierten Intervall alle Werte im optimalen Bereich auf und zeigen keine signifikante Veränderung bei verändertem Abstand. Bezüglich ihrer Oberflächenrauheiten liegen beide Testreihen im gleichen Bereich und zeigen kaum Variation (vgl. Abbildung 4-15, links, unten). Eine Ausnahme bildet Probe 2 der Testreihe 4. Die Halbwertsbreiten der Rocking-Kurven der Proben der Testreihe 3 liegen über denen der Testreihe 4 (vgl. Abbildung 4-15, rechts, unten). Der erste Datenpunkt der Testreihe 3 zeigt die höchste Halbwertsbreite und somit die schlechteste Schichtkristallinität. Dies ist ursächlich für die niedrige kritische Temperatur und das niedrige Widerstandsverhältnis. Die Schichten der Testreihe 4 zeigen niedrige Halbwertsbreiten, was für hohe Schichtqualitäten spricht, und zeigen wenig Variation über den geänderten Abstand.

Die Proben der Testreihe 4, die bessere supraleitende und morphologische Eigenschaften als die Proben der Testreihe 3 zeigen, wurden bei höheren Beschichtungstemperaturen und unter höheren Sauerstoffdrücken beschichtet. Dies unterstützt einerseits die These, dass höhere Beschichtungstemperaturen Schichten mit hoher Kristallinität und somit guten supraleitenden Eigenschaften erzeugen. Andererseits lässt es eine Aussage über die Plasmafackel zu: Die Proben der Testreihe 3 wurden im Vergleich zu den Proben der Testreihe 4 mit niedrigerem Sauerstoffdruck und nahezu gleichbleibender Laserenergiedichte beschichtet. Bei niedrigem Sauerstoffdruck kann sich die Plasmafackel weiter ausbreiten und ist somit größer. Wird in diesem Fall ein kleiner Target-Substrat-Abstand gewählt, befindet sich das Substrat während der Beschichtung in der Plasmafackel, was nicht zu einer hinreichend guten Kristallinität und somit zu schlechten supraleitenden Eigenschaften führt. Die Proben der Testreihe 4 wurden bei höherem Sauerstoffdruck beschichtet, somit war die Plasmafackel kleiner und das Substrat lag außerhalb des sichtbaren Bereiches der Plasmafackel. Dies sorgt für höhere Kristallinität und entsprechend besseren supraleitenden Eigenschaften. Da die verschiedenen Proben der Testreihe 4 innerhalb der Abstandsvariation kaum Unterschiede in den morphologischen und supraleitenden Eigenschaften zeigen,

## Ergebnisse und Diskussion

liegt der Schluss nahe, dass die Substrate in einem Bereich konstanter Eigenschaften der Plasmafackel beschichtet wurden.

Abbildung 4-16 zeigt den Einfluss des Sauerstoffdrucks auf die kritische Temperatur, das Widerstandsverhältnis, die Oberflächenrauheit und die Halbwertsbreite der Rocking-Kurve der jeweiligen Proben.



**Abbildung 4-16** Kritische Temperatur  $T_c$ , Widerstandsverhältnis  $RRR$ , Oberflächenrauheit  $R_q$  und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve  $FWHM$  von hergestellten Schichten aufgetragen über dem jeweiligen Sauerstoffdruck  $p_{O_2}$  während der Beschichtung.

Die Schichten der Testreihe 5 zeigen ein Maximum der kritischen Temperaturen von  $T_c = 89,9$  K bei einem Sauerstoffdruck von  $p_{O_2} = 28$  Pa (vgl. Abbildung 4-16, links, oben). Die Widerstandsverhältnisse der entstandenen Proben zeigen einen leichten Anstieg mit vergrößertem Sauerstoffdruck (Abbildung 4-16, rechts, oben). Datenpunkt 1 liegt mit  $RRR = 2,91$  knapp unter dem optimalen Bereich. Datenpunkt 2 und 3 liegen im optimalen Bereich. Abbildung 4-16 (links, unten) zeigt die Oberflächenrauheiten der verschiedenen



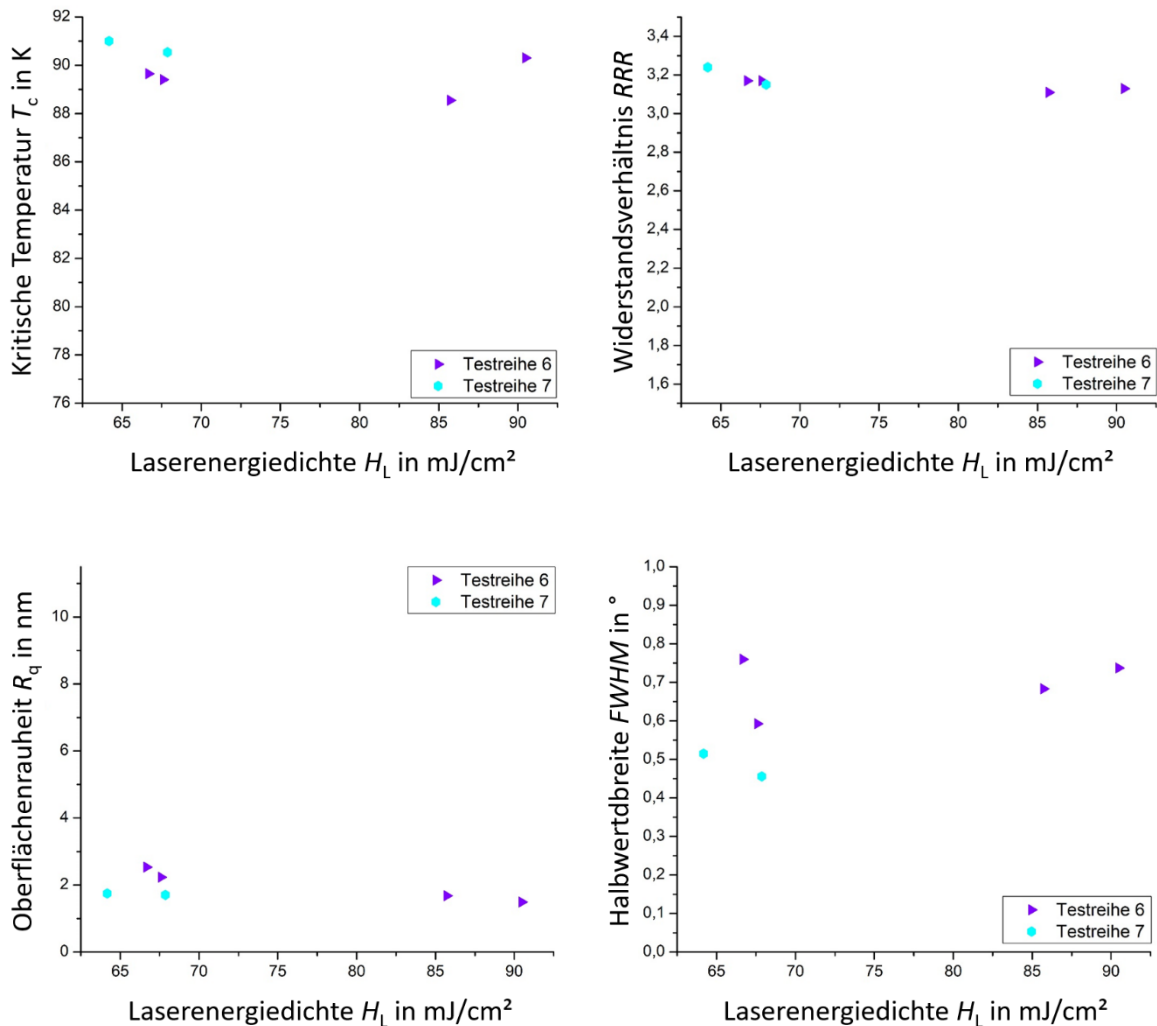
Proben, die mit vergrößertem Sauerstoffdruck stark ansteigen. Die Halbwertsbreiten der Rocking-Kurven der verschiedenen Proben zeigen wenig Variation bei verändertem Sauerstoffdruck (vgl. Abbildung 4-16, rechts, unten).

Der Sauerstoffgehalt während der Beschichtung sorgt einerseits dafür, dass sich während der Beschichtung die gewollte Stöchiometrie einstellt. Bei der Laserablation ist das eine nicht supraleitende, tetragonale Phase, die durch anschließendes Abkühlen unter höherem Sauerstoffdruck in die supraleitende, orthogonale Phase umgewandelt wird. Da alle Proben der Testreihe supraleitend werden, kann angenommen werden, dass alle Proben die gewollte Stöchiometrie besitzen. Andererseits beeinflusst der Sauerstoffgehalt während der Beschichtung die Ausmaße der Plasmafackel. Bei niedrigem Sauerstoffdruck kann sich die Plasmafackel weit ausdehnen, bei gleichbleibendem Abstand ist das Substrat somit näher am sichtbaren Bereich der Plasmafackel. Dies wirkt sich ungünstig auf die kritische Temperatur und das Widerstandsverhältnis aus, wie bei Datenpunkt 1 der Testreihe 5 zusehen. Mit steigendem Sauerstoffdruck verkleinert sich die Plasmafackel. Das Substrat ist in besserer Positionierung zur Plasmafackel, die kritischen Temperaturen der entstehenden Schichten sind höher und die Widerstandsverhältnisse liegen im optimalen Bereich. Mit weiter steigendem Druck wird die Plasmafackel weiter verkleinert.

Abbildung 4-17 zeigt den Einfluss der Laserenergiedichte auf die kritische Temperatur, das Widerstandsverhältnis, die Oberflächenrauheit und die Halbwertsbreite der Rocking-Kurve der jeweiligen Proben. Sowohl Testreihe 6 als auch Testreihe 7 zeigen wenig Variation der kritischen Temperatur durch die veränderte Laserenergiedichte (vgl. Abbildung 4-17, links, oben). Alle entstandenen Proben haben kritische Temperaturen über  $T_c = 88$  K. Die kritischen Temperaturen der Schichten der Testreihe 7, beschichtet bei höheren Beschichtungstemperaturen, haben etwas höhere kritische Temperaturen als die Proben der Testreihe 6. Die Widerstandsverhältnisse aller Schichten liegen im optimalen Bereich und auch in diesem Fall herrscht geringe Variation bei veränderter Laserenergiedichte vor (vgl. Abbildung 4-17, rechts, oben). Die Oberflächenrauheiten der entstandenen Schichten zeigen nahezu keine Veränderung im variierten Bereich der Laserenergiedichte (vgl. Abbildung 4-17, links, unten). Die der Proben aus Testreihe 7 sind bei ähnlichen Laserenergiedichten

## Ergebnisse und Diskussion

minimal niedriger als die der Testreihe 6. Die Proben der Testreihe 6 zeigen breitere Rocking-Kurven als die Proben der Testreihe 7 (vgl. Abbildung 4-17, rechts, unten). Dies deutet darauf hin, dass die Kristallinitäten der Proben der Testreihe 7 höher sind.



**Abbildung 4-17** Kritische Temperatur  $T_c$ , Widerstandsverhältnis  $RRR$ , Oberflächenrauheit  $R_q$  und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve  $FWHM$  von hergestellten Schichten aufgetragen über der jeweiligen Laserenergiedichte  $H_L$  während der Beschichtung.

Testreihe 6 und 7 unterscheiden sich in ihren Beschichtungsparametern neben der variierten Laserenergiedichte ausschließlich bezüglich der Beschichtungstemperatur. Die Proben der Testreihe 7 wurden mit höheren Temperaturen beschichtet und zeigen geringere Halbwertsbreite und höhere kritische Temperaturen. Dies stützt die These, dass höhere Beschichtungstemperaturen bessere morphologische und supraleitende Eigenschaften in den entstehenden Schichten bewirken. Dass sich wenig Variation bei veränderter Laserenergiedichte zeigt, unterstützt die These einer optimalen Positionierung des Substrats zur Plas-

mafackel. Die Laserenergiedichte beeinflusst wie der Sauerstoffpartialdruck die Ausdehnung der Plasmafackel. Im variierten Bereich hat die Änderung jedoch wenig Einfluss auf die supraleitenden und morphologischen Eigenschaften der Proben, was auf die Positionierung des Substrats in einem optimalen Bereich der Plasmafackel hindeutet.

Im Rahmen dieser Versuche zeigte sich, dass die supraleitenden und die morphologischen Eigenschaften miteinander korrelieren. Schichten mit hohen kritischen Temperaturen haben auch Widerstandsverhältnisse im optimalen Bereich oder nur sehr knapp darunter und niedrige Halbwertsbreite der Rocking-Kurve. Das bedeutet, dass je besser die Kristallinität der Probe ist, desto höher die kritische Temperatur und optimaler die Widerstandsverhältnisse. Die Oberflächenrauheit der Proben scheint weniger geeignet, um Rückschlüsse über die supraleitenden Eigenschaften zu ziehen. Beispielsweise zeigen Testreihen 3 und 4 unterschiedliche supraleitende Eigenschaften, aber nahezu gleiche Oberflächenrauheiten. Zudem scheint die Oberflächenrauheitsanalyse durch die kleine Analysefläche von  $A_{AFM} = 5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  anfällig für Ausreißer zu sein. Ist in diesem Bereich eine nicht repräsentative Unebenheit beispielsweise eine Ausscheidung oder ein Droplet, kann die Messung verfälscht werden. Dies scheint bei Datenpunkt 2 der Testreihe 4 oder Datenpunkt 3 aus Testreihe 5 der Fall zu sein, die trotz hoher kritischer Temperaturen und Widerstandsverhältnissen im optimalen Bereich hohe Oberflächenrauheiten zeigen.

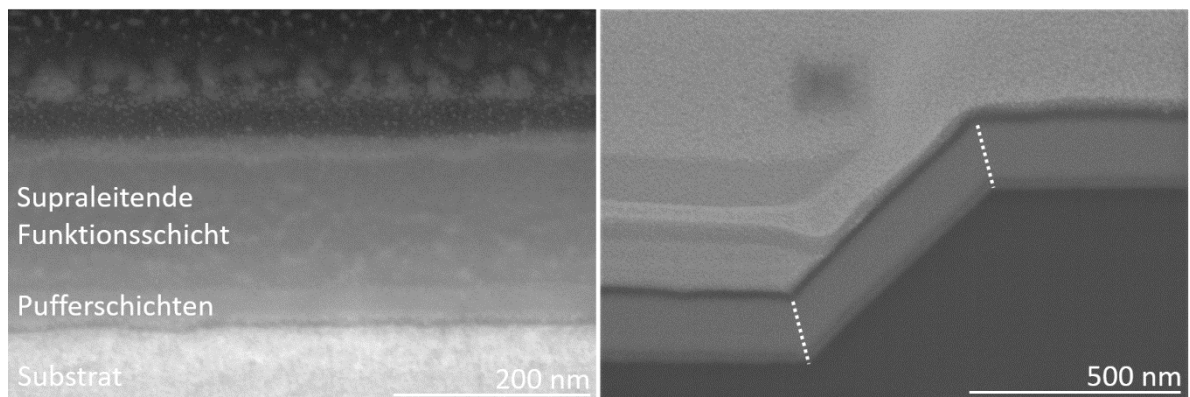
Für die Beschichtungsparameter lassen sich durch die durchgeführten Versuche verschiedene Schlüsse ziehen: Hohe Beschichtungstemperaturen führen zu besseren morphologischen und supraleitenden Eigenschaften. So sind alle Schichten mit kritischen Temperaturen ab  $T_c = 90,5 \text{ K}$  und entsprechenden Widerstandsverhältnissen und Halbwertsbreiten der Rocking-Kurven bei Beschichtungstemperaturen von mindestens  $T_s = 760 \text{ °C}$  beschichtet worden. Beschichtungstemperaturen von  $T_s = 800 \text{ °C}$  und mehr werden aufgrund der erhöhten Verschleißgefahr des Heizers nicht für die reguläre Magnetometerfabrikation verwendet. Die optimale Beschichtungstemperatur liegt somit zwischen  $T_s = 760 \text{ °C}$  und  $T_s = 780 \text{ °C}$ . Auch bezüglich Target-Substrat-Abstand, Sauerstoffdruck und Laserenergiedichte, die alle Einfluss auf die Plasmafackel beziehungsweise die Positionierung des Substrats bezüglich der Plasmafackel haben, gibt es optimale Werte. Es scheint bezüglich der Positionierung des Substrats einen homogenen, optimalen Bereich der Plasmafackel zu geben, in dem die supraleitenden und die morphologischen Eigenschaften der entstehenden

Schichten hinreichend gut sind und in dem eine Variation der Positionierung des Substrats wenig Einfluss auf diese Eigenschaften hat. Dies erklärt, warum die Proben der Testreihe 4 bei Variation des Abstandes und Testreihen 6 und 7 bei Variation der Laserenergiedichte in den jeweilig geänderten Bereichen kaum Änderungen der morphologischen und supraleitenden Eigenschaften zeigen. Bezüglich des Sauerstoffdrucks zeigt sich, dass alle Schichten, die mit einem Sauerstoffdruck von  $p_{O_2} = 28$  Pa beschichtet wurden, unabhängig von den anderen Beschichtungsparametern kritische Temperaturen über  $T_c = 88$  K aufweisen. Schichten, die mit einem Sauerstoffdruck von  $p_{O_2} = 18$  Pa beschichtet wurden, zeigen alle schlechtere supraleitende Eigenschaften. Eine Abgrenzung des optimalen Sauerstoffdrucks nach oben wurde im Rahmen der angefertigten Versuche nicht durchgeführt. Als optimaler Sauerstoffdruck während der Beschichtung wird  $p_{O_2} = 28$  Pa angesehen. In Kombination mit der Beschichtungstemperatur ergeben sich somit deutliche Leitlinien entlang derer hinreichend gute supraleitende Schichten reproduzierbar hergestellt werden können.

Zu beachten ist, dass diese Parameterabhängigkeiten mit dem verwendeten Target verbunden sind. Die Targets bestehen aus gesintertem Material und werden käuflich erworben. Trotz der gleichen Herstellerangaben für Zusammensetzung und Dichte verschiedener Targets, können bereits bei der optischen Analyse der Targets Unterschiede ausgemacht werden. Eine EDX-Analyse von verschiedenen Targets bestätigte diese Vermutung. Die Targets variieren untereinander bezüglich ihrer Stöchiometrie (vgl. Tabelle 0-4 im Anhang). Um den Einfluss dieser Variation auf Beschichtungen einschätzen zu können, wurden drei MgO-Substrate mit unterschiedlichen Targets und sonst gleichen Beschichtungsparametern beschichtet und bezüglich ihrer supraleitenden Eigenschaften untersucht. Eine tabellarische Übersicht ist in Tabelle 0-5 im Anhang zu entnehmen. Die Schicht, die mit dem zu diesem Zeitpunkt eingesetzten Target hergestellt wurde, zeigte hinreichend gute supraleitende Eigenschaften mit  $T_c = 88,4$  K und  $RRR = 3,01$ . Die Schichten hergestellt mit den anderen Targets zeigten keine hinreichend guten supraleitenden Eigenschaften (Target 4:  $T_c = 84,9$  K und  $RRR = 2,89$ ; Target 5:  $T_c = 83,2$  K und  $RRR = 3,03$ ). Das zeigt den großen Einfluss der Targets auf die Eigenschaften der entstandenen Schichten. Für jedes Target muss somit ein neues optimales Beschichtungsparameterset gefunden werden.

Mithilfe der vorangegangenen Untersuchungen können Schichtsysteme mit optimalen supraleitenden und morphologischen Eigenschaften reproduzierbar hergestellt werden. Diese

Schichten haben kritische Stromdichten von  $j_c = 2,5 \text{ MA/cm}^2$  bis  $j_c = 6,5 \text{ MA/cm}^2$ . Die REM-Aufnahme eines mittels FIB-Schnitt präparierten Querschnitts einer solchen Schicht ist in Abbildung 4-18, links, dargestellt. Deutlich erkennt man Substrat, Pufferschichten und die YBCO-Funktionsschicht. Diese Schichten werden auf die MgO-Substrate, in die zuvor die Stufe geätzt wurde, abgeschieden. In Abbildung 4-18 (rechts) ist die REM-Aufnahme eines Querschnitts über eine beschichtete Stufe zu sehen. Das Schichtsystem legt sich ebenmäßig auf die Stufenstruktur und an der unteren und oberen Kante bilden sich zwei in Reihe geschaltete Josephson-Kontakte. (gestrichelte Linie).



**Abbildung 4-18** REM-Aufnahme eines Querschnitts durch das Schichtsystem mit Substrat, Pufferschichten und supraleitender Funktionsschicht (links) und Querschnitt eines Schichtsystems auf einer MgO-Stufe (rechts) mit schematisch eingezeichneten Josephson-Kontakten (gestrichelte Linie).

### 4.3 Integrierte HTS-Magnetometer

In diesem Kapitel werden das Design der integrierten HTS-Magnetometer, sowie die Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung und der Rauschanalyse dargelegt.

#### 4.3.1 Design

Das Design der integrierten Magnetometer ist in Abbildung 4-19 dargestellt. Es wird auf einem MgO-Substrat der Größe  $A_S = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$  hergestellt und besteht aus einer Aufnehmerfläche mit den Außenmaßen  $D_p = 12,6 \text{ mm}$  beziehungsweise  $D_p = 13,5 \text{ mm}$  und einer Innenabmessung von  $d_p = 7,0 \text{ mm}$ . Daraus ergeben sich durch Berechnung der Formeln aus Kapitel 2.4.1 eine effektive Fläche von  $A_p = 91,60 \text{ mm}^2$  und eine Induktivität von  $L_p = 12,53 \text{ nH}$ . Die Aufnehmerfläche ist direkt an vier Haarnadel-SQUIDs gekoppelt. Diese haben verschiedene Josephson-Kontaktbreiten und verschiedene SQUID-Schleifenlängen, um gegebenenfalls Abweichungen im Fabrikationsprozess ausgleichen zu können.

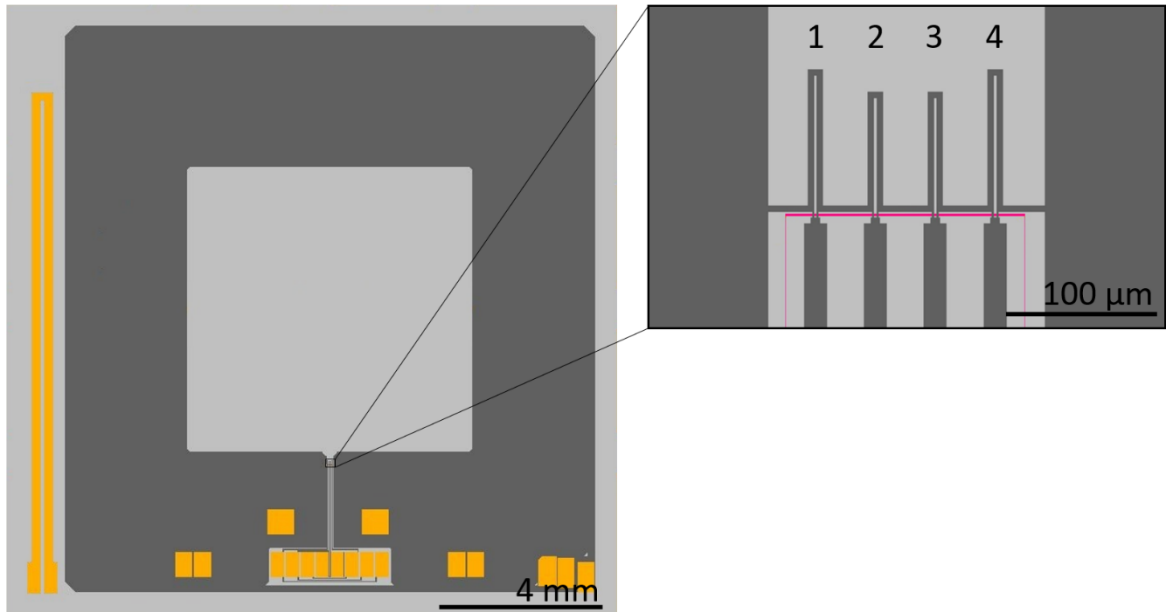


Abbildung 4-19 Schematische Darstellung des Designs der integrierten Magnetometer auf MgO-Substrat der Größe  $A_5 = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$  (hellgrau) mit Aufnahmeoberfläche aus Schichtsystem (dunkelgrau), Heizer und Kontaktpads (gelb) und in Vergrößerung vier SQUIDs mit angedeuteter Stufe (pink) und direkter Verbindung zur Aufnahmeoberfläche.

In Abbildung 4-20 ist eine Mikroskopieaufnahme der vier SQUIDs in direkter Verbindung zur Aufnahmeoberfläche zu sehen (links), zudem REM-Aufnahmen der vier SQUIDs (Mitte) und eine REM-Aufnahme des Josephson-Kontaktbereiches (rechts). Die supraleitenden Bahnen führen über die Stufe und erzeugen an der oberen und der unteren Kante der Stufe die Josephson-Kontakte.

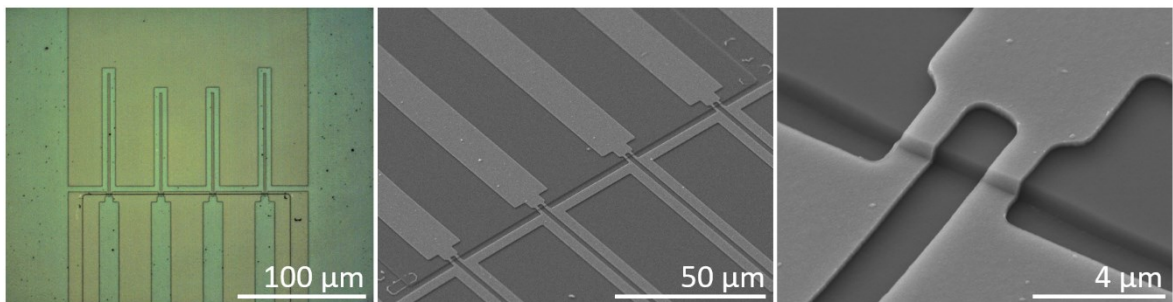


Abbildung 4-20 Mikroskopie-Aufnahme der vier SQUIDs mit unterschiedlichen geometrischen Eigenschaften direkt verbunden mit der Aufnahmeoberfläche (links), REM-Aufnahme der vier SQUIDs (wegen der besseren Sichtbarkeit der Stufe um  $180^\circ$  gedreht, Mitte) und REM-Aufnahme des Josephson-Kontakt-Bereiches mit Stufe und den beiden darüber laufenden supraleitenden Bahnen, in denen sich die Josephson-Kontakte an der oberen und der unteren Stufenkante bilden (rechts).

Die verschiedenen geometrischen Eigenschaften sowie die berechneten SQUID-Induktivitäten und die effektiven Flächen in Kombination mit der Aufnahmeoberfläche sind in Tabelle 4-1 aufgelistet. Die SQUID-Induktivität und die effektive Fläche wurden mit den Formeln aus Kapitel 2.4.1 unter der Annahme, dass Schichtdicke  $t_{\text{YBCO}} = 200 \text{ nm}$  und London'sche

## Ergebnisse und Diskussion

Eindringtiefe  $\lambda_L = 305$  nm sind, berechnet. Die London'sche Eindringtiefe wurde durch Formel (2.2) mit einer Eindringtiefe von  $\lambda_L(0) = 160$  nm [15], einer Betriebstemperatur von  $T_B = 77,4$  K und kritischen Temperatur von  $T_c = 90,5$  K abgeschätzt.

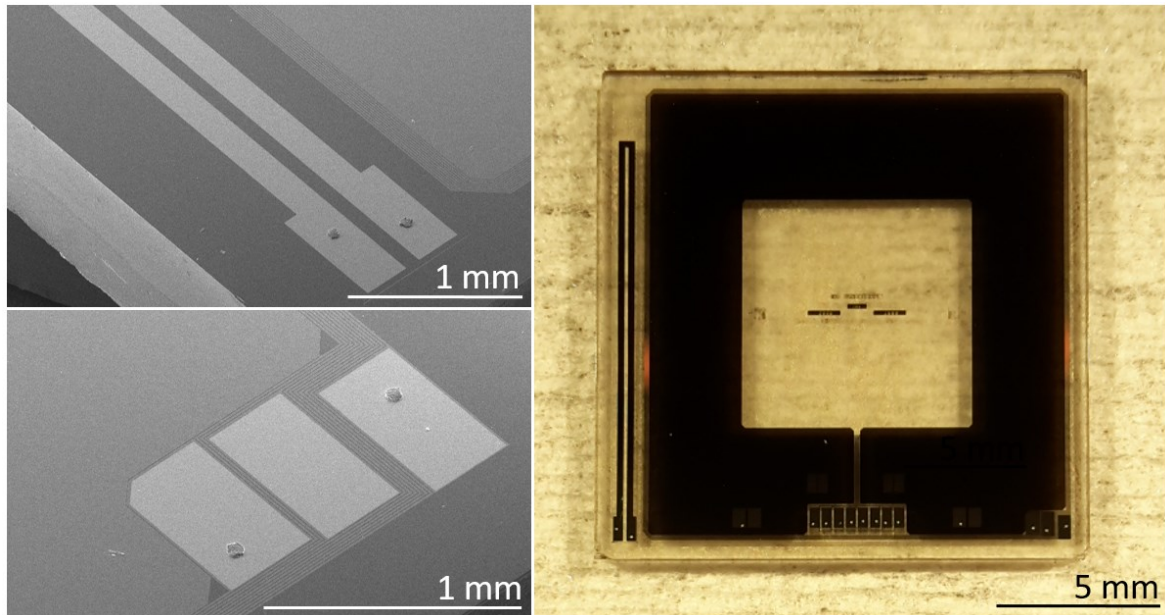
**Tabelle 4-1 Übersicht über geometrische Eigenschaften der SQUIDs mit Josephson-Kontaktbreiten  $w_{JK}$  und SQUID-Schlaufenlängen  $l_{SQ}$  und berechneten SQUID-Induktivitäten  $L_{SQ}$  und effektiven Flächen  $A_{eff}$ .**

SQUID-Nummer	$w_{JK}$ in $\mu\text{m}$	$l_{SQ}$ in $\mu\text{m}$	$L_{SQ}$ in pH	$A_{eff}$ in $\text{mm}^2$
1	0,8	95,0	95,8	0,70
2	0,8	75,0	81,5	0,59
3	1,0	75,0	80,1	0,58
4	1,0	95,0	94,4	0,68

Jedes SQUID kann in Vierpunkt-Messung gemessen werden. Dafür gibt es zwei gemeinsame Kontaktpads auf der Aufnehmerfläche und je zwei weitere Kontaktpads pro SQUID, die auf dem unteren Bereich der erhöhten Stufenstruktur liegen (vgl. Kapitel 4.1.1).

Im vorherigen Design, über das ausführlich in [186] berichtet wurde, wurde das Magnetometer auf ein separates Substrat mit Heizer geklebt und eine handgewickelte Feedback-Spule darum herum befestigt (vgl. Abbildung 0-3 im Anhang). Um Fabrikationszeit und Materialkosten zu sparen sowie Fehlerquellen durch händische Bearbeitung der Bauelemente zu vermeiden, werden in diesem Design sowohl Heizer als auch Feedback-Spule in das Design integriert und im Verlauf des Fabrikationsprozesses der Magnetometer mit hergestellt. Für die Verwendung dieser Komponenten im TEM-System muss der Heizer einen Widerstand von ca.  $R_H = 300 \Omega$  und die Spule eine Kopplung von ca.  $M_{fb} = 3 \mu\text{A}/\Phi_0$  haben. Der Heizer soll am linken Rand des Substrats neben der Aufnehmerfläche liegen (vgl. Abbildung 4-19). Er wird aus Gold-Palladium in der gleichen Ebene wie die Kontaktpads hergestellt. Er besteht aus einer Mäanderstruktur der Länge  $l_H = 11500,0 \mu\text{m}$  und der Breite  $w_H = 200 \mu\text{m}$  mit einer Schlaufe, zwischen der ein Abstand von  $a_H = 100 \mu\text{m}$  liegt. Mit einem spezifischen Widerstand von Gold-Palladium von  $\rho_{AuPd} = 25 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$  [187] und einer Schichtdicke von  $d_{AuPd} = 100$  nm ergibt sich so ein berechneter Widerstand des Heizers von  $R_H = 301,3 \Omega$ . Um diesen Widerstand zu erreichen, muss die supraleitende Fläche unter dem Heizer vor der Heizer-Beschichtung weggeätzt werden. Anschließend wird das Substrat belackt und belichtet, mittels Kathodenzerstäubung mit Gold-Palladium beschichtet und mittels Lift-off-Prozess strukturiert. So entstehen Kontaktpads auf den supraleitenden Strukturen und der Heizer auf dem zuvor freigeätzten Bereich. Ein Heizer ist in Abbildung 4-21, rechts, auf der

linken Seite des Substrats zu sehen. Eine REM-Aufnahme seiner Kontaktpads ist in Abbildung 4-21, links, oben, dargestellt.



**Abbildung 4-21** REM-Aufnahmen von einem Teil des Heizers (links, oben) und dem Kontaktbereich der Feedback-Spule mit drei Abgriffen (links, unten) und Fotografie eines fertigen integrierten Magnetometers (rechts) mit Heizer am linken Substratrand und Aufnehmerfläche. Feedback-Spule durch reflektierenden Bereich am rechten und linken Rand der Aufnehmerfläche zu erahnen.

Die Feedback-Spule besteht aus supraleitendem Material und kann so zeitgleich mit der Magnetometerstruktur in das Schichtsystem geätzt werden, sodass ein zusätzlicher Fabrikationsschritt entfällt. Sie liegt am Rand der Aufnehmerfläche und führt um diese herum. Die Windungsanzahl  $N$  für die passende Kopplung wurde über die Induktivitäten der SQUIDs abgeschätzt und eine Spule mit neun Windungen und einem Abgriff bei sieben Windungen entworfen. Eine REM-Aufnahme des Kontaktpad-Bereiches der Spule ist in Abbildung 4-21, links, unten, zu sehen. Durch den zweiten Abgriff entsteht auch eine Ausweichmöglichkeit bei Defekten in der Spule, die aufgrund der Randlage auftreten können (vgl. Kapitel 4.1.1). Die Spulenbahnbreite beträgt  $w_{fb} = 15 \mu\text{m}$ , der Abstand zwischen den einzelnen Windungen  $a_{fb} = 5 \mu\text{m}$ . Für eine kritische Stromdichte der supraleitenden Schicht von  $j_c = 2,5 \text{ MA/cm}^2$  und eine Schichthöhe von  $d_{YBCO} = 200 \text{ nm}$  ergibt sich eine Stromtragfähigkeit der Spule von etwa  $I_{fb} = 75 \text{ mA}$ , die für den Betrieb ausreichend ist.

Integrierte Magnetometer dieser Art wurden im Rahmen dieser Arbeit entworfen und im Reinraum des Leibniz-IPHT hergestellt. Die Fotografie eines fertigen integrierten Magne-



tometers ist in Abbildung 4-21, rechts, abgebildet. Fertige Magnetometer wurden charakterisiert und bei Erfüllung der selbst gewählten Kriterien von einem kritischen Strom von  $10 \mu\text{A} < I_c < 100 \mu\text{A}$ , einem Spannungshub von  $V_{pp} > 30 \mu\text{V}$  und einem weißen Rauschen unter  $B_N = 50 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit einer Passivierungsschicht bedeckt. Nach einer erneuten Prüfung der Parameter werden die Magnetometer mit integriertem Heizer und integrierter Feedback-Spule auf einer Platine festgeklemmt und die beiden besten SQUIDs kontaktiert. Mittels Dreikomponenten Stykast wird ein Deckel auf der Platine befestigt und das Bauelement ist einsatzbereit.

### 4.3.2 Elektrische Charakterisierung und Rauschen

Die elektrische Charakterisierung der integrierten Magnetometer wurde in flüssigem Stickstoff durchgeführt. In Tabelle 4-2 sind die Ergebnisse für ein exemplarisches Magnetometer dargestellt.

**Tabelle 4-2 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers mit kritischem Strom  $I_c$ , Normalleitungswiderstand  $R_n$ ,  $I_c R_n$ -Produkt  $I_c R_n$ , Spannungshub  $V_{pp}$ , SQUID-Parameter  $\beta_L$  und effektiver Fläche  $A_{eff}$ .**

SQUID-Nummer	$I_c$ in $\mu\text{A}$	$R_n$ in $\Omega$	$I_c R_n$ in $\mu\text{V}$	$V_{pp}$ in $\mu\text{V}$	$\beta_L$	$A_{eff}$ in $\text{mm}^2$
1	18,3	21,6	395	29,3	0,85	0,73
2	23,6	21,6	510	47,0	0,93	0,60
3	37,9	16,2	614	42,8	1,47	0,60
4	29,0	17,0	493	36,5	1,32	0,73

SQUID 1 und 2 haben niedrigere kritische Ströme, was durch die schmalen Josephson-Kontakte erklärt werden kann. Die SQUIDs zeigen hohe  $I_c R_n$ -Produkte im Bereich von  $I_c R_n > 390 \mu\text{V}$ . SQUIDs 2, 3 und 4 zeigen Spannungshübe oberhalb der selbstgesetzten Kriterien von  $V_{pp} = 30 \mu\text{V}$ , SQUID 1 liegt nur knapp darunter. Die SQUID-Parameter wurden unter Hinzunahme der in Tabelle 4-1 aufgeführten Induktivitäten berechnet und liegen um den optimalen Wert von  $\beta_L = 1$  herum. Die gemessenen effektiven Flächen liegen im Bereich der berechneten Werte.

Die hohen  $I_c R_n$ -Produkte sind vor allem im Vergleich zu den Magnetometern basierend auf bikristallinen Korngrenzenkontakten erwähnenswert. Diese erreichen zumeist  $I_c R_n$ -Produkte weit unterhalb von  $I_c R_n = 300 \mu\text{V}^3$ . Gründe für das unterschiedliche Verhalten liegen

<sup>3</sup> Auswertung von 1586 SQUIDs basierend auf bikristallinen Korngrenzen auf 146 Magnetometern, Mittelwert der  $I_c R_n$ -Produkte aller funktionalen SQUIDs liegt bei  $\overline{I_c R_n} = 127 \mu\text{V}$  mit einer Abweichung von  $d_{\overline{I_c R_n}} = 58 \mu\text{V}$ .

## Ergebnisse und Diskussion

einerseits an einem erhöhten Normalleitungswiderstand der Stufenkontakt-SQUIDs. Wenn die supraleitende Bahn über die Stufe läuft, entstehen zwei Josephson-Kontakte in Reihe (vgl. Abbildung 4-18, rechts), deren Widerstände sich addieren [95]. Andererseits haben Stufenkontakte eine andere Kristallorientierung als bikristalline Korngrenzenkontakte. Letztere haben Korngrenzen mit einer [001]-Verkippung, das heißt, dass die Ausrichtung der Orbitale des YBCOs mit  $d_{x^2-y^2}$ -Wellensymmetrie an der Korngrenze gestört wird. Die Stufenkontakte haben eine Korngrenze mit einer [100]-Verkippung. Dadurch bleiben die Orbitale mit  $d_{x^2-y^2}$ -Wellensymmetrie trotz Korngrenze gleich ausgerichtet. Die Supraleitung wird weniger stark unterdrückt und bei gleichem Korngrenzenwinkel zeigen Stufenkontakte höhere kritische Stromdichten [82].

Die Rauschcharakterisierung wurde in einem Kryostaten gefüllt mit flüssigem Stickstoff in einer Schirmtonne aus dreilagigem Mu-Metall und zwei zusätzlichen Mu-Metall Zylindern um den Kryostaten herum durchgeführt. Weiterhin wurde eine Messstabschirmung aus Mu-Metall verwendet. Es wurden sowohl eine dc-bias-Elektronik als auch eine ac-bias-Elektronik für die Rauschmessung verwendet. Für die Messung mit ac-bias Elektronik wurde zusätzlich eine kommerziell erhältliche Schirmung aus HTS-Material verwendet.

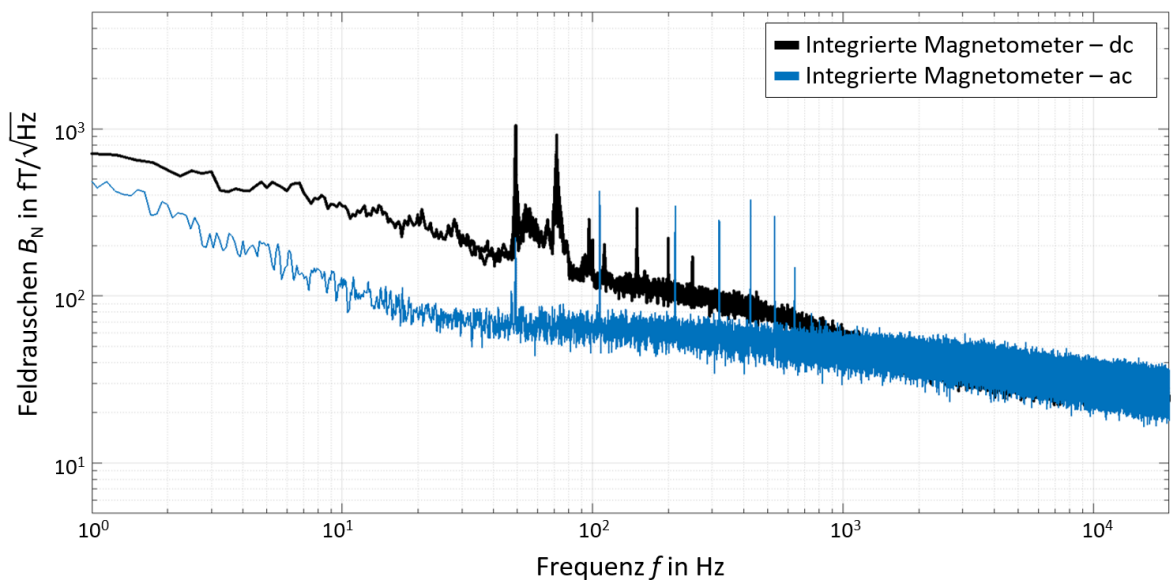


Abbildung 4-22 Magnetisches Feldrauschen  $B_N$  eines integrierten Magnetometers gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau).

In Abbildung 4-22 ist das äquivalente<sup>4</sup> magnetische Feldrauschen eines Magnetometers, gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau), dargestellt. Das Rauschspektrum, aufgenommen mit der dc-Elektronik<sup>5</sup>, zeigt ein weißes Feldrauschen von  $B_N = 26 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , dies entspricht einem Flussrauschen von  $\Phi_N = 7,5 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Das niederfrequente Rauschen zeigt bei einer Frequenz von  $f = 10 \text{ Hz}$  ein Rauschen von  $B_N = 350 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und bei  $f = 1 \text{ Hz}$  ein Rauschen von  $B_N = 700 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die Knick-Frequenz, bei der das weiße in das farbige Rauschen übergeht, liegt bei sehr hohen Frequenzen von ca.  $f_c = 4 \text{ kHz}$ . Das weiße Rauschen liegt unterhalb der selbstgesetzten Kriterien von  $B_N = 50 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Das  $1/f$ -Rauschen setzt schon bei sehr hohen Frequenzen ein und ist demnach im niederfrequenten Bereich sehr hoch. Gründe können  $I_c$ -Fluktuationen in der Barriere sein. Um deren Einfluss zu unterdrücken, wurde eine Rauschcharakterisierung des gleichen SQUIDs mit einer ac-bias-Elektronik durchgeführt. Das magnetische Feldrauschen des integrierten Magnetometers gemessen mit ac-bias-Elektronik ist in Abbildung 4-22, blau, dargestellt. Das weiße Rauschen liegt bei  $B_N = 28 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , ist demnach geringfügig höher als bei der dc-Messung. Im mittleren Frequenzbereich findet sich eine Rauschüberhöhung, dessen Herkunft unbekannt ist. Das niederfrequente Rauschen ist aber stark verringert. Bei einer Frequenz von  $f = 10 \text{ Hz}$  liegt es bei  $B_N = 100 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und bei  $f = 1 \text{ Hz}$  bei  $B_N = 480 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die Knick-Frequenz liegt unter Vernachlässigung der Rauschüberhöhung bei etwa  $f_c = 100 \text{ Hz}$ . Eine deutliche Unterdrückung des durch  $I_c$ -Fluktuationen ausgelösten niederfrequenten Rauschens ist sichtbar. Die Unterdrückung des niederfrequenten Rauschens, verursacht durch Fluss-schlauchbewegung, wird in Kapitel 4.4 adressiert.

Die Widerstände der entstandenen Feedback-Spule liegen bei Raumtemperatur im Bereich zwischen  $R_{Sp} = 0,7 \text{ M}\Omega$  und  $R_{Sp} = 1,2 \text{ M}\Omega$ . Bei einer Betriebstemperatur von  $T_B = 77,4 \text{ K}$  sind sie supraleitend und bleiben dies auch für die im Rahmen der Messung verwendeten Ströme. Die Kopplungen an die verschiedenen SQUIDs liegen im Bereich zwischen  $M_{fb} = 2,31 \mu\text{A}/\Phi_0$  und  $M_{fb} = 3,60 \mu\text{A}/\Phi_0$  und damit im funktionalen Bereich für die TEM-Systeme. Die integrierten Heizer haben bei Raumtemperatur einen Mittelwert von  $\overline{R_H} = 300 \Omega$  mit einer mittleren absoluten Abweichung von  $d_{\overline{R_H}} = 27 \Omega$ . Der Widerstand fällt

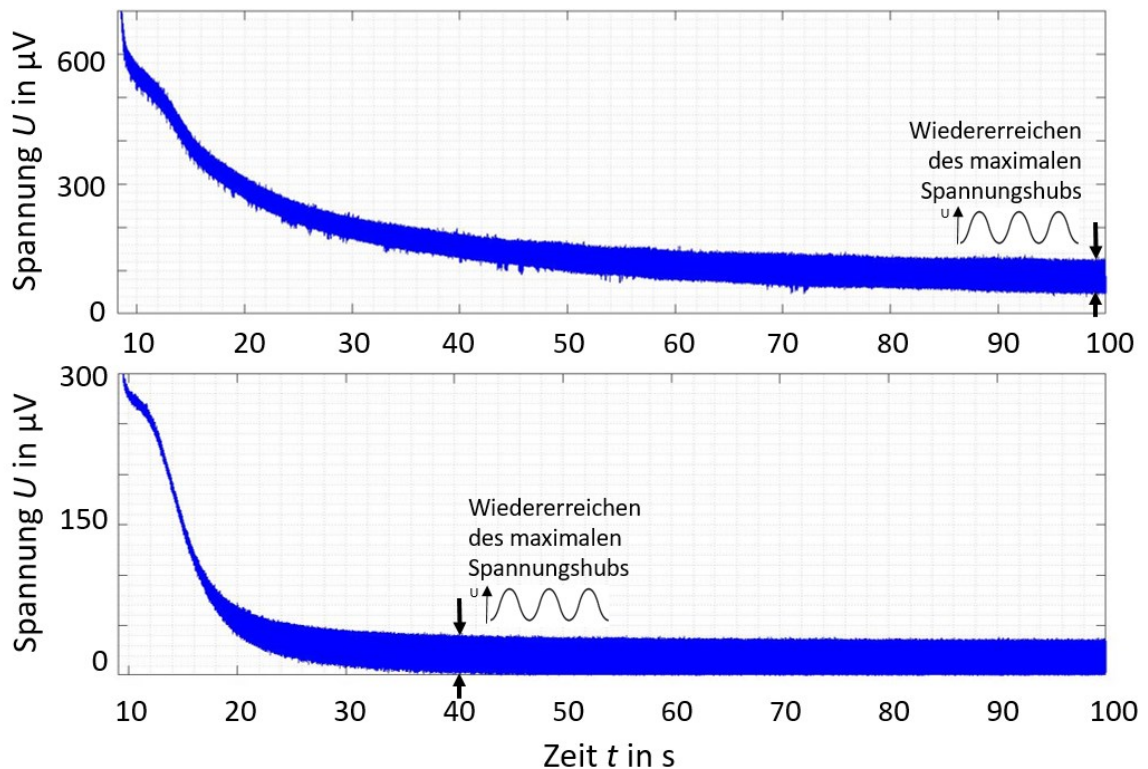
---

<sup>4</sup> Gemessen wird ein Spannungsrauschen, das über den Transferfaktor der Elektronik in ein äquivalentes Flussrauschen und danach mithilfe der effektiven Fläche in ein äquivalentes Magnetfeldrauschen umgerechnet wird. Im Nachfolgenden wird der Verweis „äquivalent“ nicht mehr explizit erwähnt.

<sup>5</sup> Zur Verdeutlichung ist das magnetische Feldrauschen gemessen mit dc-bias-Elektronik in Abbildung 0-4 im Anhang einzeln dargestellt.

## Ergebnisse und Diskussion

bei einer Betriebstemperatur von  $T_B = 77,4$  K um circa  $R = 30 \Omega$  geringer aus, was im funktionalen Bereich für die TEM-Systeme liegt. Eine wichtige Eigenschaft des Heizers beziehungsweise des Gesamtaufbaus ist das Abkühlverhalten nach dem Heizen. Während das Heizen des endverkapselten SQUIDs im flüssigen Stickstoff unabhängig vom Widerstand maximal einige Sekunden dauert, ist die Abkühlzeit vor allem in der Feldanwendung essenziell, da diese bestimmt, wann die nächste Messung gestartet werden kann. Um diese zu evaluieren, wurden die Spannungshübe beziehungsweise die Spannungssignale von zwei endverkapselten Magnetometern im flüssigen Stickstoff während des Heizens und des anschließenden Abkühlens aufgezeichnet. Das Spannungssignal während des Abkühlens ist in Abbildung 4-23 über der Zeit dargestellt. Ein Magnetometer war mit einem externen Heizer auf einem separaten Substrat ausgestattet (vgl. Abbildung 4-23, oben), das andere mit einem integrierten Heizer auf dem gleichen Substrat (Abbildung 4-23, unten).



**Abbildung 4-23** Spannungssignale eines Magnetometers mit externem Heizer (oben) und eines Magnetometers mit integriertem Heizer (unten) während des Abkühlens nach dem Heizen mit Markierung der approximativen Zeit, zu der der maximale Spannungshub nach Heizen und Abkühlen wieder erreicht wird.

Man erkennt deutlich, dass das Spannungssignal des Magnetometers mit externem Heizer einen flachen Abfall hat und eine Abkühlzeit von  $t_{Abk} \approx 100$  s besitzt bis es wieder den vollen Ausgangsspannungshub zeigt. Das Spannungssignal des Magnetometers mit integriertem Heizer erreicht deutlich schneller seinen Ausgangsspannungshub. Die Abkühlzeit beträgt

etwa  $t_{\text{Abk}} = 40$  s. Als Erklärung für dieses Verhalten dient nicht der Heizer selbst, sondern der gesamte Aufbau: Der Aufbau eines Magnetometers mit externem Heizer besteht aus dem Magnetometer-Substrat, das auf ein Heizer-Substrat aufgeklebt wird. Dieses wird auf einer Leiterplatte befestigt, hinter der sich das Kühlmittel befindet. Die Magnetometer-Substrate mit integriertem Heizer liegen direkt auf der Leiterplatte auf. Durch diesen direkten Kontakt kann das Magnetometer mit dem integrierten Heizer nach dem Heizen schneller abkühlen und ein neuer Messvorgang kann schneller gestartet werden.

Durch die Integration von Heizer und Spule konnten zwei wesentliche Komponenten für einsatzfähige Magnetometer mit nur einem zusätzlichen Fabrikationsschritt auf demselben Substrat hergestellt werden. Dies ermöglicht eine zeit- und ressourcensparende Fabrikation und reduziert zudem durch den geänderten Aufbau die Abkühlzeit der Magnetometer nach dem Heizen. Die Magnetometer haben hohe  $I_c R_n$ -Produkte und hohe Spannungshübe und ein hinreichend niedriges weißes Rauschen. Durch die Verwendung einer ac-bias-Elektronik konnte ein Teil des niederfrequenten Rauschens, entstanden durch  $I_c$ -Fluktuationen, unterdrückt werden. Im nächsten Kapitel werden Wege dargelegt, um auch niederfrequentes Rauschen durch den zweiten Hauptgrund, die Flussschlauchbewegung, zu unterdrücken. Die Ausbeute  $Y$  dieser Magnetometer liegt trotz der in Abschnitt 4.1.2 analysierten Stufenwinkelstreuung bei  $Y \geq 67$  %.

### **4.4 Rauschperformance – Maßnahmen gegen Flussschlauchbewegung**

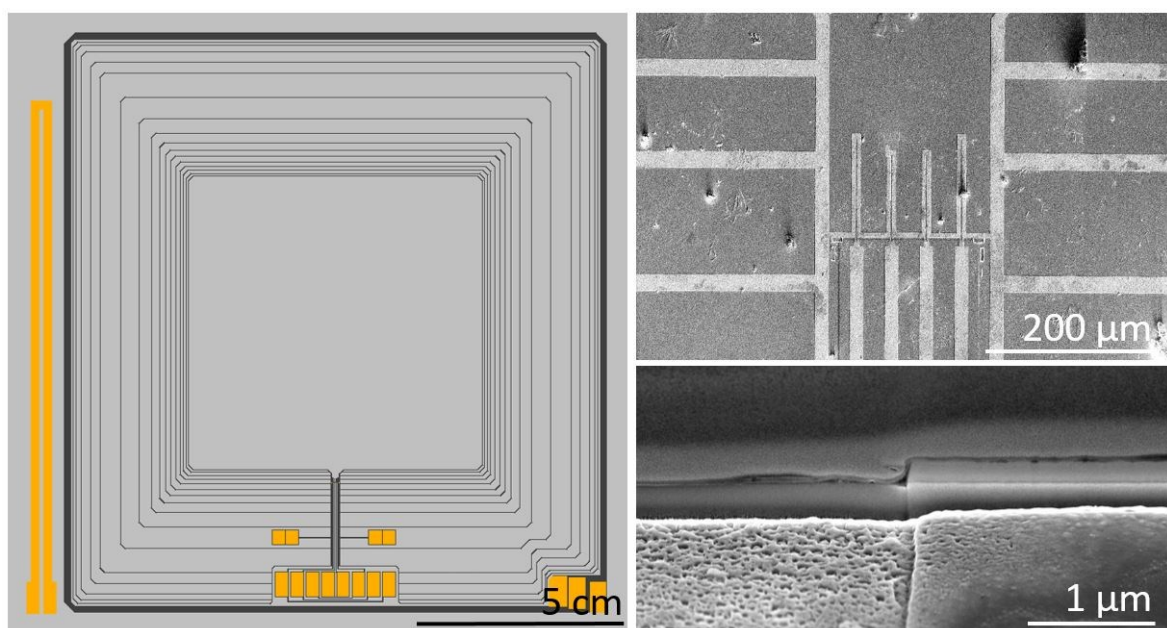
Für die geophysikalische Exploration in großen Tiefen ist insbesondere ein reduziertes niederfrequentes Rauschen der Sensoren entscheidend. Neben den  $I_c$ -Fluktuationen sind Flussschlauchbewegungen die zweite Hauptursache für niederfrequentes  $1/f$ -Rauschen in HTS-Magnetometern. Um diese zu unterdrücken, werden im Folgenden zwei Ansätze auf Realisierbarkeit und Funktionalität geprüft.

#### **4.4.1 Verringerung der supraleitenden Aufnehmerfläche**

Ein Ansatz, das niederfrequente Rauschen in HTS-Magnetometern zu verringern, ist der Ersatz von großen supraleitenden Flächen durch schmale Leiterbahnen beziehungsweise das Schlitzieren der Aufnehmerfläche [141]. Auf diese Weise wird es für die Flussschläuche energetisch ungünstig, einzutreten und sie tragen nicht durch Flussschlauchbewegung im Betrieb zum Rauschen bei. Der in Kapitel 4.3. vorgestellte Entwurf, wurde entsprechend modifiziert und ist in Abbildung 4-24, links, dargestellt. Die breite Aufnehmerfläche wurde

## Ergebnisse und Diskussion

durch 17 schmale, parallele Leiterbahnen ersetzt. Die Verteilung der Leiterbahnen an den Innen- und Außenseiten der Aufnehmerfläche ist dichter als die in der Mitte der Aufnehmerfläche, um der berechneten Stromdichteverteilung gerecht zu werden (vgl. [142]). Die Breite der Leiterbahnen wurde auf  $w_B = 15 \mu\text{m}$  festgelegt. Das Magnetometer hat demnach ein Grenzmagnetfeld von  $B_G = 7,2 \mu\text{T}$ . Die Stromtragfähigkeit der einzelnen Bahnen wurde unter der Annahme einer kritischen Stromdichte der supraleitenden Funktionsschicht von  $j_c = 2,5 \text{ MA/cm}^2$  und einer Schichtdicke von  $d_{\text{YBCO}} = 200 \text{ nm}$  zu  $I_T = 75 \text{ mA}$  berechnet. Der Fabrikationsprozess musste für diese Magnetometer nicht geändert werden, für den letzten Fabrikationsschritt wurde lediglich eine angepasste Maske hergestellt.



**Abbildung 4-24** Schematische Darstellung des Designs mit geschlitzter beziehungsweise verringerter Aufnehmerfläche (links), REM-Aufnahme der SQUIDs direkt verbunden mit der geschlitzten Aufnehmerfläche (rechts, oben), REM-Aufnahme vom Querschnitt einer Leiterbahn der Aufnehmerfläche (rechts, unten).

Die vier SQUIDs haben die gleichen Abmessungen wie in dem vorherigen Design (vgl. Kapitel 4.3.1) und sind direkt mit der aus einzelnen Bahnen bestehenden Aufnehmerfläche verbunden (vgl. Abbildung 4-24, rechts, oben). Da das konzipierte Design viele Kanten hat, wurden diese mittels FIB-Präparation und REM-Aufnahmen auf ihre Steilheit hin geprüft. Abbildung 4-24, rechts, unten, zeigt eine solche Aufnahme. Sie zeigt, dass die Kanten der supraleitenden Aufnehmerfläche hinreichend steil sind. Die Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers sind in Tabelle 4-3 aufgelistet.

## Ergebnisse und Diskussion

**Tabelle 4-3 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers mit geschlitzter Aufnehmerfläche mit kritischem Strom  $I_c$ , Normalleitungswiderstand  $R_n$ ,  $I_c R_n$ -Produkt  $I_c R_n$ , Spannungshub  $V_{pp}$ , SQUID-Parameter  $\beta_L$  und effektiver Fläche  $A_{eff}$ .**

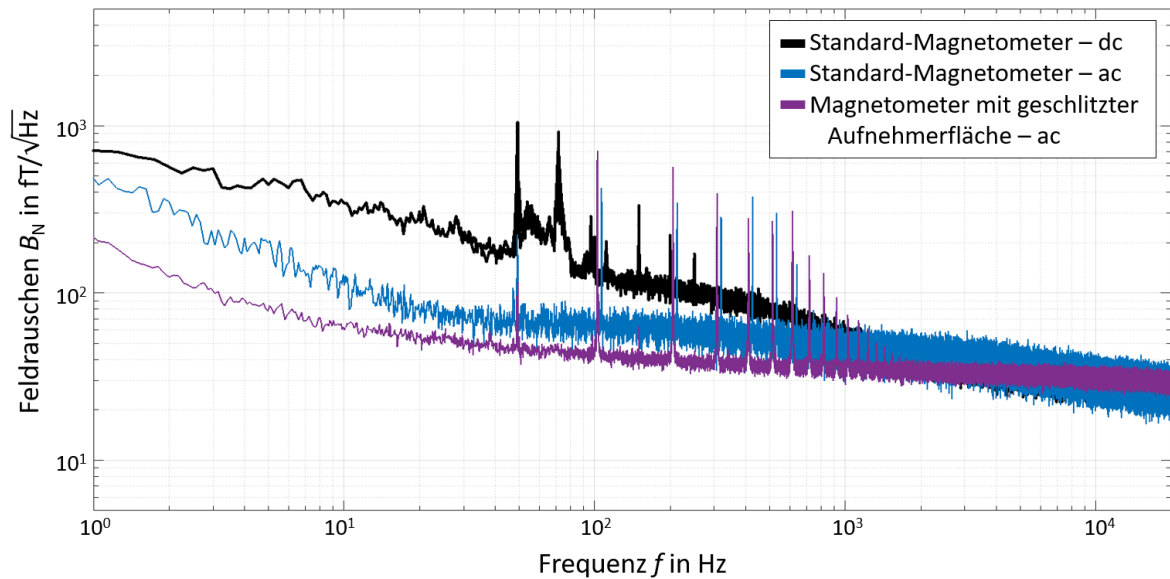
SQUID-Nummer	$I_c$ in $\mu A$	$R_n$ in $\Omega$	$I_c R_n$ in $\mu V$	$V_{pp}$ in $\mu V$	$\beta_L$	$A_{eff}$ in $mm^2$
1	32,5	23,6	767	53,1	1,50	0,59
2	32,9	21,5	707	58,5	1,30	0,49
3	41,2	19,1	787	68,5	1,59	0,49
4	76,1	12,8	974	46,6	3,47	0,59

Auch bei diesen Magnetometern sind die kritischen Ströme von SQUID 1 und SQUID 2 wegen der geringeren Josephson-Kontaktbreite kleiner als die der SQUIDs 3 und 4. Wie schon die SQUIDs mit vollen Aufnehmerflächen zeigen auch diese hohe  $I_c R_n$ -Produkte und hohe Spannungshübe. Die SQUID-Parameter dieses Magnetometers liegen alle im Bereich von  $\beta_L > 1$ . Das liegt an den höheren kritischen Strömen, verursacht durch breitere Josephson-Kontakte. Die effektive Fläche dieser Magnetometer sind etwa 15% geringer als die effektiven Flächen der Magnetometer mit voller Aufnehmerfläche, was durch das Ersetzen der vollen Aufnehmerfläche durch Leiterbahnen erklärt werden kann.

Die Rauschcharakterisierung wurde unter den gleichen Bedingungen, wie die Messung des Magnetometers mit voller Aufnehmerfläche durchgeführt. Das entsprechende Rauschspektrum, gemessen mit ac-bias-Elektronik und HTS-Schirmung, ist in Abbildung 4-25 zu sehen. Für die bessere Vergleichbarkeit wurde das Feldrauschen des Magnetometers mit voller Aufnehmerfläche eingefügt.

Das Rauschspektrum des Magnetometers mit geschlitzter Aufnehmerfläche zeigt ein weißes Feldrauschen von  $B_N = 30 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , dies entspricht einem magnetischen Flussrauschen von  $\Phi_N = 8,5 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Das niederfrequente Rauschen zeigt bei einer Frequenz von  $f = 10 \text{ Hz}$  ein Feldrauschen von  $B_N = 60 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und bei  $f = 1 \text{ Hz}$  ein Feldrauschen von  $B_N = 210 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die exakte Knick-Frequenz ist durch die Verrundung des Rauschgraphen schwer zu identifizieren und liegt zwischen  $f_c = 10 \text{ Hz}$  und  $f_c = 20 \text{ Hz}$ . Es zeigt sich, dass durch die geschlitzte Aufnehmerfläche das niederfrequente Rauschen noch weiter reduziert werden konnte. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass der Eintritt der Flussschläuche in die supraleitenden Flächen unterdrückt wird beziehungsweise durch die verringerten supraleitenden Flächen kleinere Abschirmströme entstehen, die weniger Rauschen in das SQUID koppeln. Da kein zusätzlicher Fabrikationsschritt notwendig ist und die Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung mit hohen  $I_c R_n$ -Produkten und hohen Spannungshüben

hinreichend gut sind, sind diese Magnetometer vielversprechende Kandidaten für die Verwendung in TEM-Systemen im Feld.



**Abbildung 4-25** Magnetisches Feldrauschen  $B_N$  eines Magnetometers mit geschlitzter Aufnehmerfläche gemessen mit ac-bias-Elektronik (violett), zum Vergleich magnetisches Feldrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers mit voller Aufnehmerfläche gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau).

### 4.4.2 Implementierung von Gold-Nanopartikeln

Ein weiterer Weg das niederfrequente  $1/f$ -Rauschen durch Flussschlauchbewegung in HTS-Magnetometern zu verringern, ist das Einbringen von künstlichen Haftzentren zum Festhalten der Flussschläuche. In der vorliegenden Dissertation werden in Anlehnung an Katzer et al. Gold-Nanopartikel in die in Kapitel 4.3.1 vorgestellten Magnetometer eingebracht. Katzer et al. schieden dünne Goldschichten auf STO ab und beschichteten YBCO darauf. Während des Aufheizens für die Beschichtung formten sich kristalline Gold-Nanopartikel auf dem Substrat, die sich während der Beschichtung diffusionsgesteuert in der YBCO-Schicht verteilten. In der Umgebung der Gold-Nanopartikel wurde das Wachstum des YBCOs lokal verändert, was zur Vergrößerung der kritischen Temperatur und der kritischen Stromdichte und in den nachfolgend strukturierten Gradiometern zu einem verringerten  $1/f$ -Rauschen führte [131].

In einem ersten Versuch zeigte sich, dass sich dünne Goldschichten auf MgO ähnlich verhalten, wie dünne Goldschichten auf STO. Ein dünne Gold-Initialisierungsschicht der Dicke  $d_{Au} = 3$  nm, abgeschieden mittels Kathodenzerstäubung im Reinraum des Leibniz-IPHT, transformiert durch Tempern bei Temperaturen zwischen  $T_t = 730$  °C und  $T_t = 750$  °C zu

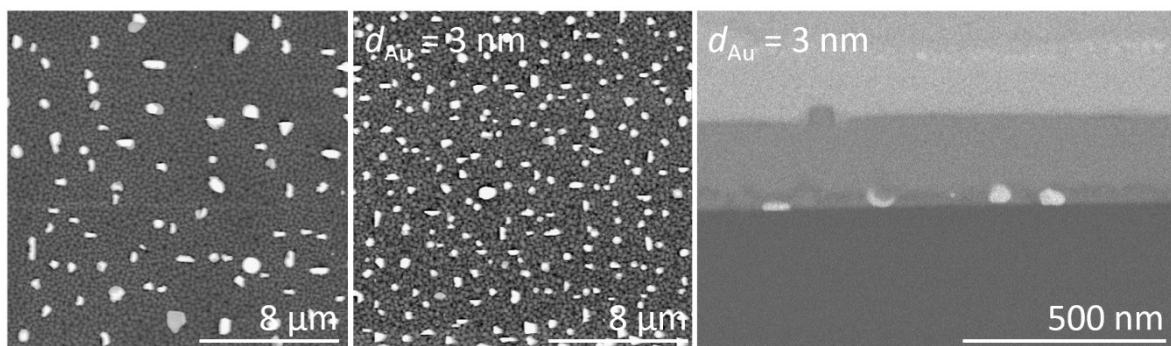


## Ergebnisse und Diskussion

kristallinen Gold-Nanopartikeln der Größen  $z_{Au} = 40$  nm bis  $z_{Au} = 150$  nm. Dies wurde durch AFM- und XRD-Analysen (vgl. Abbildung 0-5 und Abbildung 0-6 im Anhang) ermittelt.

Anschließend wurde der Einfluss der Gold-Nanopartikel auf die supraleitenden und morphologischen Eigenschaften der Schichtsysteme untersucht. Dafür wurden MgO-Substrate mittels Lithografie- und Lift-off-Prozess halbseitig mit dünnen Goldschichten der Dicke  $d_{Au} = 3$  nm versehen und anschließend mit dem Schichtsystem beschichtet. Während des Aufheizens für die Beschichtung konnte die Transformation der Goldschichten zu Gold-Nanopartikeln durch einen Farbumschlag beobachtet werden. Die supraleitenden und die morphologischen Eigenschaften wurden mittels AFM, XRD- und REM-Messungen, sowie mittels Widerstand-Temperatur-Messung bestimmt. Die Untersuchungen wurden sowohl auf der mit Gold-Nanopartikeln modifizierten Seite als auch auf der Seite ohne Gold-Nanopartikel durchgeführt.

Abbildung 4-26 zeigt eine AFM-Aufnahme der Oberflächen des Schichtsystems ohne Gold-Nanopartikel (links) und des Schichtsystems mit Gold-Nanopartikeln (Mitte) auf einem Substrat. Die Oberflächen beider Schichten ähneln sich und zeigen beide eine leichte Körnung und Kupferoxid-Ausscheidungen. Die Anzahl der Ausscheidungen ist bei den Schichten mit Gold-Nanopartikeln vergrößert, was auf eine Änderung der Schicht beziehungsweise eine Änderung des Schichtwachstums durch Gold-Nanopartikel hindeutet.



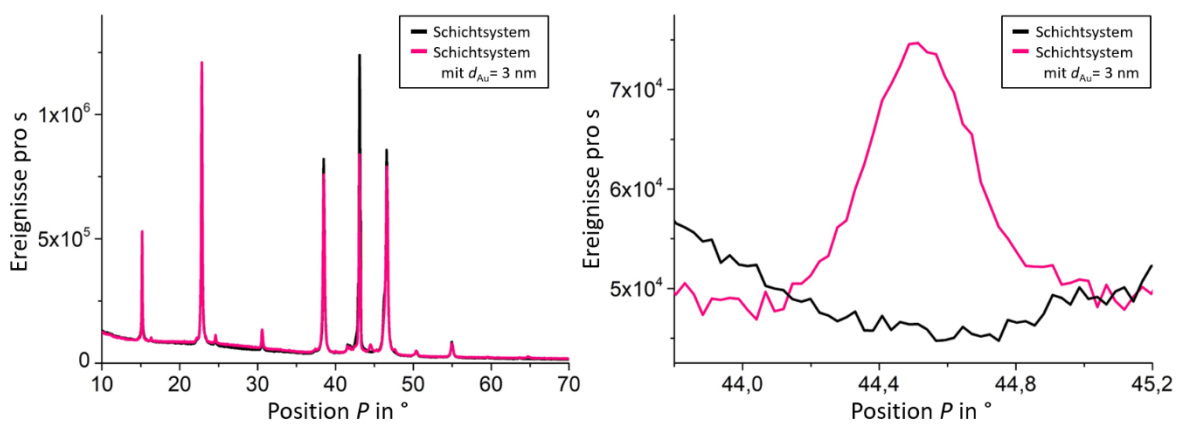
**Abbildung 4-26** AFM-Aufnahme der Oberfläche eines Schichtsystems ohne Gold-Nanopartikel (links) und eines Schichtsystems mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch Initialisierungsschichtdicke  $d_{Au} = 3$  nm (Mitte) und REM-Aufnahme eines Querschnitts durch das Schichtsystem mit Gold-Nanopartikeln (rechts).

Die REM-Aufnahme eines mittels FIB-Schnitt präparierten Querschnitts des Schichtsystems mit Gold-Nanopartikeln zeigt, dass die Gold-Nanopartikel auf der Substratoberfläche bleiben und sich nicht wie in einzelnen YBCO-Schichten gleichmäßig in der Schicht verteilen (vgl. Abbildung 4-26, rechts). Ursache dafür ist wahrscheinlich die Beschichtung mit den

## Ergebnisse und Diskussion

beiden Pufferschichten, die die Gold-Diffusion unterdrückt. Der Durchmesser der Nanopartikel liegt zwischen  $z_{Au} = 20$  nm und  $z_{Au} = 80$  nm.

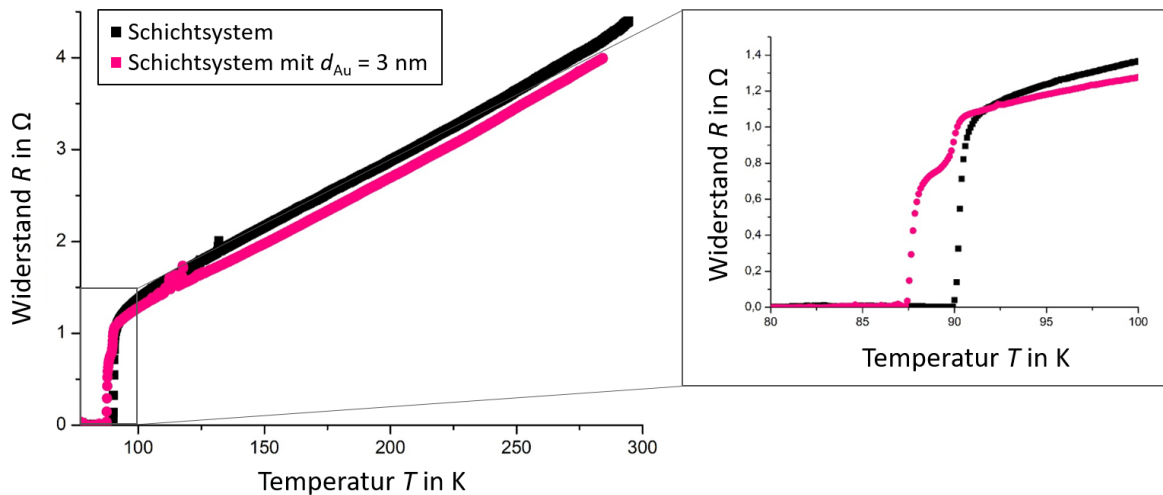
Die XRD-Spektren der beiden Substratseiten zeigen den (200)-Peak von MgO sowie diverse YBCO-Peaks (vgl. Abbildung 4-27, links). Das Spektrum der Schichtseite mit Gold-Nanopartikeln zeigt zudem den (200)-Peak von Gold bei Position  $P_{200Au} = 44,5^\circ$  (vgl. Abbildung 4-27, rechts), was ein Indiz für kristalline Gold-Nanopartikel im Schichtsystem ist. Das XRD-Spektrum der Schichtseite ohne Gold-Nanopartikel zeigt keine Gold-Peaks, sodass von einer lokalisierten Beeinflussung ausgegangen werden kann.



**Abbildung 4-27** XRD-Spektren eines Schichtsystems ohne (schwarz) und mit Gold-Nanopartikeln (pink) entstanden durch eine Initialisierungsschichtdicke von  $d_{Au} = 3$  nm mit (200)-Peak von MgO bei  $P_{200MgO} = 43,1^\circ$  sowie (002)-Peak von YBCO bei  $P_{002YBCO} = 15,2^\circ$ , (003)-Peak bei  $P_{003YBCO} = 22,8^\circ$ , (004)-Peak bei  $P_{004YBCO} = 30,6^\circ$ , (005)-Peak bei  $P_{005YBCO} = 38,5^\circ$ , (006)-Peak bei  $P_{006YBCO} = 46,6^\circ$  und (007)-Peak bei  $P_{007YBCO} = 54,9^\circ$  (links) mit Vergrößerung des (200)-Peaks von Gold auf Substratseite mit Gold-Nanopartikeln bei  $P_{200Au} = 44,5^\circ$  (rechts).

Ein Vergleich der Widerstand-Temperatur-Diagramme des Schichtsystems mit und ohne Gold-Nanopartikeln (vgl. Abbildung 4-28) zeigt, dass das Schichtsystem ohne Gold-Nanopartikel mit  $T_c = 89,9$  K eine deutlich höhere kritische Temperatur hat als das Schichtsystem mit Gold-Nanopartikeln mit  $T_c = 87,9$  K. Zudem zeigt sich eine Fußstruktur, was wahrscheinlich auf eine Verschlechterung der Kristallinität zurückzuführen ist. Dieser Fußstruktur ist die hohe Transittemperatur  $\Delta T = 4,0$  K des Schichtsystems mit Gold-Nanopartikeln zuzuordnen. Das Schichtsystem ohne Gold-Nanopartikel hat mit  $\Delta T = 1,6$  K eine deutlich geringere Transittemperatur. Die Widerstandsverhältnisse sind bei beiden Schichten nahezu gleich und liegen im optimalen Bereich ( $RRR = 3,19$ ,  $RRR_{Au} = 3,18$ ). Die Verringerung der kritischen Temperatur sowie die Vergrößerung der Transittemperatur unterstützen die

These des veränderten Schichtwachstums durch das Einbringen der kristallinen Gold-Nanopartikel in das Schichtsystem und scheinen zu einer Verschlechterung der Schichtqualität zu führen.



**Abbildung 4-28** Widerstand-Temperatur-Diagramm eines Schichtsystems ohne Gold-Nanopartikel (schwarz) und eines Schichtsystems mit Gold-Nanopartikeln (pink) entstanden durch Initialisierungsschichtdicke  $d_{Au} = 3$  nm.

Um den Einfluss der Gold-Initialisierungsschichtdicke auf die Schichtsysteme beurteilen zu können, wurden Substrate wie zuvor berichtet halbseitig mit Gold der Dicken  $d_{Au} = 3$  nm,  $d_{Au} = 6$  nm,  $d_{Au} = 10$  nm und  $d_{Au} = 15$  nm und anschließend mit dem Schichtsystem beschichtet. Die morphologischen und supraleitenden Eigenschaften der Proben wurden mittels AFM- und XRD-Analyse sowie Widerstand-Temperatur-Messung und Bestimmung der kritischen Stromdichte untersucht.

In Abbildung 4-29 sind die AFM-Aufnahmen der Oberflächen der Schichtsysteme ohne (oben) und mit Gold-Nanopartikeln (unten) entstanden aus unterschiedlichen Goldschichtdicken zu sehen. Die Schichten ohne Gold-Nanopartikel ähneln sich sehr und haben eine leicht körnige Oberfläche mit einigen Kupferoxid-Ausscheidungen der Größe  $z_{CuO} = 0,35$   $\mu\text{m}$  bis  $z_{CuO} = 1,43$   $\mu\text{m}$ . Die Oberflächen der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln ähneln sich ebenfalls untereinander und zeigen eine leicht körnige Oberfläche. Sie unterscheiden sich jedoch stark bezüglich der Kupferoxid-Ausscheidungen: Bei Goldschichtdicken von  $d_{Au} = 3$  nm zeigen sich Ausscheidungen der gleichen Größe wie auf dem Pendant ohne Gold-Nanopartikel, es sind jedoch mehr. Bei einer Schichtdicke von  $d_{Au} = 6$  nm bilden sich mehr Ausscheidungen mit Größen von  $z_{CuO} = 0,44$   $\mu\text{m}$  bis  $z_{CuO} = 1,05$   $\mu\text{m}$ , wobei die großen

## Ergebnisse und Diskussion

Ausscheidungen überwiegen. Bei vergrößerter Goldschichtdicke werden die Ausscheidungen weniger, dafür größer. Bei einer Goldschichtdicke von  $d_{Au} = 10$  nm haben sie Abmessungen von  $z_{CuO} = 0,64$   $\mu\text{m}$  bis  $z_{CuO} = 2,27$   $\mu\text{m}$  und bei einer Schichtdicke von  $d_{Au} = 15$  nm Ausmaße bis  $z_{CuO} = 4,52$   $\mu\text{m}$ . Dies unterstützt die These, dass sich Gold-Nanopartikel auf das Schichtwachstum auswirken und zeigt einen großen Einfluss der Gold-Nanopartikel auf die Kupferoxid-Ausscheidungen, der mit wachsender Initialisierungsschicht steigt.

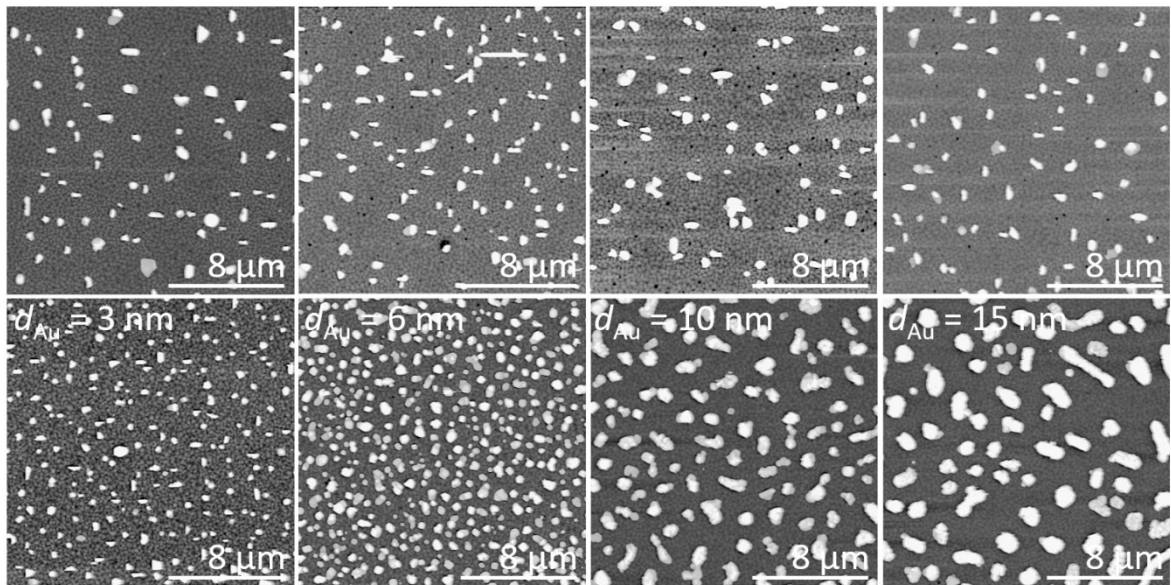
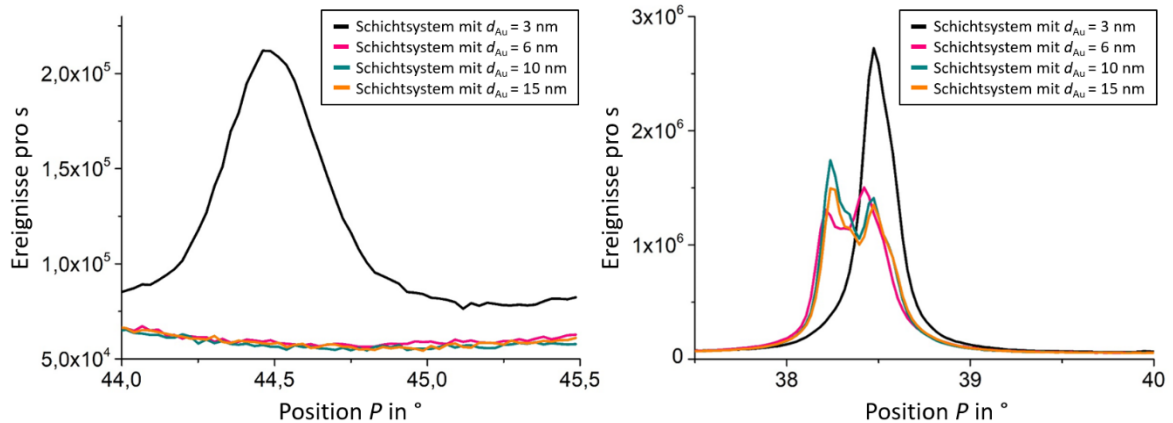


Abbildung 4-29 AFM-Aufnahmen der Oberflächen von Schichtsystemen ohne Gold-Nanopartikeln (oben) und den auf den gleichen Substraten befindlichen Schichtsystemen mit Gold-Nanopartikeln (unten) entstanden durch Initialisierungsschichtdicken  $d_{Au} = 3$  nm,  $d_{Au} = 6$  nm,  $d_{Au} = 10$  nm und  $d_{Au} = 15$  nm von links nach rechts.

Eine XRD-Analyse wurde wie zuvor jeweils auf beiden Substratseiten durchgeführt. Die vergleichenden kompletten Spektren sind in Abbildung 0-7 im Anhang zu sehen. Sie zeigen einen MgO-Peak sowie diverse YBCO-Peaks. Die Bereiche der Spektren, die Rückschlüsse auf die Gold-Nanopartikel zulassen, sind in Abbildung 4-30 für die verschiedenen Initialisierungsschichten dargestellt. Es zeigt sich, dass unterschiedliche Initialisierungsschichten zu unterschiedlich Gold-Peaks in den XRD-Spektren führen. Bei einer Initialisierungsschichtdicke von  $d_{Au} = 3$  nm deutet der (200)-Peak von Gold bei  $P_{200Au} = 44,5^\circ$  auf kristalline Gold-Nanopartikel im Schichtsystem hin (vgl. Abbildung 4-30, links). Die Schichtsysteme mit größeren Initialisierungsschichtdicken zeigen diesen Peak nicht, dafür aber den (111)-Peak von Gold bei  $P_{111Au} = 38,2^\circ$ , der im Schichtsystem mit einer Initialisierungsschichtdicke von  $d_{Au} = 3$  nm wiederum nicht auftritt. Der (111)-Peak liegt nahe am (005)-Peak des YBCOs bei

## Ergebnisse und Diskussion

$P_{005\text{YBCO}} = 38,5^\circ$  (vgl. Abbildung 4-30, rechts) und deutet ebenfalls auf kristalline Gold-Nanopartikeln hin, allerdings in anderer Ausrichtung.



**Abbildung 4-30** Auszüge der XRD-Spektren der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Goldinitialisierungsschichtdicken  $d_{\text{Au}}$  im Bereich des (200)-Peaks von Gold bei  $P_{200\text{Au}} = 44,5^\circ$  (links) und des (111)-Peaks von Gold bei  $P_{111\text{Au}} = 38,2^\circ$  (rechts).

Ab einer Initialisierungsschichtdicke von  $d_{\text{Au}} = 6$  nm zeigt sich zudem der (103)-Peak von YBCO bei  $P_{103\text{YBCO}} = 32,8^\circ$  im Spektrum der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln (vgl. Abbildung 0-8 im Anhang). Er ist bei einer Initialisierungsschichtdicke von  $d_{\text{Au}} = 3$  nm nicht zu sehen, bei  $d_{\text{Au}} = 6$  nm leicht und wird mit wachsender Initialisierungsschicht größer. Dies ist ein Indiz für eine gesteigerte Um- und Unordnung der supraleitenden Schicht, die mit Vergrößerung der Goldschichtdicke zunimmt.

Die Analyse der Widerstand-Temperatur-Diagramme zeigt, dass die kritischen Temperaturen aller Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln niedriger sind als die ihrer Pendanten ohne Gold-Nanopartikel. Die Transittemperaturen sind durch die Gold-Nanopartikel vergrößert, die Widerstandsverhältnisse zeigen nahezu keine Veränderung. Eine tabellarische Auflistung der einzelnen Werte ist in Tabelle 0-6 im Anhang zu finden. Mit wachsender Initialisierungsschichtdicke vergrößert sich der Unterschied zwischen der kritischen Temperatur der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln und ihrem Pendant ohne. Ebenso verhält es sich bezüglich der Transittemperatur. Man kann demnach davon ausgehen, dass sich die Schichtqualität mit wachsender Initialisierungsschichtdicke verschlechtert. Eine Ausnahme stellt das Schichtsystem mit der Initialisierungsschicht von  $d_{\text{Au}} = 6$  nm. Diese Probe zeigt den kleinsten Unterschied zwischen kritischer Temperatur des Schichtsystems mit und ohne Gold-Nanopartikeln, sowie die kleinste Transittemperatur. Ein Vergleich der Proben-

## Ergebnisse und Diskussion

seite ohne Gold-Nanopartikel untereinander zeigt, dass diese Probe eine kritische Temperatur von  $T_c = 91,75$  K aufweist, während die anderen Schichten kritische Temperaturen zwischen  $T_c = 89,6$  K und  $T_c = 90,0$  K haben. Es scheint sich somit um einen Ausreißer zu handeln und nicht um ein durch Gold-Nanopartikel hervorgerufenes Phänomen. Dies wird dadurch unterstützt, dass die Widerstand-Temperatur-Diagramme der Initialisierungsschichtdicken  $d_{Au} = 3$  nm,  $d_{Au} = 10$  nm und  $d_{Au} = 15$  nm anders als bei der Initialisierungsschicht von  $d_{Au} = 6$  nm eine Fußstruktur zeigen.

Für die anschließende Analyse der kritischen Stromdichten wurden die Proben im Reinraum gereinigt und mithilfe einer Maske mit Brücken verschiedener Breiten strukturiert (vgl. Abbildung 0-9 im Anhang). Die kritischen Ströme der Brücken, die partiell aus Schichtsystemen mit Gold-Nanopartikeln verschiedener Initialisierungsschichtdicken, partiell aus Schichtsystemen ohne Gold-Nanopartikeln bestehen, wurden gemessen und unter Hinzunahme der jeweiligen Brückenquerschnitte die kritische Stromdichte berechnet. Zusätzlich wurde eine Probe ohne Gold-Nanopartikeln als Referenzprobe vermessen. In Abbildung 0-10 im Anhang sind die kritischen Stromdichten der einzelnen Brücken für die verschiedenen Proben dargestellt. Die mittleren kritischen Stromdichten  $\bar{j}_c$  der jeweiligen Schichtbereiche ohne und mit Gold-Nanopartikeln verschiedener Initialisierungsschichten sowie die mittleren kritischen Stromdichten der Referenzprobe sind in Tabelle 4-4 einzusehen.

**Tabelle 4-4 Mittlere kritische Stromdichten  $\bar{j}_c$  der Schichtsysteme ohne Gold-Nanopartikel und der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Initialisierungsschichten  $d_{Au}$ .**

$d_{Au}$ in nm	$\bar{j}_c$ in MA/cm <sup>2</sup>	
	Brücken 3 bis 7 ohne Gold-Nanopartikel	Brücken 8 bis 12 mit Gold-Nanopartikeln
0	6,3	6,0
3	7,4	5,9
6	7,6	4,6
10	7,7	5,0
15	7,1	5,1

Die mittleren kritischen Stromdichten der Referenzprobe ohne Gold-Nanopartikel haben eine Differenz von  $\Delta\bar{j}_c = 0,3$  MA/cm<sup>2</sup> zwischen den Brücken 3 bis 7 und den Brücken 8 bis 12. Diese Abweichung kann als herstellungsbedingte Abweichung der kritischen Stromdichte betrachtet werden. Alle Initialisierungsschichtdicken zeigen eine größere Verringerung der mittleren kritischen Stromdichte durch das Einbringen der Gold-Nanopartikel als die herstellungsbedingte Abweichung. Die geringste Verringerung zeigt die Probe mit der

## Ergebnisse und Diskussion

---

Initialisierungsschicht von  $d_{Au} = 3$  nm. Mit wachsender Initialisierungsschicht wird die Verringerung der mittleren kritischen Stromdichte größer. Ausgenommen werden muss erneut die Probe mit der Initialisierungsschicht von  $d_{Au} = 6$  nm, was jedoch wie zuvor erläutert nicht auf ein durch Gold-Nanopartikel induziertes Phänomen zurückgeführt wird.

Auch dieser Versuch unterstützt die These, dass die Schichtqualität mit wachsender Initialisierungsschichtdicke abnimmt, wie bereits die Untersuchungen bezüglich der Oberflächenstruktur und der kritischen Temperatur zeigten. Da der negative Einfluss der Initialisierungsschichtdicke von  $d_{Au} = 3$  nm am geringsten ist, wird diese für weitere Untersuchungen an Magnetometern verwendet.

Für die Herstellung der mit Gold-Nanopartikeln versehenen Magnetometer wurden die MgO-Substrate nach dem Stufenätzen mit einer Gold-Initialisierungsschicht der Dicke  $d_{Au} = 3$  nm mittels Kathodenerstäubung und anschließend mit dem Schichtsystem mittels gepulster Laserablation beschichtet. Die weitere Fabrikation sowie das Design blieben wie in Kapitel 4.3.1 erläutert. Die Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers sind in Tabelle 4-5 aufgelistet.

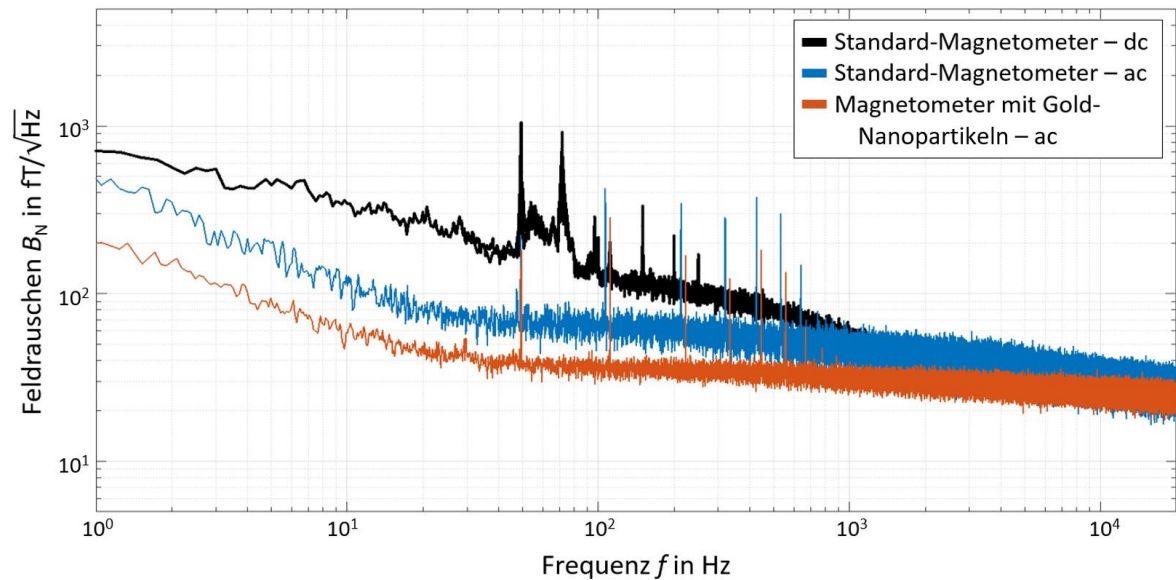
**Tabelle 4-5 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch die Initialisierungsschichtdicke  $d_{Au}$  mit kritischem Strom  $I_c$ , Normalleitungs-widerstand  $R_n$ ,  $I_c R_n$ -Produkt  $I_c R_n$ , Spannungshub  $V_{pp}$ , SQUID-Parameter  $\beta_L$  und effektiver Fläche  $A_{eff}$ .**

SQUID-Nummer	$d_{Au}$ in nm	$I_c$ in $\mu A$	$R_n$ in $\Omega$	$I_c R_n$ in $\mu V$	$V_{pp}$ in $\mu V$	$\beta_L$	$A_{eff}$ in $mm^2$
1	3	6,5	42,8	278,2	0,0	0,30	-
2	3	2,7	36,6	98,8	7,9	0,11	0,58
3	3	13,0	18,8	244,4	27,0	0,50	0,59
4	3	3,8	31,1	118,2	12,4	0,17	0,72

Die kritischen Ströme aller SQUIDs sind sehr klein, sodass nur SQUID 3 die selbst gewählten Kriterien erfüllt. Da dies bei allen SQUIDs mit Gold-Nanopartikeln beobachtet wurde, wird dies nicht auf Schwankungen im Herstellungsprozess zurückgeführt, sondern auf die verringerte kritische Stromdichte der Magnetometer mit Gold-Nanopartikeln. Daraus resultieren kleine  $I_c R_n$ -Produkte, kleine Spannungshübe und kleine SQUID-Parameter. Die effektive Fläche zeigt keine Veränderung im Vergleich zu den Magnetometern mit voller Aufnehmerfläche. Aufgrund des nicht vorhandenen Spannungshubes konnte die effektive Fläche für SQUID 1 nicht bestimmt werden.

## Ergebnisse und Diskussion

Die Rauschcharakterisierung wurde unter den gleichen Bedingungen, wie die Messung des Magnetometers ohne Gold-Nanopartikel durchgeführt. Das entsprechende Rauschspektrum gemessen mit ac-bias-Elektronik und HTS-Schirmung ist in Abbildung 4-31 zu sehen. Für die bessere Vergleichbarkeit wurde das Feldrauschen des Magnetometers ohne Gold-Nanopartikel eingefügt.



**Abbildung 4-31** Magnetisches Feldrauschen  $B_N$  eines Magnetometers mit Gold-Nanopartikeln gemessen mit ac-bias-Elektronik (orange), zum Vergleich magnetisches Feldrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers ohne Gold-Nanopartikel gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau).

Das Rauschspektrum des Magnetometers mit Gold-Nanopartikeln zeigt ein weißes Rauschen von  $B_N = 25 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , dies entspricht einem magnetischen Flussrauschen von  $\Phi_N = 6,9 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Das niederfrequente Rauschen zeigt bei einer Frequenz von  $f = 10 \text{ Hz}$  ein Feldrauschen von  $B_N = 60 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und bei einer Frequenz von  $f = 1 \text{ Hz}$  ein Feldrauschen von  $B_N = 200 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die Knick-Frequenz liegt bei  $f_c = 25 \text{ Hz}$ . Das Einbringen der Gold-Nanopartikel scheint trotz der veränderten morphologischen und der verschlechterten supraleitenden Schichteigenschaften das niederfrequente Rauschen in diesen Magnetometern zu reduzieren. Bis zur Abgabe der vorliegenden Dissertation konnte die Ursache dieses Effektes nicht vollständig aufgeklärt werden. Die Theorie von Katzer et al., bei der im Umfeld der Gold-Nanopartikel verbogene Kristallebenen des YBCOs zu Spannungsabbau in der Schicht und somit zu einer besseren Kristallstruktur mit vergrößerter kritischer Temperatur, vergrößerter kritischer Stromdichte und verringertem niederfrequenten Rauschen führten, kann so nicht übernommen werden. Die durchgeführten Versuche zeigen, dass die



Gold-Nanopartikel nicht in die YBCO-Schicht diffundieren, sondern durch die Beschichtung der Pufferschichten auf der Substratoberfläche bleiben. Entsprechend zeigen sich andere Wachstumsbedingungen und daraus resultierend andere supraleitende Eigenschaften.

Weiterhin unterscheiden sich die Schichten der vorliegenden Dissertation deutlich von den Schichten von Katzer et al. Dort führte das Einbringen der Gold-Nanopartikel zu weniger Ausscheidungen in den hergestellten Schichten, was durch Relaxation beim Aufwachsen und resultierend weniger Versetzungsdefekten erklärt wird. Kürzlich wurde gezeigt, dass Kupferoxid-Ausscheidungen in solchen Schichtsystemen nur in unmittelbarer Nähe der Gold-Nanopartikel auf der Oberfläche der Schicht auftreten und auch eine Vermischung von Gold und Kupfer nicht ausgeschlossen werden kann [188]. In den Versuchen der vorliegenden Dissertation bildeten sich durch das Einbringen der Gold-Nanopartikel mehr Ausscheidungen, deren Größe sich mit wachsender Initialisierungsschicht steigert (vgl. Abbildung 4-29). Dies könnte ein Anzeichen dafür sein, dass mehr Versetzungen in der Schicht vorhanden sind. Befinden sich Gold-Nanopartikel auf der Substrat-Oberfläche, wenn das Schichtsystem abgeschieden wird, werden diese von den Pufferschichten partiell bedeckt und es entsteht eine unebene Oberfläche, auf die die supraleitende Funktionsschicht abgeschieden wird. Dadurch könnten in der Funktionsschicht vermehrt Defekte entstehen, welche die Verringerung der kritischen Temperatur und der kritischen Stromdichte sowie deren weitere Verschlechterung mit wachsender Initialisierungsschicht erklären könnten. Als Haftzentren könnten in dieser Theorie die Defekte selbst wirken. Die Erzeugung von Haftzentren durch von Nanopartikeln erzeugte Defekte wurde bereits mehrfach gezeigt [130, 132, 133, 189]. Um diese Theorie weitergehend zu prüfen, sind weitere Untersuchungen der morphologischen Schichteigenschaften wie beispielsweise HRTEM-Analysen notwendig.

### **4.4.3 Vergleich der beiden Maßnahmen gegen Flussschlauchbewegung**

Vergleicht man das Einbringen der Gold-Nanopartikel mit der Verringerung der supraleitenden Flächen, zeigt sich, dass die Reduktion des niederfrequenten Rauschens im gleichen Bereich liegt (Abbildung 0-11 im Anhang). Bezüglich der elektrischen Charakterisierung zeigen die Magnetometer mit geschlitzter Aufnehmerfläche Parameter, die sich kaum von ihren Pendants mit voller Aufnehmerfläche unterscheiden. Magnetometer mit Gold-Nano-

partikeln zeigen durch die verringerte kritische Stromdichte der Schichten verringerte kritische Ströme. Dies verschlechtert mit dem verwendeten Design die Ausbeute der Magnetometerfabrikation und könnte durch eine Designanpassung mit breiteren Josephson-Kontakten ausgeglichen werden. Bezüglich der Herstellung erweisen sich Magnetometer mit Gold-Nanopartikeln als nachteilig, da sie mit der Kathodenzerstäubung einen zusätzlichen Fabrikationsschritt durchlaufen müssen. Nach diesem Stand sind die Magnetometer mit geschlitzter Aufnehmerfläche zu favorisieren.

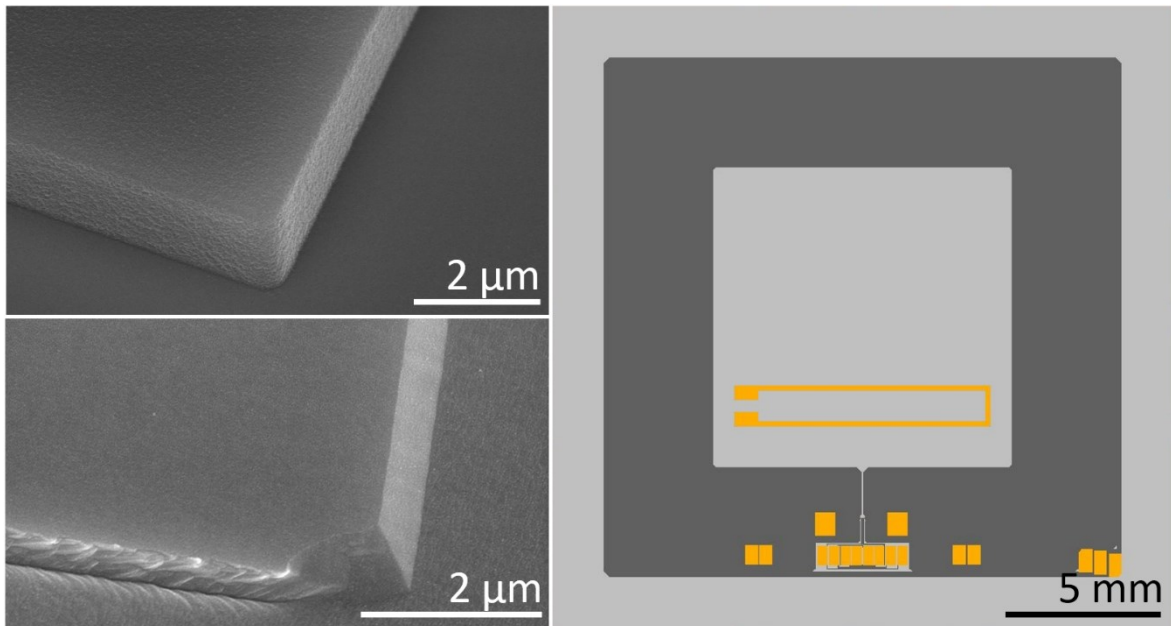
Um beide Methoden weiterführend zu evaluieren, könnte die Homogenität der Stromdichteverteilung in den Kontakten überprüft werden, die sich in der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes zeigt. Um Magnetometer beziehungsweise SQUIDs zu untersuchen, werden hohe Magnetfelder benötigt, die im Rahmen der vorliegenden Dissertation nicht zum Einsatz kamen. Die einzelnen Josephson-Kontakte der SQUIDs konnten aufgrund des Designs mit direkt gekoppelter Aufnehmerfläche nicht analysiert werden. Auf die Konzeptionierung eines Designs für die Untersuchung von Einzelkontakte wurde wegen des hohen zeitlichen Aufwandes bislang verzichtet. Zudem sind systematische Untersuchungen der Magnetometer in ungeschirmter Umgebung sowie die systematische Anwendung in TEM-Systemen durchzuführen, um beide Methoden für die Unterdrückung des  $1/f$ -Rauschens durch Flussschlauchbewegung abschließend zu evaluieren und vergleichen zu können.

### 4.5 Sensitivitätserhöhung

Neben der Unterdrückung der verschiedenen Rauschquellen gibt es einen weiteren Ansatz, um Magnetometer sensitiver zu machen: Die Vergrößerung der effektiven Fläche. Dafür muss der Quotient  $Q = A_p/L_p$  maximiert und somit die Fläche  $A_p$  und die Induktivität  $L_p$  der Aufnehmerfläche angepasst werden. Im Folgenden wird dieser Ansatz für die in dieser Dissertation verwendeten Magnetometer auf Realisierbarkeit und Funktionalität geprüft.

Um die Vergrößerung der Aufnehmerfläche realisieren zu können, werden für diese Magnetometer MgO-Substrate der Größe  $A_s = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  verwendet. Zudem wurden alle Lithografieprozesse der Fabrikation vom Mask-Aligner auf den Wafer-Stepper umgestellt, der mittels Projektions-Lithografie belichtet und eine höhere Auflösung erreicht. Im Rahmen dieser Umstellung wurden optimale Fokusse und optimale Dosen durch verschiedene Testreihen für die verschiedenen Lithografieprozesse analysiert. Dies war vor allem für die

Stufe wichtig. Mit den ermittelten Parametern konnten steile Lackkanten und glatte Stufen erreicht werden (vgl. Abbildung 4-32, links).



**Abbildung 4-32** REM-Aufnahme der kritischen Lackkante einer hergestellten Lackstruktur für die Stufenätzung (links, oben), REM-Aufnahme einer geätzten Stufe (links, unten) und schematische Darstellung des Designs der Magnetometer mit vergrößerter Aufnehmerfläche (rechts) auf MgO-Substraten der Größe  $A_S = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  (hellgrau) mit breiter Aufnehmerfläche aus dem Schichtsystem (dunkelgrau), Heizern und Kontaktpads und Heizern (gelb).

Das Design ist in Abbildung 4-32 (rechts) dargestellt. Es besteht aus einer breiten Aufnehmerfläche mit den Außenmaßen von  $D_p = 16,3 \text{ mm}$  und den Innenmaßen von  $d_p = 9,6 \text{ mm}$ . Die maximalen Außenmaße waren dabei durch das Bildfeld des Steppers begrenzt. Somit ergeben sich eine effektive Fläche von  $A_p = 156,3 \text{ mm}^2$  und eine Induktivität von  $L_p = 17,8 \text{ nH}$ . Im Vergleich zum vorherigen Design konnte der Quotient aus Fläche und Induktivität der Aufnehmerfläche von  $Q_{15 \times 15} = 7,3$  auf  $Q_{20 \times 20} = 8,8$  gesteigert werden. Die Aufnehmerfläche ist weiterhin direkt an vier SQUIDs gekoppelt, die die gleichen geometrischen Eigenschaften haben wie im vorherigen Design. Die effektiven Flächen der verschiedenen SQUIDs in Kombination mit der Aufnehmerfläche lassen sich mit den Formeln aus Kapitel 2.4.1 für SQUID 1 zu  $A_{\text{eff}} = 0,88 \text{ mm}^2$ , für SQUID 2 zu  $A_{\text{eff}} = 0,71 \text{ mm}^2$ , für SQUID 3 zu  $A_{\text{eff}} = 0,70 \text{ mm}^2$  und für SQUID 4 zu  $A_{\text{eff}} = 0,87 \text{ mm}^2$  berechnen. Im Design sind Heizern und Feedback-Spule integriert. Während die Spule unverändert blieb und weiterhin um die Aufnehmerfläche herumführt, wurde der Heizern in der Mitte der Aufnehmerfläche platziert. Seine Ausmaße wurden zu einer Gesamtlänge der Mäanderstruktur von  $l_M = 17310 \text{ µm}$ , einer Breite von  $w_H = 150 \text{ µm}$  und einem Abstand zwischen den beiden Bahnen von

## Ergebnisse und Diskussion

$a_H = 1000 \mu\text{m}$  geändert, um bei anderen Platzverhältnissen hinreichende Widerstandsergebnisse zu erzielen. Die Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers sind in Tabelle 4-6 dargestellt.

**Tabelle 4-6 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers mit vergrößerter Aufnehmerfläche auf einem Substrat der Größe  $A_S = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  mit kritischem Strom  $I_c$ , Normalleitungswiderstand  $R_n$ ,  $I_c R_n$ -Produkt  $I_c R_n$ , Spannungshub  $V_{pp}$ , SQUID-Parameter  $\beta_L$  und effektiver Fläche  $A_{eff}$ .**

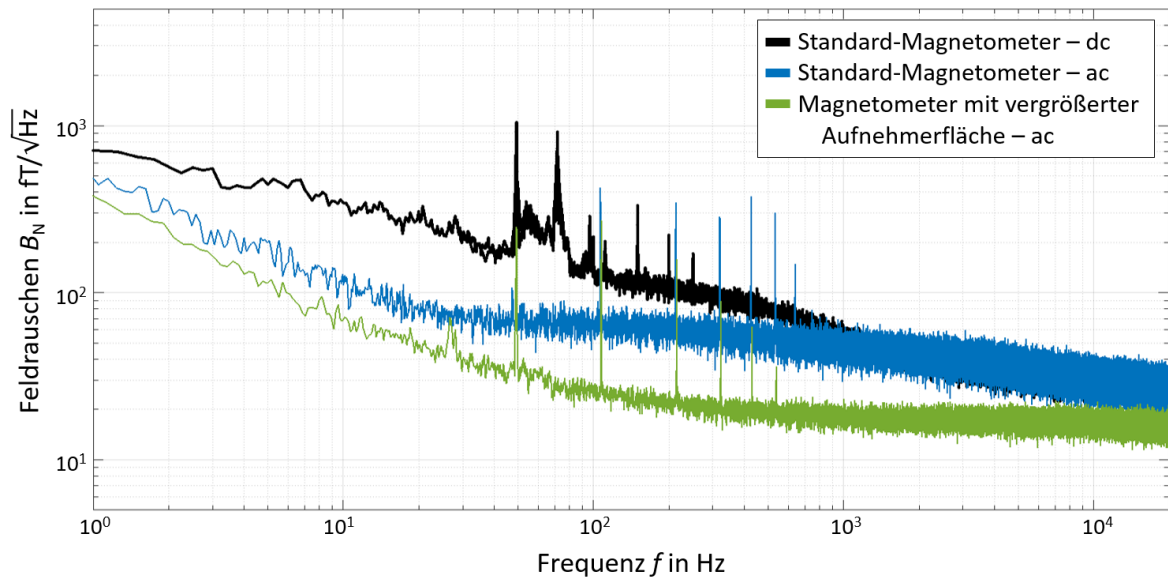
SQUID-Nummer	$I_c$ in $\mu\text{A}$	$R_n$ in $\Omega$	$I_c R_n$ in $\mu\text{V}$	$V_{pp}$ in $\mu\text{V}$	$\beta_L$	$A_{eff}$ in $\text{mm}^2$
1	4,0	49,4	198	37,5	0,19	0,86
2	9,7	35,3	342	44,9	0,38	0,71
3	21,0	20,9	439	64,7	0,81	0,71
4	17,3	24,3	420	50,9	0,79	0,85

Die elektrische Charakterisierung der Magnetometer zeigt, dass die kritischen Ströme sehr klein sind, sodass SQUID 1 und SQUID 2 mit schmalen Josephson-Kontaktbreiten das Kriterium von  $I_c > 10 \mu\text{A}$  nicht erreichen. Dies liegt vermutlich an einer leichten Überätzung des Magnetometers im letzten Fabrikationsschritt. Die  $I_c R_n$ -Produkte zeigen vor allem für SQUID 3 und SQUID 4 stufenkontakttypische hohe Werte. Entsprechend hoch sind die Spannungshübe, auch SQUID 1 und SQUID 2 haben Spannungshübe über dem Kriterium von  $V_{pp} > 30 \mu\text{V}$ . Durch die Überätzung haben die SQUID-Parameter für SQUID 1 und SQUID 2 sehr kleine Werte, die SQUID-Parameter von SQUID 3 und SQUID 4 liegen sehr nah am Optimum von  $\beta_L = 1$ . Die effektiven Flächen der SQUIDs in Kombination mit der Aufnehmerfläche liegen im berechneten Bereich. Die Kopplungen der SQUIDs zur Feedback-Spule liegen im Bereich zwischen  $M_{fb} = 2,67 \mu\text{A}/\Phi_0$  und  $M_{fb} = 3,21 \mu\text{A}/\Phi_0$ , der Heizer des vorgestellten Magnetometers hat einen Widerstand von  $R_H = 296 \Omega$ . Damit erfüllen beide Parameter die Anforderungen für die Implementierung in die TEM-Systeme.

Die Rauschcharakterisierung wurde unter den gleichen Bedingungen, wie die Messungen der Magnetometer auf der Substratgröße  $A_S = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$  durchgeführt. Das entsprechende Rauschspektrum gemessen mit ac-bias-Elektronik und HTS-Schirmung ist in Abbildung 4-33 zu sehen. Für die bessere Vergleichbarkeit wurden das Feldrauschen des Magnetometers auf der Substratgröße  $A_S = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$  eingefügt. Das Rauschspektrum des Magnetometers mit vergrößerter Aufnehmerfläche zeigt ein weißes Feldrauschen von  $B_N = 17 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , dies entspricht einem magnetischen Flussrauschen von  $\Phi_N = 5,8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Das niederfrequente Rauschen zeigt bei einer Frequenz von  $f = 10 \text{ Hz}$  ein Feldrauschen von

## Ergebnisse und Diskussion

$B_N = 70 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und bei  $f = 1 \text{ Hz}$  ein Feldrauschen von  $B_N = 400 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die Knick-Frequenz liegt bei  $f_c = 100 \text{ Hz}$ .



**Abbildung 4-33** Magnetisches Feldrauschen  $B_N$  eines Magnetometers mit vergrößerter Aufnehmerfläche auf einem Substrat der Größe  $A_S = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  gemessen mit ac-bias-Elektronik (grün), zum Vergleich magnetisches Feldrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers auf einem Substrat der Größe  $A_S = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$  gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau).

Das weiße Rauschen liegt deutlich unter der in Kapitel 4.3.1 definierten Anforderung von  $B_N < 50 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und zeigt keine Rauschüberhöhung im mittleren Frequenzbereich wie das Rauschen des Magnetometers auf einer Substratgröße von  $A_S = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ . Das niedrige weiße Rauschen kann auf eine hohe Josephson-Kontaktqualität hindeuten, was mit der neuen Fabrikationsweise der Stufe mit dem Wafer-Stepper einhergehen kann. Zudem lag der SQUID-Parameter dieses SQUIDs sehr nah am Optimum von  $\beta_L = 1$ . Im gesamten Frequenzbereich zeigt sich der Vorteil der größeren effektiven Fläche. Betrachtet man die Spektren des magnetischen Flussrauschens der beiden Magnetometerarten (vgl. Abbildung 0-12 im Anhang) zeigt sich, dass das  $1/f$ -Rauschen beider Magnetometer im niederfrequenten Bereich nahezu den gleichen Verlauf hat. Durch das Umwandeln in Feldrauschen unter Hinzunahme der vergrößerten effektiven Fläche verringert sich das Rauschen des Magnetometers mit der Substratfläche von  $A_S = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  im ganzen Frequenzbereich deutlich. In Kombination mit den guten Ergebnissen der elektrischen Charakterisierung und dem niedrigen weißen Rauschen scheinen die Magnetometer mit vergrößerter Aufnehmerfläche gute Kandidaten für die Anwendungen in TEM-Systemen zu sein. Eine mögliche Wei-

terentwicklung der Magnetometer mit vergrößerter effektiver Fläche bietet die Kombination dieser Magnetometer mit den rauschunterdrückenden Maßnahmen des vorangegangenen Kapitels.

### 4.6 Passivierung

Für eine langfristige Verwendung von YBCO-Bauelementen ist eine Passivierungsschicht unerlässlich, da YBCO sehr anfällig für Degradierung durch den Kontakt mit Wasser, Wasserdampf oder Luft ist. In der vorliegenden Dissertation wird als Passivierungsschicht ein Schichtsystem aus einer amorphen YBCO-Schicht der Dicke  $d_{\alpha\text{YBCO}} = 1 \mu\text{m}$  und einer Aluminiumoxidschicht der Dicke  $d_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 40 \text{ nm}$  verwendet, deren Beurteilung bezüglich des Einflusses der Passivierungsbeschichtung und bezüglich des Langzeitverhaltens in diesem Kapitel erfolgen soll.

#### 4.6.1 Einfluss der Passivierungsbeschichtung

Um den Einfluss der Passivierungsbeschichtung zu analysieren, wurden 117 SQUIDs auf 66 Magnetometer-Substraten wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, elektrisch charakterisiert, im Anschluss mit den Passivierungsschichten beschichtet und erneut vermessen. Die Analyse zweier SQUIDs auf einem Magnetometer vor und nach der Passivierungsbeschichtung ist in Tabelle 4-7 gezeigt. Die Parameter der elektrischen Charakterisierung der SQUIDs ändern sich durch die Passivierungsbeschichtung kaum. Der kritische Strom sinkt etwas, wodurch das  $I_c R_n$ -Produkt und der SQUID-Parameter sinken. Der Spannungshub sinkt ebenfalls leicht. Der Normalleitungswiderstand steigt durch die Passivierungsbeschichtung minimal, gleicht den Effekt des kritischen Stromes auf das  $I_c R_n$ -Produkt jedoch nicht aus. Die effektive Fläche bleibt unverändert.

**Tabelle 4-7 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung zweier SQUIDs eines Magnetometers im unpassivierten und passivierten Zustand mit kritischem Strom  $I_c$ , Normalleitungswiderstand  $R_n$ ,  $I_c R_n$ -Produkt  $I_c R_n$ , Spannungshub  $V_{pp}$ , SQUID-Parameter  $\beta_L$  und effektiver Fläche  $A_{\text{eff}}$ .**

SQUID-Nummer	Passivierungsstand	$I_c$ in $\mu\text{A}$	$R_n$ in $\Omega$	$I_c R_n$ in $\mu\text{V}$	$V_{pp}$ in $\mu\text{V}$	$\beta_L$	$A_{\text{eff}}$ in $\text{mm}^2$
2	unpassiviert	38,9	19,3	751	57,2	1,53	0,49
2	passiviert	38,2	19,5	745	56,3	1,50	0,49
3	unpassiviert	43,5	17,2	748	69,1	1,68	0,49
3	passiviert	43,0	17,3	744	67,9	1,66	0,49

Um eine Übersicht über alle gemessenen SQUIDs zu ermöglichen, wurden in Tabelle 4-8 die Anzahl der 117 SQUIDs aufgetragen, die durch die Passivierungsbeschichtung eine Änderung  $< 30 \%$  vom Ausgangswert des jeweiligen Parameters zeigen.

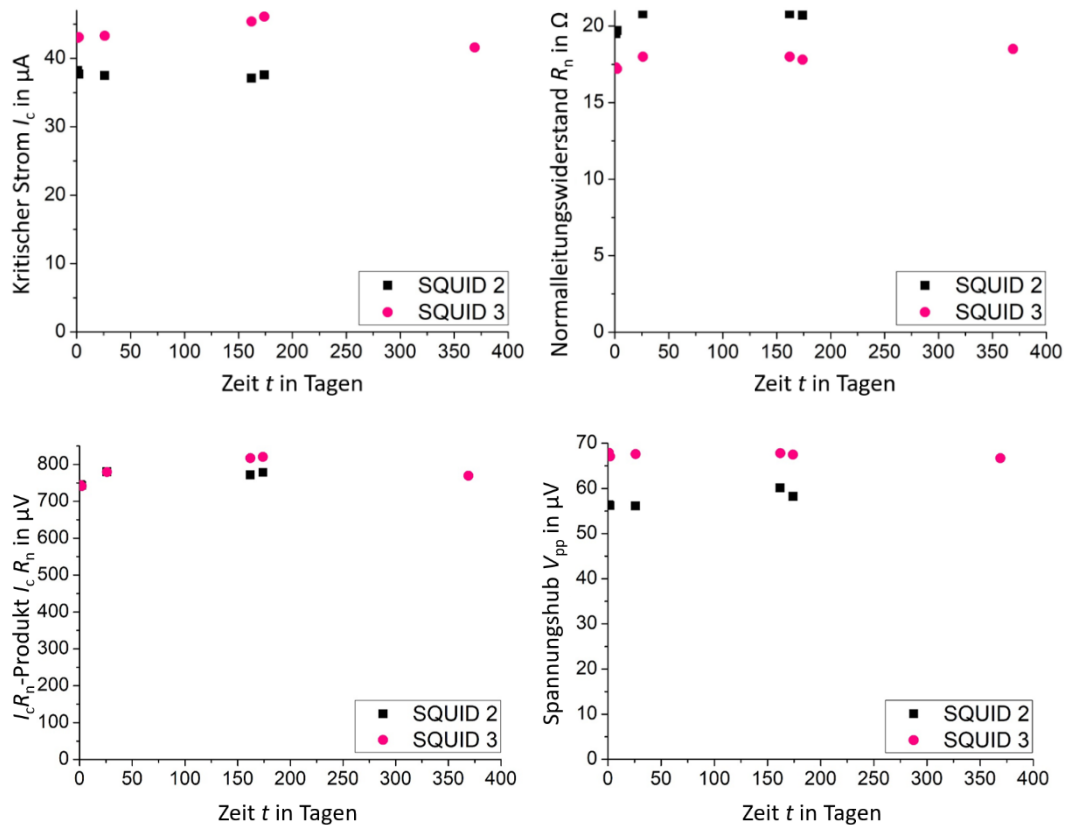
**Tabelle 4-8** Anzahl der 117 SQUIDs, die nach Passivierungsbeschichtung eine Veränderung des kritischen Stromes  $I_c$ , des Normalleitungswiderstandes  $R_n$ , des  $I_c R_n$ -Produktes  $I_c R_n$  beziehungsweise des Spannungshubes  $V_{pp}$  von  $< 30\%$  des jeweiligen Ausgangswertes zeigen und ihr prozentualer Anteil.

	$I_c$	$R_n$	$I_c R_n$	$V_{pp}$
Anzahl der 117 SQUIDs	88	96	92	100
Prozentualer Anteil	75%	82%	79%	85%

Bezüglich aller Parameter liegt der Anteil der SQUIDs mit einer Parameteränderung  $< 30\%$  bei  $75\%$  oder darüber. Dies zeigt einen vertretbaren Einfluss der Passivierungsschichten auf die elektrischen Parameter der SQUIDs. Zwei Aspekte sorgen für die verhältnismäßig geringe Veränderung: einerseits die niedrigen Temperaturen der Beschichtungsmethoden. Die Beschichtung der amorphen YBCO-Schicht mittels Laserablation verläuft bei Raumtemperatur, die Beschichtung der  $Al_2O_3$ -Schicht mittels Atomlagenabscheidung bei einer Temperatur von  $T_{Al_2O_3} = 30\text{ °C}$ . Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit der Degradierung durch die Beschichtung sehr gering. Andererseits wird das Magnetometer zunächst mit amorphem YBCO bedeckt. Dieses zeigt aufgrund seiner ähnlichen physikalischen und stöchiometrischen Eigenschaften wie die supraleitende Funktionsschicht keinen großen Einfluss auf die supraleitenden Parameter [103]. Aufgrund der Schichtdicke des amorphen YBCO von  $d_{\alpha YBCO} = 1\text{ }\mu\text{m}$  wird der direkte Kontakt zwischen supraleitender Funktionsschicht und Aluminiumoxid unterbunden und eine eventuelle Beeinflussung durch die  $Al_2O_3$ -Schicht sehr unwahrscheinlich.

### 4.6.2 Langzeitverhalten

Um das Langzeitverhalten von SQUIDs mit Passivierungsschichten beurteilen zu können, wurden 44 SQUIDs auf 29 Magnetometer-Substraten über ein Jahr hinweg mehrfach wie in den vorherigen Kapiteln elektrisch charakterisiert. Dazwischen wurden sie in einem Exsikkator gelagert. Ein beispielhafter zeitlicher Verlauf des kritischen Stromes, des Normalleitungswiderstandes, des  $I_c R_n$ -Produktes und des Spannungshubes eines Magnetometers mit zwei SQUIDs ist in Abbildung 4-34 dargestellt. SQUID 2 wurde nach ca. 200 Tagen durch einen zu hohen Biasstrom zerstört und demnach nach 300 Tagen nicht mehr gemessen.



**Abbildung 4-34** Entwicklung des kritischen Stromes  $I_c$ , des Normalleitungswiderstandes  $R_n$ , des  $I_c R_n$ -Produktes  $I_c R_n$  und des Spannungshubes  $V_{pp}$  in der Zeit  $t$ .

Beide SQUIDs zeigen im Laufe der Zeit wenig Veränderung. Sowohl kritischer Strom und Normalleitungswiderstand sowie das daraus berechnete  $I_c R_n$ -Produkt und der Spannungshub bleiben über den Zeitraum von einem halben beziehungsweise einem Jahr nahezu konstant.

Um eine Übersicht aller gemessenen SQUIDs zu ermöglichen, wurden in Tabelle 4-9 die Anzahl der 44 passivierten SQUIDs aufgetragen, die nach einem Jahr eine Parameteränderung von  $< 20\%$  des jeweiligen Ausgangswertes zeigten, sowie der prozentuale Anteil. Um die Funktionalität der Passivierungsschichten besser beurteilen zu können, wurden zudem 33 SQUIDs auf 10 Magnetometern ohne Passivierungsschicht auf die gleiche Weise gemessen. Die Anzahl der unpassivierten SQUIDs, die in einem Jahr eine Parameteränderung von  $< 20\%$  des Ausgangswertes des jeweiligen Parameters zeigten, sowie ihr prozentualer Anteil sind ebenfalls in Tabelle 4-9 eingetragen.



## Ergebnisse und Diskussion

**Tabelle 4-9** Anzahl der 44 passivierten und der 33 unpassivierten SQUIDs, die nach einem Jahr eine Veränderung des kritischen Stromes  $I_c$ , des Normalleitungswiderstandes  $R_n$ , des  $I_c R_n$ -Produktes  $I_c R_n$  beziehungsweise des Spannungshubes  $V_{pp}$  von  $< 20\%$  des Ausgangswertes zeigen und ihr prozentualer Anteil.

	$I_c$	$R_n$	$I_c R_n$	$V_{pp}$
Anzahl der 44 passivierten SQUIDs	35	37	32	38
Prozentualer Anteil	80%	84%	73%	86%
Anzahl der 33 unpassivierten SQUIDs	12	20	14	12
Prozentualer Anteil	36%	61%	42%	36%

Der Anteil der passivierten SQUIDs, die nach einem Jahr eine Parameteränderung von  $< 20\%$  für den kritischen Strom, den Normalleitungswiderstand und den Spannungshub zeigen, liegt bei 80 % oder mehr. Dies zeigt ein stabiles Langzeitverhalten. Für das  $I_c R_n$ -Produkt liegt der Anteil der SQUIDs mit einer Parameteränderung von  $< 20\%$  bei über 70 %. Die Funktionalität der Passivierungsschichten wird im Vergleich zu den unpassivierten SQUIDs deutlich. Der Anteil der unpassivierten SQUIDs, die nach einem Jahr eine Parameteränderung von  $< 20\%$  zeigen, liegt für alle Parameter deutlich niedriger als der der passivierten SQUIDs. Dies zeigt sich besonders bezüglich des kritischen Stromes und des Spannungshubes: Je nur 36 % der SQUIDs zeigen eine Parameteränderung  $< 20\%$ . Die Passivierungsschicht aus amorphem YBCO und  $Al_2O_3$  ermöglicht demnach ein deutlich stabileres Langzeitverhalten, indem sie die supraleitenden Strukturen vor Umwelteinflüssen schützt und so eine Einschränkung der supraleitenden Eigenschaften durch Sauerstoffverlust verhindert.

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurden keine vergleichenden Messkampagnen durchgeführt, die die Effekte der einzelnen Passivierungsschichten auf das Langzeitverhalten untersucht. Dazu wären Untersuchungen von Magnetometern, die nur mit amorphem YBCO oder nur mit Aluminiumoxid passiviert wurden, ratsam. So wäre eingrenzbar, welche Passivierungsschicht den entscheidenden Einfluss auf das Langzeitverhalten hat. Die vorgestellte Kombination aus beiden Passivierungsschichten reduziert die Alterung der Bauelemente jedoch signifikant und ermöglicht so eine langzeitstabile Erprobung der Magnetometer in den TEM-Systemen.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Dissertation hatte das Ziel, für das Leibniz-IPHT neuartige HTS-SQUID-Magnetometer auf der Basis von Stufen-Josephson-Kontakten mit hoher Sensitivität und niedrigem, insbesondere niederfrequentem Rauschen für den Einsatz in TEM-Systemen zu realisieren und zu erforschen sowie zur Einsatzreife zu bringen.

Im Rahmen der Technologieentwicklung und -erforschung wurden dafür neue Dünnschichttechnologiestritte im Reinraum eingeführt, untersucht, optimiert und zusammengeführt. An erster Stelle stand die Herstellung der namensgebenden Stufe für die Stufenkontakte auf MgO-Substraten. Es wurden sowohl Lackverteilung und Lackhomogenität sowie der Einfluss der Ätzwinkel auf die entstehenden Stufenstrukturen untersucht, um optimale Stufen mit ebenen Stufenflanken und mit zwei gleichen Winkeln an der oberen und der unteren Stufenkante reproduzierbar herstellen zu können. Es folgte die Analyse des Hochtemperatursupraleiters. Es zeigte sich, dass YBCO/STO/YBCO-Schichtsysteme, abgesehen mithilfe von in situ gepulster Laserablation auf MgO bessere morphologische und supraleitende Eigenschaften als einzelne YBCO-Schichten erzielen. Die Schichtsysteme wurden hinsichtlich der Anforderungen für die Magnetometer optimiert, indem der Einfluss der Beschichtungsparameter auf die Schichtqualität untersucht und ein optimales Parameterset gefunden wurde. So können exzellente supraleitende Schichten mit hohen kritischen Temperaturen und hohen kritischen Stromdichten für die Magnetometerfabrikation reproduzierbar hergestellt werden. Diese beiden Schritte ermöglichen unter Hinzunahme weiterer Standardfabrikationsschritte die Herstellung eines für das Leibniz-IPHT neuartigen Kontakttyps und die Fabrikation von HTS-dc-SQUID-Magnetometern mit hinreichend hoher Reproduzierbarkeit und einer Ausbeute von  $Y \geq 67\%$ . Das Ziel der Erforschung und Etablierung einer neuen Fabrikationstechnologie wurde somit vollumfänglich erreicht.

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde ein neuer Magnetometerentwurf erstellt und optimiert. Diese Magnetometer werden auf MgO-Substraten der Größe  $A_S = 15\text{ mm} \times 15\text{ mm}$  hergestellt und verfügen über jeweils vier SQUIDs, die direkt an eine Aufnehmerfläche gekoppelt sind, was die Fabrikation von einlagigen Bauelementen ermöglicht und einen Vorteil gegenüber den zuvor am Leibniz-IPHT hergestellten HTS-Magnetometern auf der Basis von Bikristall-Kontakten in Flip-Chip-Anordnungen bietet. Ein auf dem

Substrat integrierter Heizer und eine integrierte Feedback-Spule reduzieren zudem die weitere händische Bearbeitung der Bauelemente und damit verbundene Fehlerquellen. Die SQUIDs erreichen hohe  $I_c R_n$ -Produkte von  $I_c R_n > 390 \mu\text{V}$  und hohe Spannungshübe mit  $V_{pp} > 29 \mu\text{V}$ . Das Rauschen liegt im weißen Bereich bei  $B_N = 26 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  beziehungsweise  $\Phi_N = 7,5 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Im niederfrequenten Bereich konnte es durch die Verwendung einer ac-bias-Elektronik auf  $B_N = 100 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei  $f = 10 \text{ Hz}$  und auf  $B_N = 480 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei  $f = 1 \text{ Hz}$  verringert werden. Durch eine neuartige Passivierungsschicht aus amorphem YBCO und Aluminiumoxid wurde die Langzeitstabilität dieser Magnetometer deutlich verbessert.

Der zweite Schwerpunkt der vorliegenden Dissertation lag auf der Optimierung der Magnetometer für die Verwendung in TEM-Systemen hinsichtlich des Rauschens und der Sensitivität. Um gezielt das Rauschen im niederfrequenten Bereich zu verringern, wurden zwei Methoden zur Unterdrückung von Flussschlauchbewegung untersucht: Einerseits wurden Magnetometer mit geschlitzter Aufnehmerfläche hergestellt. Die zuvor breite Aufnehmerfläche wurde durch schmale Leiterbahnen ersetzt, um das Eindringen von Flussschläuchen zu unterbinden und den Rauschbeitrag durch Abschirmströme zu verringern. Diese Magnetometer zeigen hohe  $I_c R_n$ -Produkte, hohe Spannungshübe und ein deutlich vermindertes niederfrequentes Rauschen. Die zweite Methode bestand darin, Gold-Nanopartikel in das Schichtsystem der Magnetometer zu implementieren. Es konnte experimentell gezeigt werden, dass diese das niederfrequente Rauschen der Magnetometer verringern, jedoch ebenso zu einer Verringerung der kritischen Temperatur und der kritischen Stromdichte der supraleitenden Funktionsschichten führen. Ursächlich könnte eine durch die Gold-Nanopartikel erzeugte Unebenheit der Pufferschichten sein. Dies konnten im Rahmen der vorliegenden Dissertation jedoch nicht final bestätigt werden. Beide Methoden verringern das niederfrequente Rauschen deutlich auf Werte von  $B_N \approx 60 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei  $f = 10 \text{ Hz}$  und von  $B_N \approx 200 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei  $f = 1 \text{ Hz}$ , gemessen mit ac-bias-Elektronik. Mit den Ergebnissen der elektrischen Charakterisierung, vor allem der Magnetometer mit geschlitzter Aufnehmerfläche, und dem niedrigen Rauschen im niederfrequenten Bereich bestimmen diese Magnetometer den internationalen Stand für direkt gekoppelte HTS-Magnetometer auf Basis von Stufenkontakten mit.

Zusätzlich wurde ein neues Design mit einer vergrößerten Aufnehmerfläche entwickelt und optimiert, um die effektive Fläche der Magnetometer zu erhöhen. Diese Magnetometer

werden auf einer Substratgröße von  $A_S = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  und statt mit Kontakt- mit Projektionslithografie hergestellt. Sie verfügen, wie geplant, über eine höhere Sensitivität sowie hohe  $I_c R_n$ -Produkte und hohe Spannungshübe. Durch die vergrößerte Sensitivität zeigen sie ein verringertes Feldrauschen im kompletten Frequenzbereich mit einem weißen Rauschen von  $B_N = 17 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und einem verringerten niederfrequenten  $1/f$ -Rauschen von  $B_N = 70 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei  $f = 10 \text{ Hz}$  und  $B_N = 400 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei  $f = 1 \text{ Hz}$  gemessen mit ac-bias-Elektronik. Diese Magnetometer haben enormes Potenzial und können in Kombination mit den vorher untersuchten rauschunterdrückenden Methoden, einer geschlitzten Aufnehmerfläche, Gold-Nanopartikeln oder einer Synthese aus beiden Maßnahmen, wahrscheinlich herausragende Ergebnisse erzielen. Entsprechende Fabrikationsadaptionen sind derzeit in Vorbereitung.

Für die weitere Optimierung der Magnetometer, ist eine detaillierte Analyse der Josephson-Kontakte möglich. Hierzu sollte eine Analyse von Einzelkontakten erfolgen, beispielsweise durch die Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes. Sie gibt Auskunft über die Homogenität der Kontakte und könnte weiterführende Erkenntnisse über das Zusammenspiel zwischen Stufe und Schichtsystem und über mögliche Rauschanomalien generieren. Zudem könnte so der Einfluss der Gold-Nanopartikel auf die einzelnen Josephson-Kontakte untersucht werden. Für eine solche Untersuchung sind jedoch ein neues Design mit einer neuen breiteren Stufenform sowie neuen Masken für alle Ebenen nötig. Die Fabrikationstechnologie muss für dieses neue Maskenset und die neue Stufenform angepasst und optimiert werden, ähnlich wie in Kapitel 4.1. Dies stellt einen erheblichen zeitlichen Aufwand dar und wurde deshalb im Rahmen der vorliegenden Dissertation nicht durchgeführt.

Offene Fragen stellen sich bezüglich der Gold-Nanopartikel und ihres Einflusses auf die supraleitenden Schichtsysteme: Weiterführende bildgebende Verfahren, wie beispielsweise HRTEM-Aufnahmen können im Nachgang der vorliegenden Dissertation helfen die genaue Kristallstruktur des YBCOs unter Einfluss der Gold-Nanopartikel zu erkennen und die These bezüglich der Versetzungen zu bestätigen oder zu widerlegen.

Der Fokus der vorliegenden Dissertation lag ausschließlich auf der Realisierung und der Analyse der Magnetometer im Laborbetrieb in geschirmter Umgebung. Systematische Messungen in TEM-Systemen der modifizierten Magnetometer, sowohl mit geschlitzter

Aufnehmerfläche, als auch mit Gold-Nanopartikeln und vergrößerter effektiver Fläche, um diese im Betrieb und in ungeschirmter Umgebung zu testen, zu vergleichen und zu evaluieren stehen noch aus. Erste Tests im Feldeinsatz mit den vorgestellten HTS-SQUID-Magnetometern mit geschlitzter Aufnehmerfläche zeigen jedoch vielversprechende Ergebnisse.

Zudem werden die in Kapitel 4.3 vorgestellten HTS-SQUID-Magnetometer mit voller Aufnehmerfläche bereits heute weltweit, aktuell beispielsweise in Finnland und Südafrika, in einer Vielzahl von TEM-Systemen der supracon AG betrieben. Sie zeichnen sich durch sehr gute Leistungsparameter, niedriges Rauschen und ein stabiles Langzeitverhalten aus und konnten bereits mehrere höffige Flächen für PGE-Lagerstätten identifizieren.

## Literaturverzeichnis

1. MARSCHIEDER-WEIDEMANN, F., S. LANGKAU, T. HUMMEN, L. ERDMANN, L.A. TERCERO E., G. ANGERER, M. MARWEDE und S. BENECKE. *Rohstoffe für Zukunftstechnologien 2016. Auftragsstudie 2016*. Datenstand: März 2016. Berlin: Deutsche Rohstoffagentur (DERA) in der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR), 2016. DERA Rohstoffinformationen. 28.
2. AL BARAZI, S., S. DAMM, D. HUY, M. LIEDTKE und M. SCHMIDT. *DERA Rohstoffliste 2021. DERA - Rohstoffinformationen 49*. Angebotskonzentration bei mineralischen Rohstoffen und Zwischenprodukten - potentielle Preis- und Lieferrisiken. Berlin, 2021.
3. NABIGHIAN, M., Hg. *Electromagnetic Methodes in applied Geophysics. Volume 2, Application, Part A and B*, 1991.
4. CHWALA, A., R. STOLZ, J.M. RAMOS, V. SCHULTZE, H.-G. MEYER und D. KRETZSCHMAR. An HTS dc SQUID system for geomagnetic prospection [online]. *Superconductor Science and Technology*, 1999, (12), 1036-1038. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/12/11/403
5. FOLEY, C.P., K.E. LESLIE, R. BINKS, C. LEWIS, W. MURRAY, G.J. SLOGGETT, S. LAM, B. SANKRITHYAN, N. SAVVIDES, A. KATZAROS, K.-H. MULLER, E.E. MITCHELL, J. POLLOCK, J. LEE, D.L. DART, R.R. BARROW, M. ASTEN, A. MADDEVER, G. PANJKOVIC, M. DOWNEY, C. HOFFMAN und R. TURNER. Field trials using HTS SQUID magnetometers for ground-based and airborne geophysical applications [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1999, **9**(2), 3786-3792. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.783852
6. ZAKOSARENKO, V., A. CHWALA, J. RAMOS, R. STOLZ, V. SCHULTZE, H. LUTJEN, J. BLUME, T. SCHULER und H.-G. MEYER. HTS dc SQUID systems for geophysical prospection [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2001, **11**(1), 896-899. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.919489
7. LESLIE, K.E., R.A. BINKS, C.P. FOLEY, R.G. THORN, M.J. ROBERTS, J. DU, E.E. MITCHELL, S.K.H. LAM, C.J. LEWIS, C. MILLAR und R.T. OSMOND. Operation of a geophysical HTS SQUID system in sub-arctic environments [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2003, **13**(2), 759-762. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/TASC.2003.814032
8. LE ROUX, C. und J. MACNAE. SQUID sensors for EM systems. *Proceedings of Exploration 07: Fifth Decennial International Conference on Mineral Exploration*, 2007, **5**, 417-423.
9. CHWALA, A., R. STOLZ, M. SCHMELZ, V. ZAKOSARENKO, M. MEYER und H.-G. MEYER. SQUID Systems for Geophysical Time Domain Electromagnetics (TEM) at IPHT Jena [online]. *IEICE Transactions on Electronics*, 2015, **E98.C**(3), 167-173. ISSN 0916-8524. Verfügbar unter: doi:10.1587/transele.E98.C.167
10. BMBF. *Die Basis für Zukunfts-Technologien. Die Fördermaßnahme „r4 – Wirtschaftsstrategische Rohstoffe“ sichert Hightech-Ressourcen*, 2015.
11. BUCKEL, W. und R. KLEINER. *Superconductivity. Fundamentals and applications*. 2. Auflage. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004. ISBN 3-527-40349-3.
12. OCHSENFELD, R. und W. MEISSNER. Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften*, 1933, **21**(44), 787-788.
13. LEE, J. und T. LEMBERGER. Penetration depth  $\lambda(T)$  of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  films determined from the kinetic inductance [online]. *Applied Physics Letters*, 1993, **62**(19), 2419-2421. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.109383
14. CLARKE, J. und A.I. BRAGINSKI, Hg. *The SQUID Handbook. Vol. 1: Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems*. Weinheim Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004. 1.
15. SEIDEL, P., Hg. *Applied Superconductivity. Handbook on Devices and Application*. Weinheim Germany: Wiley-VCH, 2015.
16. BARDEEN, J., L. COOPER und J. SCHRIEFFER. Theory of Superconductivity [online]. *Physical Review*, 1957, **10**(5), 1175-1204. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRev.108.1175
17. DOLL, R. und M. NÄBAUER. Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1961, **7**(2), 51-52. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.7.51
18. DEEVER, B., J. FAIRBANK und W. FAIRBANK. Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1961, **7**(2), 43-46. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.7.43
19. BEDNORZ, J. und K. MÜLLER. Possible High T<sub>c</sub> Superconductivity in the Ba - La- Cu- O System [online]. *Z. Phys. B - Condensed Matter*, 1986, **64**, 189-193. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF01303701
20. PARK, C. und R. SNYDER. Structures of High-Temperature Cuprate Superconductors [online]. *J. Am. Ceram. Soc.*, 1995, **78**(12), 3171-3194. Verfügbar unter: doi:10.1111/j.1151-2916.1995.tb07953.x
21. CAVA, R., B. BATLOGG, R. VAN DOVER, D. MURPHY, S. SUNSHINE, T. SIEGRIST, J. REMEIKI, E. RIETMAN, S. ZAHURAK und G. ESPINOSA. Bulk superconductivity at 91 K in single-phase oxygen-deficient perovskite Ba<sub>2</sub>YCu<sub>3</sub>O<sub>9-d</sub> [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(16), 1676-1679. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.58.1676

22. BLANK, D., D. ADELERHOF, J. FLOKSTRA und H. ROGALLA. Preparation of YBCO thin film on various Substrates by Laser Ablation [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1990, (167), 423-432. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(90)90363-J
23. JORGENSEN, J., B. VEAL, W. KWOK, G. CRABTREE, A. UMEZAWA, L. NOWICKI und A. PAULIKAS. Structural and superconducting properties of orthorhombic and tetragonal YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>: The effect of oxygen stoichiometry and ordering on superconductivity [online]. *Physical Review B*, 1987, **36**(10), 5731-5734. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.36.5731
24. JORGENSEN, J., B. VEAL, A. PAULIKAS, L. NOWICKI, G. CRABTREE, H. CLAUS und W. KWOK. Structural properties of oxygen-deficient YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> [online]. *Physical Review B*, 1990, **41**(4), 1863-1877. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.41.1863
25. MOODERA, J., R. MESERVEY, J. TKACZYK, C. HAO, G. GIBSON und P. TEDROW. Critical-magnetic-field anisotropy in single-crystal YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> [online]. *Physical Review B*, 1988, **37**(1), 619-622. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.37.619
26. WELP, U., H. KWOK, G. CRABTREE, K. VANDERVOORT und J. LIU. Magnetic Measurements of the Upper Critical Field of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-s</sub> Single Crystals [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(16), 1908-1911. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.62.1908
27. NGUYEN, C.P., Z.-H. WANG, A. RAO, M. DRESSELHAUS, J. MOODERA, G. DRESSELHAUS, H. RADOUSKY, R. GLASS und J. LIU. Transport and magnetic properties of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub>Bry single crystals [online]. *Physical Review B*, 1993, **48**(2), 1148-1155. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.48.1148
28. BASOV, D., R. LIANG, D. BONN, W. HARDY, B. DABROWSKI, M. QUIJADA, D. TANNER, J. RICE, D. GINSBERG und T. TIMUSK. In-Plane Anisotropy of the Penetration Depth in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> and YBa<sub>2</sub>Cu<sub>4</sub>O<sub>8</sub> Superconductors [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(4), 598-601. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.74.598
29. ZIMMERMANN, P., H. KELLER, S. LEE, I. SAVIC, M. WARDEN, D. ZECH, R. CUBITT, E. FORGAN, E. KALDIS, J. KARPINSKI und C. KRUGER. Muon-spin-rotation studies of the temperature dependence of the magnetic penetration depth in the YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> family and related compounds [online]. *Physical Review B*, 1995, **52**(1), 541-552. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.52.541
30. BATLOGG, B., R. CAVA, A. JAYARAMAN, R. VAN DOVER, G. KOUROUKLIS, S. SUNSHINE, D. MURPHY, L. RUPP, H. CHEN, A. WHITE, K. SHORT, A. MUJSCE und E. RIETMAN. Isotope Effect in the High-Tc Superconductors Ba<sub>2</sub>YCu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> and Ba<sub>2</sub>EuCu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(22), 2333-2336. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.58.2333
31. THOMPSON, J., D. CHRISTEN, S. SEKULA, B. SALES und L. BOATNER. Independent superconductivity and paramagnetism in HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>z</sub> [online]. *Physical Review B*, 1987, **36**(1), 836-839. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.36.836
32. WOLLMAN, D., D. VAN HARLINGEN, LEE, W., D. GINSBERG und A. LEGGETT. Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO-Pb dc SQUIDS [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(12), 2134-2137. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.71.2134
33. WOLLMAN, D., D. VAN HARLINGEN, J. GIAPINTZAKIS und D. GINSBERG. Evidence for dx<sub>2</sub>-y<sub>2</sub> Pairing from the Magnetic Field Modulation of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>-Pb Josephson Junctions [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(5), 797-800. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.74.797
34. HASHIMOTO, M., I. VISHIK, R. HE, T. DEVEREAUX und Z. SHEN. Energy gaps in high-transition-temperature cuprate superconductors [online]. *Nature Physics*, 2014, **10**(7), 483-495. ISSN 1745-2473. Verfügbar unter: doi:10.1038/nphys3009
35. BERTHOD, C., I. MAGGIO-APRILE, J. BRUÉR, A. ERB und C. RENNER. Observation of Caroli-de Gennes-Matricorn Vortex States in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> [online]. *Physical Review Letters*, 2017, **119**(23), 237001. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.119.237001
36. JULIÀ-FARRÉ, S., A. DAUPHIN, R. CHHAJLANI, P. GROCHOWSKI, S. WALL, M. LEWENSTEIN und P. GRZYBOWSKI. Nanoscale phase separation and pseudogap in the hole-doped cuprates from fluctuating Cu-O-Cu bonds [online]. *Physical Review B*, 2020, **101**(12). ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.101.125107
37. QIU, X., Hg. *High-temperature superconductors*. Deposition technologies, growth and properties of high-Tc films. Cambridge: Woodhead Publishing Limited, 2011.
38. WÖRDENWEBER, R. Deposition technologies, growth and properties of high-Tc films. In: X. QIU, Hg. *High-temperature superconductors*. Deposition technologies, growth and properties of high-Tc films. Cambridge: Woodhead Publishing Limited, 2011, S. 3-37.
39. SCHNEIDEWIND, H. *Beiträge zum Ionenstrahlätzen von kryoelektronischen Bauelementen auf der Basis von Kupratsupraleitern*. Dissertation. Jena, 4. Mai 1995.

40. YAN, M., R. BARNS, H. O'BRYAN, p. GALLAGHER, R. SHERWOOD und S. JIN. Water interaction with the superconducting YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> phase [online]. *Applied Physics Letters*, 1987, **51**(7), 532-534. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.98389
41. TU, K., C. TSUEI, S. PARK und A. LEVI. Oxygen diffusion in superconducting YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> oxides in ambient helium and oxygen [online]. *Physical Review B*, 1988, **38**(1), 772-775. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.38.772
42. EGDELL, R., W. FLAVELL und P. HOLLAMBY. Atmospheric Degradation of YBCO: A Study by Infrared Reflectance, Raman Scattering, and X-Ray Photoelectron Spectroscopy of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>: A Study by Infrared and X-Ray Photoelectron [online]. *Journal of Solid State Chemistry*, 1989, **79**, 238-249. Verfügbar unter: doi:10.1016/0022-4596(89)90271-5
43. KOELLE, D., R. KLEINER, F. LUDWIG, E. DANESKER und J. CLARKE. High-transition-temperature superconducting quantum interference devices [online]. *Reviews of modern physics*, 1999, **71**(3), 631-686. Verfügbar unter: doi:10.1103/RevModPhys.71.631
44. JOSEPHSON, B.D. Possible new effects in superconducting tunneling [online]. *Physic Letters*, 1962, **1**(7), 251-253. Verfügbar unter: doi:10.1016/0031-9163(62)91369-0
45. SEIDEL, P. High-Tc Josephson junctions. In: X. QIU, Hg. *High-temperature superconductors*. Deposition technologies, growth and properties of high-Tc films. Cambridge: Woodhead Publishing Limited, 2011, S. 317-369.
46. STEWART, W. CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF JOSEPHSON JUNCTIONS [online]. *Applied Physics Letters*, 1968, **12**(8), 277-280. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.1651991
47. MCCUMBER, D. Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions [online]. *Journal of Applied Physics*, 1968, **39**(7), 3113-3118. ISSN 0021-8979. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.1656743
48. AMBEGAOKAR, V. und A. BARATOFF. Tunneling Between Superconductors [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1963, **10**(11), 486-489. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.10.486
49. AMBEGAOKAR, V. und B. HALPERIN. Voltage due to thermal noise in the dc Josephson Effect [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, **22**(25), 1364-1366. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.22.1364
50. MEYER, H.-G., G. WENDE, L. FRITZSCH, F. THURM und M. SCHUBERT. Improved primary josephson voltage standard with a new microwave driving source [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1999, **9**(2), 4150-4153. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.783939
51. SCHUBERT, M., T. MAY, G. WENDE, L. FRITZSCH und H.-G. MEYER. Coplanar strips for Josephson voltage standard circuits [online]. *Applied Physics Letters*, 2001, **79**(7), 1009-1011. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.1394163
52. IZMALKOV, A., M. GRAJCAR, S. VAN DER PLOEG, U. HÜBNER, E. IL'ICHEV, H.-G. MEYER und A. ZAGOSKIN. Measurement of the ground-state flux diagram of three coupled qubits as a first step towards the demonstration of adiabatic quantum computation [online]. *Europhys. Lett.*, 2006, **76**(3), 533. Verfügbar unter: doi:10.1209/epl/i2006-10291-5
53. DEVORET, M., A. WALLRAFF und J. MARTINIS. *Superconducting Qubits. A Short Review*, 2008.
54. KIELER, O., R. IUZZOLINO und J. KOHLMANN. Sub- $\mu$ m SNS Josephson Junction Arrays for the Josephson Arbitrary Waveform Synthesizer [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2009, **19**(3), 230-233. ISSN 1051-8223. Verfügbar unter: doi:10.1109/TASC.2009.2019283
55. DU, J., J.C. MACFARLANE, T. ZHANG, Y. CAI und Y.J. GUO. Self-pumped HTS Josephson heterodyne tunable mixer [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2012, **25**(2), 25019. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/25/2/025019
56. KEENAN, S.T., J. DU, E. MITCHELL, S. LAM, J. MACFARLANE, C. LEWIS, K. LESLIE und C. FOLEY. High-Tc Superconducting Electronic Devices Based on YBCO Step-Edge Grain Boundary Junctions [online]. *IEICE Transactions on Electronics*, 2013, **E96.C**(3), 298-306. ISSN 0916-8524. Verfügbar unter: doi:10.1587/transele.E96.C.298
57. GAMBETTA, J.M., J.M. CHOW und M. STEFFEN. Building logical qubits in a superconducting quantum computing system [online]. *npj Quantum Information*, 2017, **3**(1). ISSN 2056-6387. Verfügbar unter: doi:10.1038/s41534-016-0004-0
58. WEINSTOCK, H., Hg. *SQUID Sensors. Fundamentals, Fabrication and Applications*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996. NATO ASI Series, Series E. 329.
59. TESCHE, C. und J. CLARKE. dc SQUID: Noise and optimization [online]. *Journal of Low Temperature Physics*, 1977, **29**(3-4), 301-331. ISSN 0022-2291. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF00655097
60. MATSUDA, M., S. MURAYAMA, S. KIRYU, N. KASAI, S. KASHIWAYA, M. KOYANAGI, T. ENDO und S. KURIKI. Directly-coupled DC-SQUID magnetometers made of Bi-Sr-Ca-Cu oxide films [online]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1991, **27**(2), 3043-3046. ISSN 00189464. Verfügbar unter: doi:10.1109/20.133851



61. KOELLE, D., A. MIKLICH, F. LUDWIG, E. DANTSKER, D. NEMETH und J. CLARKE. dc SQUID magnetometers from single layers of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> [online]. *Applied Physics Letters*, 1993, **63**(16), 2271-2273. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.110526
62. MIKLICH, A., J. KINGSTON, F. WELLSTOOD, J. CLARKE, M. COLCLOUGH, K. CHAR und G. ZAHARCHUK. Sensitive YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> thin-film magnetometer [online]. *Applied Physics Letters*, 1991, **59**(8), 988-990. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.106323
63. OH, B., R. KOCH, W. GALLAGHER, R. ROBERTAZZI und W. EIDELLOTH. Multilevel YBaCuO flux transformers with high Tc SQUIDs [online]. A prototype high Tc SQUID magnetometer working at 77 K. *Applied Physics Letters*, 1991, **59**(1), 123-125. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.105549
64. GRUNDLER, D. *Rauscharme dc SQUID Magnetometer basierend auf Stufenkontakten aus dem Hochtemperaturleiter YBCO*. Dissertation. Hamburg, 1994.
65. HILGENKAMP, H. *High-Tc DC SQUID Magnetometer*. Dissertation. Twente, 1995.
66. MICHALOWSKI, P. *Hoch-TC-Gradiometer mit Au-Nanopartikeln*. Diplomarbeit. Jena, 2011.
67. YOSHIDA, K., M. HOSSAIN, T. KISU, K. ENPUKU und K. YAMAFUJI. Modeling of Kinetic-Inductance Coplanar Striplin with NbN Thin Films [online]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 1992, **31**, 3844-3850. Verfügbar unter: doi:10.1143/JJAP.31.3844
68. MESERVEY, R. und P. TEDROW. Measurements of the Kinetic Inductance of Superconducting Linear Structures [online]. *Journal of Applied Physics*, 1969, **40**(5), 2028-2034. ISSN 0021-8979. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.1657905
69. TAFURI, F. und J.R. KIRTLEY. Weak links in high critical temperature superconductors [online]. *Reports on Progress in Physics*, 2005, **68**(11), 2573-2663. ISSN 0034-4885. Verfügbar unter: doi:10.1088/0034-4885/68/11/R03
70. KOCH, R., C. UMBACH, G. CLARK, P. CHAUDHARI und R. LAIBOWITZ. Quantum interference devices made from superconducting oxide thin films [online]. *Applied Physics Letters*, 1987, **51**(3), 200-202. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.98922
71. RUSSEK, S., D. LATHROP, B. MOECKLY, R. BUHRMAN, D. SHIN und J. SILCOX. Scaling behavior of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> thin-film weak links [online]. *Applied Physics Letters*, 1990, **57**(11), 1155-1157. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.104223
72. MIKLICH, A., J. CLARKE, M. COLCLOUGH und K. CHAR. Flicker (1/f) noise in biepitaxial grain boundary junctions of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> [online]. *Applied Physics Letters*, 1992, **60**(15), 1899-1901. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.107147
73. MARX, A., U. FATH, W. LUDWIG, R. GROSS und T. AMREIN. 1/f noise in Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub> bicrystal grain-boundary Josephson junctions [online]. *Physical Review B*, 1995, **51**(10), 6735-6738. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.51.6735
74. GROSS, R. und B. MAYER. Transport process and noise in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> grain boundary junctions [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1991, **180**, 235-242. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(91)90673-M
75. LU, H., T. HUANG, J. WANG, J. LIN, S. TU, S. YANG und S. HSU. Artificial grain boundaries of YBaCu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> on MgO bicrystals [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1993, **3**(1), 2325-2328. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.233436
76. IVANOV, Z.G., P.Å. NILSSON, D. WINKLER, J.A. ALARCO, T. CLAESON, E.A. STEPANTSOV und A.Y. TZALENCHUK. Weak links and dc SQUIDS on artificial nonsymmetric grain boundaries in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> [online]. *Applied Physics Letters*, 1991, **59**(23), 3030-3032. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.105783
77. DIMOS, D., P. CHAUDHARI und J. MANNHART. Superconducting transport properties of grain boundaries in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> bicrystals [online]. *Physical Review B*, 1990, **41**(7), 4038-4049. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.41.4038
78. DIMOS, D., P. CHAUDHARI, J. MANNHART und F. LEGOUES. Orientation Dependence of Grain-Boundary Critical Currents in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> Bicrystals [online]. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**(2), 219-222. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.61.219
79. FALEY, M.I., U. POPPE, K. URBAN, D.N. PAULSON und R.L. FAGALY. A New Generation of the HTS Multilayer DC-SQUID Magnetometers and Gradiometers [online]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2006, **43**, 1199-1202. ISSN 1742-6596. Verfügbar unter: doi:10.1088/1742-6596/43/1/292
80. RUFFIEUX, S., A. KALABOUKHOV, M. XIE, M. CHUKHARKIN, C. PFEIFFER, S. SEPEHRI, J.F. SCHNEIDERMAN und D. WINKLER. The role of kinetic inductance on the performance of YBCO SQUID magnetometers [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2020, **33**(2), 25007. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/1361-6668/ab6014

81. SUN, J., W. GALLAGHER, A. CALLEGARI, V. FOGLIETTI und R. KOCH. Improved process for high-  $T_c$  superconducting step-edge junctions [online]. *Applied Physics Letters*, 1993, **63**(11), 1561-1563. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.110749
82. MITCHELL, E.E. und C.P. FOLEY. YBCO step-edge junctions with high  $I_cR_n$  [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2010, **23**(6), 65007. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/23/6/065007
83. SIMON, R., J. BULMAN, J. BURCH, S. COONS, K. DALY, W. DOZIER, R. HU, A. LEE, J. LUINE, C. PLATT, S. SCHWARZBEK, M. WIRE und M. ZANI. Engineered HTS microbridges [online]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1991, **27**(2), 3209-3214. Verfügbar unter: doi:10.1109/20.133894
84. PETTIETTE-HALL, C.L., J.A. LUINE, J. MURDUCK, J.F. BURCH, R. HU, M. SERGANT und D. ST. JOHN. YBCO step edge junctions on various substrates [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1995, **5**(2), 2087-2090. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.402994
85. JIA, C.L., B. KABIUS, K. URBAN, K. HERRMAN, G.J. CUI, J. SCHUBERT, W. ZANDER, A.I. BRAGINSKI und C. HEIDEN. Microstructure of epitaxial YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> films on step-edge SrTiO<sub>3</sub> substrates [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1991, **175**(5-6), 545-554. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(91)90263-X
86. JIA, C., B. KABIUS, K. URBAN, K. HERRMANN, J. SCHUBERT, W. ZANDER und A. BRAGINSKI. The microstructure of epitaxial YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> films on steep steps in LaAlO<sub>3</sub> substrates [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1992, **196**, 211-226. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(92)90438-I
87. EDWARDS, J.A., J.S. SATCHELL, N.G. CHEW, R.G. HUMPHREYS, M.N. KEENE und O.D. DOSSER. YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> thin-film step junctions on MgO substrates [online]. *Applied Physics Letters*, 1992, **60**(19), 2433-2435. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.106996
88. KAMEI, M., H. TAKAHASHI, S. FUJINO und T. MORISHITA. Surface morphology improvement of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> films by using vicinally polished MgO substrates [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1992, **199**, 425-429. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(92)90429-G
89. KURIKI, S., T. KAMIYAMA, D. SUZUKI und M. MATSUDA. Characteristics of YBCO step-edge weak links and SQUIDs [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1993, **3**(1), 2461-2464. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.233954
90. RAMOS, J., M. SEITZ, G. DAALMANS, D. UHL, Z. IVANOV und T. CLAESON. Noise properties of single-layer YBaCuO step-edge DC SQUID's on MgO substrates [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1994, **220**, 50-54. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(94)90882-6
91. CSIRO. HTS SQUID magnetometers and gradiometers. Flyer auf International Superconductive Electronics Conference 2017. *Flyer auf ISEC 2017*, 2017.
92. FALEY, M.I., J. DAMMERS, Y.V. MASLENNIKOV, J.F. SCHNEIDERMAN, D. WINKLER, V.P. KOSHELETS, N.J. SHAH und R.E. DUNIN-BORKOWSKI. High-  $T_c$  SQUID biomagnetometers [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2017, **30**(8), 83001. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/1361-6668/aa73ad
93. BECK, A., A. STENZEL, O. FROELICH, R. GERBER, R. GERDEMANN, L. ALFF, B. MEYER und R. GROSS. Fabrication and Superconducting Transport Properties of Bicrystal Grain Boundary Josephson Junctions on Different Substrates [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1995, **5**(2), 2192-2195. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.403019
94. FALEY, M.I., D. MEERTENS, U. POPPE und R.E. DUNIN-BORKOWSKI. Graphoepitaxial Josephson junctions and DC SQUIDs [online]. *2013 IEEE 14th International Superconductive Electronics Conference (ISEC)*, 2013, 1-3. Verfügbar unter: doi:10.1109/ISEC.2013.6604264
95. FALEY, M.I., U. POPPE, R.E. DUNIN-BORKOWSKI, M. SCHIEK, F. BOERS, H. CHOCHOLACS, J. DAMMERS, E. EICH, N.J. SHAH, A.B. ERMAKOV, V.Y. SLOBODCHIKOV, Y.V. MASLENNIKOV und V.P. KOSHELETS. High- $T_c$  DC SQUIDs for Magnetoencephalography [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2013, **23**(3), 1600705. ISSN 1051-8223. Verfügbar unter: doi:10.1109/TASC.2012.2229094
96. DU, J., J.Y. LAZAR, S.K.H. LAM, E.E. MITCHELL und C.P. FOLEY. Fabrication and characterisation of series YBCO step-edge Josephson junction arrays [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2014, **27**(9), 95005. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/27/9/095005
97. FALEY, M.I., D. MEERTENS, U. POPPE und R.E. DUNIN-BORKOWSKI. Graphoepitaxial high- $T_c$  SQUIDs [online]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, **507**(4), 42009. ISSN 1742-6596. Verfügbar unter: doi:10.1088/1742-6596/507/4/042009
98. CHENG, H., H. LIN, J. LO, T. TSENG und LIU, K.M., LIN, I. Influence of the characteristics of a SrTiO<sub>3</sub> buffer layer on the superconductivity of laser-ablated YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> films [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1994, **230**, 267-273. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(94)90839-7

99. MITCHELL, E.E., S. GNANARAJAN, K.L. GREEN und C.P. FOLEY. The effect of MgO substrate roughness on YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> thin film properties [online]. *Thin Solid Films*, 2003, **437**(1-2), 101-107. ISSN 00406090. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0040-6090(03)00609-6
100. FALEY, M.I., S. MI, A. PETRARU, C.L. JIA, U. POPPE und K. URBAN. Multilayer buffer for high-temperature superconductor devices on MgO [online]. *Applied Physics Letters*, 2006, **89**(082507), 1-3. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.2338564
101. DU, J., S. GNANARAJAN und A. BENDAVID. Influence of MgO surface conditions on the in-plane crystal orientation and critical current density of epitaxial YBCO films [online]. *Physica C: Superconductivity*, 2004, **400**(3-4), 143-152. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.physc.2003.07.005
102. DU, J., S. GNANARAJAN und A. BENDAVID. Characterization of MgO substrates for growth of epitaxial YBCO thin films [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2005, **18**(8), 1035-1041. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/18/8/002
103. DU, J. und C.P. FOLEY. Trimming, stability and passivation of YBCO step-edge junctions [online]. *Physica C: Superconductivity*, 2003, **391**(1), 31-41. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0921-4534(03)00812-8
104. MOECKLY, B.H., S.E. RUSSEK, D.K. LATHROP, R.A. BUHRMAN, J. LI und J.W. MAYER. Growth of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> thin films on MgO [online]. The effect of substrate preparation. *Applied Physics Letters*, 1990, **57**(16), 1687-1689. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.104137
105. CHEUNG, J., I. GERGIS, M. JAMES und R. DEWAMES. Reproducible growth of high quality YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> film on (100) MgO with a SrTiO<sub>3</sub> buffer layer by pulsed laser deposition [online]. *Applied Physics Letters*, 1992, **60**(25), 3180-3182. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.106735
106. BOFFA, V., T. PETRISOR, L. CIONTEA, U. GAMBARDELLA und S. BARBANERA. Properties of in-situ laser-pulsed deposited YBCO thin films on MgO with SrTiO<sub>3</sub> buffer layer [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1996, (260), 111-116. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(96)00107-4
107. FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GMBH. Reproduzierbarer Stufen-Kontakt. Erfinder: M. I. FALEY. Anmeldung: 13. März 2013. Deutschland. WO 2013/149607 (10.10.2013 Gazette 2013/41).
108. KOCH, R.H., J. CLARKE, W. GOUBAU, J. MARTINIS, C. PEGRUM und D. VAN HARLINGEN. Flicker (1/f) noise in tunnel junction dc SQUIDS [online]. *Journal of Low Temperature Physics*, 1983, **51**(1-2), 207-224. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF00683423
109. KOCH, R.H., W. EIDELLOTH, B. OH, R.P. ROBERTAZZI, S.A. ANDREK und W.J. GALLAGHER. Identifying the source of 1/f noise in SQUIDS made from high-temperature superconductors [online]. *Applied Physics Letters*, 1992, **60**(4), 507-509. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.106619
110. GRUNDLER, D., R. ECKART, B. DAVID und O. DÖSSEL. Origin of 1/f noise in Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> step-edge dc SQUIDS [online]. *Applied Physics Letters*, 1993, **62**(17), 2134-2136. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.109450
111. MIKLICH, A., D. KOELLE, E. DANTSKER, D. NEMETH, J. KINGSTON, R. KROMANN und J. CLARKE. Bicrystal YBCO DC SQUIDS with low noise [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1993, **3**(1), 2434-2437. ISSN 1051-8223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.233947
112. SAGER, M., P. PETERSON, T. HOLST, Y. SHEN und J. BINDSLEV HANSEN. Low-frequency flux noise in YBCO dc SQUIDS cooled in static magnetic fields [online]. *Superconductor Science and Technology*, 1999, **12**, 798-801. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/12/11/332
113. MIKLICH, A.H., D. KOELLE, T.J. SHAW, F. LUDWIG, D.T. NEMETH, E. DANTSKER, J. CLARKE, N. MCN. ALFORD, T.W. BUTTON und M.S. COLCLOUGH. Low-frequency excess noise in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> dc superconducting quantum interference devices cooled in static magnetic fields [online]. *Applied Physics Letters*, 1994, **64**(25), 3494-3496. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.111251
114. GLYANTSEV, V., Y. TAVRIN, W. ZANDER, J. SCHUBERT und M. SIEGEL. The stability of dc and rf SQUIDS in static ambient fields [online]. *Superconductor Science and Technology*, 1996, **9**, A105-A108. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/9/4A/027
115. KEENE, M., N. EXON, R. HUMPHREYS und N. CHEW. The influence of ambient magnetic environments on high T<sub>c</sub> superconducting quantum interference device gradiometers [online]. *Journal of Applied Physics*, 1996, **79**(11), 8783-8791. ISSN 0021-8979. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.117399
116. SUN, J., W. GALLAGHER und R. KOCH. Initial-vortex-entry-related magnetic hysteresis in thin-film SQUID magnetometers. *Physical Review B*, 1994, **50**(18), 13664-13673.
117. KOCH, R.H., J.Z. SUN, V. FOGLIETTI und W.J. GALLAGHER. Flux dam, a method to reduce extra low frequency noise when a superconducting magnetometer is exposed to a magnetic field [online]. *Applied Physics Letters*, 1995, **67**(5), 709-711. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.115282

118. STRAUB, R., S. KEIL, R. KLEINER und D. KOELLE. Low-frequency flux noise and visualization of vortices in a YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> dc SQUID washer with an integrated input coil [online]. *Applied Physics Letters*, 2001, **78**(23), 3645-3647. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.1378048
119. FERRARI, M., M. JOHNSON, F. WELLSTONE, J. CLARKE, P. ROSENTHAL, H. HAMMON und M. BEASLEY. Flux noise and flux creep in YBCO thin films [online]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1989, **25**(2), 806-809. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0376-7388(00)82338-8
120. FERRARI, M., M. JOHNSON, F. WELLSTOOD, J. KINGSTON, T. SHAW und J. CLARKE. Magnetic flux noise in copper oxide superconductors [online]. *Journal of Low Temperature Physics*, 1994, **94**(1/2), 15-61. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF00755416
121. SHAW, T., J. CLARKE, R. VAN DOVER, L. SCHNEEMEYER und A. WHITE. Effects of 3.1-MeV proton and 1-GeV Au-ion irradiation on the magnetic flux noise and critical current of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> [online]. *Physical Review B*, 1996, **54**(21), 15411-15416. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.54.15411
122. SCHUSTER, T., H. KUHN, M. KOBLISCHKA, H. THEUSS, H. KRONMULLER, M. LEGHISSA, M. KRAUS und G. SAEMANN-ISCHENKO. Enhancement of critical current densities by heavy-ion irradiation in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> observed using the high-resolution Faraday effect [online]. *Physical Review B*, 1993, **47**(1), 373-383. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.47.373
123. CASTELLANOS, A., R. WÖRDENWEBER, G. OCKENFUSS, A.v.d. HART und K. KECK. Preparation of regular arrays of antidots in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> thin films and observation of vortex lattice matching effects [online]. *Applied Physics Letters*, 1997, **71**(7), 962-964. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.119701
124. DAM, B., J. HUIJBREGTSE, F. KLAASSEN, R. VAN DER GEEST, G. DOORNBOS, J. RECTOR, A. TESTA, S. FREISEM, J. MARTINEZ, B. STÄUBLE-PÜMPIN und R. GRIESEN. Origin of high critical currents in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> superconducting thin films [online]. *nature*, 1999, (399), 439-442. Verfügbar unter: <https://www.nature.com/articles/20880>
125. SELDERS, P., A.M. CASTELLANOS, M. VAUPEL und R. WORDENWEBER. Reduction of 1/f-noise in HTS-SQUIDS by artificial defects [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1999, **9**(2), 2967-2970. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.783652
126. SELDERS, P. und R. WÖRDENWEBER. Low-frequency noise reduction in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> superconducting quantum interference devices by antidots [online]. *Applied Physics Letters*, 2000, **76**(22), 3277-3279. Verfügbar unter: <http://dx.doi.org/10.1063/1.126605>
127. CLAUSEN, T., J.L. SKOV, C.S. JACOBSEN, K.R. BUKH, M.V. BOLLINGER, B.P. TOBIASEN, M.P. SAGER, I. CHORKENDORFF und J. LARSEN. Improved current transport properties of post annealed Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> thin films using Ag doping [online]. *Journal of Applied Physics*, 1996, **79**(9), 7062-7068. ISSN 0021-8979. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.361473
128. HUHTINEN, H., V.P.S. AWANA, A. GUPTA, H. KISHAN, R. LAIHO und A.V. NARLIKAR. Pinning centres and enhancement of critical current density in YBCO doped with Pr, Ca and Ni [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2007, **20**(9), S159-S166. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/20/9/S08
129. KURSUMOVIC, A., B. MAIOROV, J.H. DURRELL, H. WANG, H. ZHOU, L. STAN, S. HARRINGTON, S. WIMBUSH, T.G. HOLESINGER und J.L. MACMANUS-DRISCOLL. High I<sub>c</sub>, YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> films grown at very high rates by liquid assisted growth incorporating lightly Au-doped SrTiO<sub>3</sub> buffers [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2009, **22**(1), 15009. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/22/1/015009
130. MIKHEENKO, P., J.S. ABELL, A. SARKAR, V.S. DANG, M.M.A. KECHIK, J.L. TANNER, P. PATURI, H. HUHTINEN, N.H. BABU, D.A. CARDWELL und A. CRISAN. Self-assembled artificial pinning centres in thick YBCO superconducting films [online]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2010, **234**(2), 22022. ISSN 1742-6596. Verfügbar unter: doi:10.1088/1742-6596/234/2/022022
131. KATZER, C., M. SCHMIDT, P. MICHALOWSKI, D. KUHWARD, F. SCHMIDL, V. GROSSE, S. TREIBER, C. STAHL, J. ALBRECHT, U. HÜBNER, A. UNDISZ, M. RETTENMAYR, G. SCHÜTZ und P. SEIDEL. Increased flux pinning in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> thin-film devices through embedding of Au nano crystals [online]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2011, **95**(6), 68005. ISSN 0295-5075. Verfügbar unter: doi:10.1209/0295-5075/95/68005
132. GOYAL, A., S. KANG, K.J. LEONARD, P.M. MARTIN, A.A. GAPUD, M. VARELA, M. PARANTHAMAN, A.O. IJADUOLA, E.D. SPECHT, J.R. THOMPSON, D.K. CHRISTEN, S.J. PENNYCOOK und F.A. LIST. Irradiation-free, columnar defects comprised of self-assembled nanodots and nanorods resulting in strongly enhanced flux-pinning in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> films [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2005, **18**(11), 1533-1538. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/18/11/021
133. PEURLA, M., P. PATURI, Y.P. STEPANOV, H. HUHTINEN, Y.Y. TSE, A.C. BÓDI, J. RAITTILA und R. LAIHO. Optimization of the BaZrO<sub>3</sub> concentration in YBCO films prepared by pulsed laser deposition [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2006, **19**(8), 767-771. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/19/8/013

134. HAUGAN, T.J., P.N. BARNES, R. WHEELER, F. MELSENKOTHEN und M. SUMPTION. Addition of nanopertikle dispersions to enhance flux pinning of the YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> superconductor [online]. *nature*, 2004, **430**(7002), 867-870. Verfügbar unter: doi:10.1038/nature02832
135. WANG, J., C.-F. TSAI, Z. BI, D.G. NAUGLE und H. WANG. Microstructural and Pinning Properties of YBCO Thin Films Doped With Magnetic Nanoparticles [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2009, **19**(3), 3503-3506. ISSN 1051-8223. Verfügbar unter: doi:10.1109/TASC.2009.2017846
136. STAN, G., S. FIELD und J. MARTINIS. Critical field for complete vortex expulsion from narrow superconducting strips [online]. *Physical Review Letters*, 2004, **92**(9), 97003. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevLett.92.097003
137. KUIT, K., J. KIRTLEY, W. VAN DER VEUR, C. MOLENAAR, F. ROESTHUIS, A. TROEMAN, J. CLEM, H. HILGENKAMP, H. ROGALLA und J. FLOKSTRA. Vortex trapping and expulsion in thin-film YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> strips [online]. *Physical Review B*, 2008, **77**(13), 401. ISSN 1098-0121. Verfügbar unter: doi:10.1103/PhysRevB.77.134504
138. DANTSKER, E., S. TANAKA, P.-Å. NILSSON, R. KLEINER und J. CLARKE. Reduction of 1/f noise in high- T<sub>c</sub> dc superconducting quantum interference devices cooled in an ambient magnetic field [online]. *Applied Physics Letters*, 1996, **69**(26), 4099-4101. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.117831
139. DANTSKER, E., S. TANAKA und J. CLARKE. High-T<sub>c</sub> super conducting quantum interference devices with slots or holes [online]. Low 1/f noise in ambient magnetic fields. *Applied Physics Letters*, 1997, **70**(15), 2037-2039. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.118776
140. DILORIO, M., K.-Y. YANG, S. YOSHIZUMI, A. HAUPT, HARAN, D., R. KOCH, F. MILLIKEN, J. ROZEN, D. LANTHROP, S. KUMAR und H. TRAMMEL III. Sensitive high-tc SQUID magnetometers for unshielded operation - Applied Superconductivity, IEEE Transactions on [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1999, **9**(2), 4428-4431. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.784007
141. LUDWIG, F. und D. DRUNG. Low-frequency noise of improved direct-coupled high-T<sub>c</sub> superconducting quantum interference device magnetometers in ac and dc magnetic fields [online]. *Applied Physics Letters*, 1999, **75**(18), 2821-2823. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.125161
142. SCHULTZE, V., N. OUKHANSKI, V. ZAKOSARENKO, R. IJSELSTEIJN, J. RAMOS, A. CHWALA und H.-G. MEYER. HTS dc SQUID behavior in external magnetic fields [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2001, **11**(1), 1319-1322. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.919593
143. CHO, H., Y. ANDRESEN, J. CLARKE, M. DIORIO, K. YANG, K.-Y. YANG und S. YOSHIZUMI. Low-frequency noise in high-transition-temperature superconducting multilayer magnetometers in ambient magnetic fields [online]. *Applied Physics Letters*, 2001, **79**(15), 2438-2440. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.1410344
144. LEE, H.J., W.K. PARK, S.-M. LEE, J.D. PARK, S.H. MOON und B. OH. Integrated multilayer high-T<sub>c</sub>/sub c/ SQUID magnetometers with slotted washer [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2001, **11**(1), 1327-1330. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.919595
145. KOCH, R., J. ROZEN, J. SUN und W. GALLAGHER. Three SQUID gradiometer [online]. *Applied Physics Letters*, 1993, **63**(3), 403-405. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.110032
146. AARNINK, W., P. VAN DEN BOSCH, T. ROELOFT, M. VERMIESEN, H. HOLLAND, H. TER BRAKE und H. ROGALLA. Active noise compensation for multichannel magnetocardiography in an unshielded environment [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1995, **5**(2), 2470-2473. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.403091
147. OYAMA, H., S. KURIKI und M. MATSUDA. Effects of flux dam on low-frequency noise in high-T<sub>c</sub>/sub c/ SQUID magnetometers [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2001, **11**(1), 1331-1334. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.919596
148. ENPUKU, K., Y. SHIMOMURA und T. KISU. Effect of thermal noise on the characteristics of a high T<sub>c</sub> superconducting quantum interference device [online]. *Journal of Applied Physics*, 1993, **73**(11), 7929-7934. ISSN 0021-8979. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.353946
149. ENPUKU, K., G. TOKITA und T. MARUO. Inductance dependence of noise properties of a high- T<sub>c</sub> dc superconducting quantum interference device [online]. *Journal of Applied Physics*, 1994, **76**(12), 8180-8185. ISSN 0021-8979. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.357870
150. DRUNG, D. High-T<sub>c</sub> and low-T<sub>c</sub> dc SQUID electronica [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2003, **16**, 1320-1336. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/16/12/002
151. NABIGHIAN, M. Quasi-static transient response of a conducting half-space - An approximate representation [online]. *Geophysics*, 1979, **44**(10), 1700-1705. Verfügbar unter: doi:10.1190/1.1440931
152. CHWALA, A., R. STOLZ, M. SCHULZ, F. BAUER, R. IJSELSTEIJN, E. KÖSTLIN und H.-G. MEYER. Liquid Nitrogen Cooled SQUID Magnetometer for TEM. *AAPG International Conference and Exhibition*, 2009, **2009**, 26-29.

153. CHWALA, A., J.P. SMIT, R. STOLZ, V. ZAKOSARENKO, M. SCHMELZ, L. FRITZSCH, F. BAUER, M. STARKLOFF und H.-G. MEYER. Low temperature SQUID magnetometer systems for geophysical exploration with transient electromagnetics [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2011, **24**(12), 125006. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/24/12/125006
154. SCHMELZ, M. *Development of a high sensitive receiver system for transient electromagnetics*. Dissertation. Enschede, 2013.
155. LOWNDES, D., D. GEOHEGAN, A. PURETZKY, D. NORTON und C. ROULEAU. Synthesis of Novel Thin-Film Materials by Pulsed Laser Deposition [online]. *Science*, 1996, **273**, 898-903. Verfügbar unter: doi:10.1126/science.273.5277.898
156. LARSSON, P. *Sub-micron structures in Laser Ablated YBCO Thin Films*. Dissertation. Göteborg, 1999.
157. FERCHLAND, L. *Untersuchung zum Wachstum und zur Passivierung von dünnen Schichten aus Hochtemperatur-Supraleitern für die Anwendung bei Sensorbauelementen*. Dissertation. Jena, 2000.
158. DYER, P.E., R.D. GREENOUGH, A. ISSA und P.H. KEY. Spectroscopic and ion probe measurements of KrF laser ablated Y-Ba-Cu-O bulk samples [online]. *Applied Physics Letters*, 1988, **53**(6), 534-536. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.100628
159. IZUMI, H., K. OHATA, T. SAWADA, T. MORISHITA und S. TANAKA. Direct observation of ions in laser plume onto the substrate [online]. *Applied Physics Letters*, 1991, **59**(5), 597-599. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.105397
160. GEOHEGAN, D. Physics and diagnostics of laser ablation plume propagation for high-T, superconductor film growth [online]. *Thin Solid Films*, 1992, **220**, 138-145. ISSN 00406090. Verfügbar unter: doi:10.1016/0040-6090(92)90562-P
161. CARDWELL, D. und D. GINLEY, Hg. *Handbook of Superconducting Materials. Volume I: Superconductivity, Materials and Processes*. Bristol und Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2003.
162. RAMOS, J. *YBCO biepitaxial and step edge Josephson junctions on MgO substrates. SQUID amplifier*. Dissertation. Göteborg, 1996.
163. KIM, H. und H. KWOK. Correlation between target-substrate distance and oxygen pressure in pulsed laser deposition of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> [online]. *Applied Physics Letters*, 1992, **61**(18), 2234-2236. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.108278
164. ZACH, K., J. BORCK, S. LINZEN, J. KRÄUßLICH, F. SCHMIDL, H. SCHNEIDEWIND und P. SEIDEL. Laser ablated YBCO thin films - relations between structural and electrical properties [online]. *Journal of Alloys and Compounds*, 1993, **195**, 199-202. Verfügbar unter: doi:10.1016/0925-8388(93)90719-4
165. BIERLEUTGEB, K. und S. PROYER. Pulsed-laser deposition of Y-Ba-Cu-O films: the influence of fluence and oxygen pressure [online]. *Applied Surface Science*, 1997, **109**(110), 331-334. ISSN 01694332. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0169-4332(96)00669-1
166. DUHALDE, S., A. LAMAGNA, M. VILLAFUERTE, A. SCHWARZMAN, L. CORRERA und G. QUINTANA. Influence of the deposition parameters on the structural and transport properties of YBaCuO thin films prepared by pulsed laser deposition [online]. *Applied Surface Science*, 1998, **127-129**, 520-524. ISSN 01694332. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0169-4332(97)00697-1
167. HAUGAN, T., P. BARNES, L. BRUNKE, I. MAARTENSE und J. MURPHY. Effect of O<sub>2</sub> partial pressure on YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> thin film growth by pulsed laser deposition [online]. *Physica C: Superconductivity*, 2003, **397**(1-2), 47-57. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0921-4534(03)01088-8
168. CHANG, C.C., X.D. WU, R. RAMESH, X.X. XI, T.S. RAVI, T. VENKATESAN, D.M. HWANG, R.E. MUENCHHAUSEN, S. FOLTYN und N.S. NOGAR. Origin of surface roughness for c-axis oriented Y-Ba-Cu-O superconducting films [online]. *Applied Physics Letters*, 1990, **57**(17), 1814-1816. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.104143
169. IJSSELSTEIJN, R. *Laser deposited high T<sub>c</sub> superconducting hetero layerd structures and devices*. Dissertation. Enschede, 1994.
170. HAEFER, R. *Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie. Teil 1: Beschichtungen von Oberflächen*. Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo: Springer-Verlag, 1987. Werkstoff-Forschung und -Technik. Band 5.
171. MIIKKULAINEN, V., M. LESKELÄ, M. RITALA und R. PUURUNEN. Crystallinity of inorganic films grown by atomic layer deposition [online]. Overview and general trends. *Journal of Applied Physics*, 2013, **113**(2), 21301. ISSN 0021-8979. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.4757907
172. MICROCHEMICALS. *Grundlagen der Mikrostrukturierung. Belichtung*. Ulm, 2020.
173. MICROCHEMICALS. *Grundlagen der Mikrostrukturierung. Entwicklung*. Ulm, 2020.
174. SATO, H., H. AKOH, K. NISHIHARA, M. AOYAGI und S. TAKADA. Liquid-Nitrogen-Cooled Dry Etching of YBaCuO Thin Film [online]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 1992, **31**(L1044). Verfügbar unter: doi:10.1143/JJAP.31.L1044

175. BARTH, R., B. SPANGENBERG, C. JAEKEL, H.G. ROSKOS, H. KURZ und B. HOLZAPFEL. Optimization of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> submicrometer structure fabrication [online]. *Applied Physics Letters*, 1993, **63**(8), 1149-1151. ISSN 0003-6951. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.109807
176. MICROCHEMICALS. *Grundlagen der Mikrostrukturierung. Trockenätzen*. Ulm, 2020.
177. MICROCHEMICALS. *Grundlagen der Mikrostrukturierung. Lift-off mit Fotolacken*. Ulm, 2020.
178. FOLEY, C.P., E.E. MITCHELL, S.K.H. LAM, B. SANKRITHYAN, Y.M. WILSON, D.L. TILBROOK und S.J. MORRIS. Fabrication and characterisation of YBCO single grain boundary step edge junctions [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1999, **9**(2), 4281-4284. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.783971
179. MITCHELL, E.E. und C.P. FOLEY. YBCO Step-Edge Junctions [online]. Influence of Morphology on Junction Transport. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2011, **21**(3), 371-374. ISSN 1051-8223. Verfügbar unter: doi:10.1109/TASC.2010.2097234
180. BRÜLL, P., R. STEINKE, P. LEIDERER, J. SCHUBERT, W. ZANDER und B. STRITZKER. Influence of a protective coating on the aging of epitaxial YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> films [online]. *Superconductor Science and Technology*, 1992, **5**, 299-302. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/5/5/004
181. MÜLLER, O., J. SCHUBERT, W. ZANDER und B. STRITZKER. Aging of the superconducting properties of thin Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> films and their passivation by an amorphous YBaCuO layer [online]. *Physica C: Superconductivity*, 1992, **191**(1-2), 103-107. ISSN 09214534. Verfügbar unter: doi:10.1016/0921-4534(92)90635-P
182. WUNDERLICH, S., F. SCHMIDL, L. DÖRRER, H. SCHNEIDEWIND und P. SEIDEL. Improvement of sensor performance of high-T<sub>c</sub> thin film planar SQUID gradiometers by ion beam etching [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1999, **9**(1), 71-76. ISSN 10518223. Verfügbar unter: doi:10.1109/77.763258
183. LEE, R. Microfabrication by ion-beam etching [online]. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 1979, **16**(2), 164-170. ISSN 0022-5355. Verfügbar unter: doi:10.1116/1.569897
184. OECHSNER, H. Untersuchungen zur Festkörperperzestäubung bei schiefwinkligem Ionenbeschuß polykristalliner Metalloberflächen im Energiebereich um 1 keV [online]. *Z. Physik*, 1973, **261**, 37-58. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF01402280
185. FALEY, M., C. JIA, L. HOUBEN, D. MEERTENS, U. POPPE und K. URBAN. Meandering of the grain boundary and d-wave effects in high-T<sub>c</sub> bicrystal Josephson junctions [online]. *Superconductor Science and Technology*, 2006, **19**(5), S195-S199. ISSN 0953-2048. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-2048/19/5/S06
186. KACZMAREK, L., R. IJSSELSTEIJN, V. ZAKOSARENKO, A. CHWALA, H.-G. MEYER, M. MEYER und R. STOLZ. Advanced HTS DC SQUIDS with Step-Edge Josephson Junctions for Geophysical Applications [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2018, **28**(7), 1-5. ISSN 1051-8223. Verfügbar unter: doi:10.1109/TASC.2018.2820056
187. DARLING, A. Gold alloys for precision resistances [online]. *Gold Bull*, 1972, **5**, 74-81. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF03215168
188. KELLNER, S., O. RUGER, C. VOIGT, F. MACHALETT und F. SCHMIDL. Influence of Varying Gold Nanoparticle Distributions on Structural and Superconducting Properties of Thin YBCO Films [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2021, **31**(5), 1-4. ISSN 1051-8223. Verfügbar unter: doi:10.1109/TASC.2021.3058867
189. HAUGAN, T.J., P.N. BARNES, T.A. CAMPBELL, N.A. PIERCE, F.J. BACA und I. MAARTENSE. Flux Pinning of Y-Ba-Cu-O Films Doped With  $\text{BaZrO}_3$  Nanoparticles by Multilayer and Single Target Methods [online]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2007, **17**(2), 3724-3728. ISSN 1051-8223. Verfügbar unter: doi:10.1109/TASC.2007.899342

## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2-1 Schematische Darstellung der Flussschläuche mit Abschirmströmen (gestrichelt, links), des örtlichen Verlaufs der magnetischen Flussdichte $B$ (durchgezogene Linie, rechts) und der Dichte der supraleitenden Ladungsträger $n_s$ (gepunktete Linie, rechts) um die Mitte des Flussschlauches $x_0$ inklusive London'scher Eindringtiefe $\lambda_L$ und Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge $\xi_{GL}$ [14].	9
Abbildung 2-2 Schematische Darstellung der Kristallstruktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ mit eingezeichneter Einheitszelle (rot) [11].	11
Abbildung 2-3 Abhängigkeit der kritischen Temperatur $T_c$ vom Sauerstoffgehalt $\delta$ in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [24].	12
Abbildung 2-4 Schematische Darstellung einer nicht-hysteretischen Strom-Spannungs-Kennlinie eines Josephson-Kontaktes mit Verdeutlichung des kritische Stromes $I_c$ und des Normalleitungswiderstandes $R_n$ und der temperaturabhängigen Verrundung der Kennlinie [15].	15
Abbildung 2-5 Schematische Darstellung eines SQUIDs mit einem supraleitenden Ring und zwei Josephson-Kontakten nach dem Steward-McCumber-Model (links), Strom-Spannungs-Kennlinie eines SQUIDs mit Maximal- und Minimalwert der Kennlinie abhängig von externem Magnetfluss $\Phi_{\text{ext}}$ und eingezeichnetem Biasstrom $I_b$ (Mitte), Fluss-Spannungs-Kennlinie einen SQUIDs betrieben bei $I_b > I_c$ mit Spannungshub $V_{pp}$ [14].	16
Abbildung 2-6 Schematische Darstellung eines Haarnadel-SQUIDs mit Korngrenze (rot) und Stromfluss (grau) und Verdeutlichung der Bereiche der parasitären und der Gegeninduktivität $L_{\text{par}}$ und $L_{\text{geg}}$ [66].	19
Abbildung 2-7 Schematische Darstellung von YBCO-Schichten mit bikristalliner Korngrenze (links) und Stufenkorngrenze (rechts); Korngrenzen jeweils in rot markiert.	21
Abbildung 2-8 Schematische Darstellung einer FLL-Schaltung mit Vorverstärker, Integrator und Feedback-Schleife mit Feedback-Schalter, Feedback-Widerstand $R_{fb}$ und Feedback-Spule mit Kopplung $M_{fb}$ .	30
Abbildung 2-9 Schematische Darstellung der Exploration mittels TEM-Methode mit Transmittergenerator und -spule, Wirbelströmen (pink), Sensor, Sensorelektronik und computergestützter Auswertung.	31
Abbildung 3-1 Schematischer Aufbau einer Laserablationsanlage mit Excimerlaser, optischem Weg und Laserstrahl (zur Verdeutlichung in orange) und mit Rezipient, Sauerstoffversorgung, Target, Rotationsmotor, Plasmafackel, Heizer und Substrat. Pumpentrakt in dieser Darstellung unter der Anlage.	33
Abbildung 3-2 Schematische Darstellung der Probenherstellung im Querschnitt: Substrat (links, oben), ins Substrat geätzte Stufe (Mitte, oben), Schichtsystem auf Stufenstruktur (rechts, oben), strukturiertes Kontaktpadmaterial auf Schichtsystem (links, unten), strukturiertes Schichtsystem (Mitte, unten) und Passivierungsschicht aus amorphem YBCO (hellrot) und $\text{Al}_2\text{O}_3$ (dunkelrot) (rechts, unten). Größen und Schichtdicken stehen für bessere Verdeutlichung nicht im realen Verhältnis.	38
Abbildung 3-3 Darstellung eines exemplarischen Widerstand-Temperatur-Diagramms mit kritischer Temperatur $T_c$ und Verdeutlichung der Analyse der Onset-Temperatur $T_{c,\text{onset}}$ in Vergrößerung.	42
Abbildung 4-1 Darstellung des Querschnitts der Lackhöhe über dem gesamten Substrat (links) und der Lackhöhe auf verschiedenen Substratpositionen im zu strukturierenden Bereich (rechts). Durch die Kammstruktur nicht zu vermessende Stellen wurden für die bessere Darstellbarkeit mit dem Mittelwert aufgefüllt.	45
Abbildung 4-2 Schematische Darstellung der Stufenebene mit Substrat (hellgrau) und Fotolack (dunkelrot) nach dem Lithografieprozess mit kritischer Lackstruktur in Vergrößerung (rot).	46



## Abbildungsverzeichnis

---

Abbildung 4-3 REM-Aufnahmen einer optimalen Lackkante (links), einer geätzten Lackkante (rechts, oben) und der entstandenen Stufe ohne Lackreste (rechts, unten) mit der kritischen Struktur jeweils an der rechten Flanke.....	47
Abbildung 4-4 Schematische Darstellung des Ioneneinfallwinkels $\alpha$ und des Drehwinkels $\beta$ mit Ätzträger (apricot), aufgeklebten Substrat (hellgrau), Fotolack (dunkelrot) mit kritischer Lackkante (rot) und Ionenstrahl (roter Pfeil). Größenverhältnisse für bessere Verdeutlichung nicht in realem Verhältnis dargestellt. ....	48
Abbildung 4-5 Stufenhöhe $h_{\text{Stufe}}$ (links) und Ätzrate $R_{\text{Stufe}}$ (rechts) über dem Ioneneinfallwinkel $\alpha$ bei gleichbleibenden Drehwinkel $\beta = 10^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie. ...	49
Abbildung 4-6 Stufenwinkel $\gamma$ über dem Ioneneinfallwinkel $\alpha$ bei gleichbleibenden Drehwinkel $\beta = 10^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie für alle Substratpositionen (links) und unter Vernachlässigung der Randpositionen (rechts). ....	49
Abbildung 4-7 REM-Aufnahmen von Stufen geätzt mit verschiedenen Ioneneinfallswinkeln $\alpha$ bei gleichbleibendem Drehwinkel $\beta = 10^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie. ..	50
Abbildung 4-8 Stufenhöhe $h_{\text{Stufe}}$ über dem Drehwinkel $\beta$ bei gleichbleibendem Ioneneinfallwinkel $\alpha = 25^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie für alle Substratpositionen (links) sowie unter Vernachlässigung der Randpositionen (rechts). ....	51
Abbildung 4-9 Stufenwinkel $\gamma$ über dem Drehwinkel $\beta$ bei gleichbleibendem Ioneneinfallwinkel $\alpha = 25^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie für alle Substratpositionen (links) sowie unter Vernachlässigung der Randpositionen (rechts). ....	52
Abbildung 4-10 REM-Aufnahmen von Stufen geätzt mit verschiedenen Drehwinkeln $\beta$ bei gleichbleibendem Ioneneinfallwinkel $\alpha = 25^\circ$ , gleichbleibender Ätzzeit und gleichbleibender Ionenstrahlenergie. ....	53
Abbildung 4-11 REM-Aufnahme einer Stufe geätzt unter Ioneneinfallwinkel $\alpha = 25^\circ$ und Drehwinkel $\beta = 10^\circ$ . ....	54
Abbildung 4-12 Widerstand-Temperatur-Diagramm der Funktionsschicht eines Schichtsystems (schwarz) und einer einzelnen YBCO-Schicht (pink).....	58
Abbildung 4-13 REM-Aufnahme der Oberflächen einer einzelnen YBCO-Schicht (links) und der Funktionsschicht eines Schichtsystems (rechts).....	59
Abbildung 4-14 Kritische Temperatur $T_c$ , Widerstandsverhältnis $RRR$ , Oberflächenrauheit $R_q$ und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve $FWHM$ von hergestellten Schichten aufgetragen über der jeweiligen Beschichtungstemperatur $T_s$ während der Beschichtung. ....	61
Abbildung 4-15 Kritische Temperatur $T_c$ , Widerstandsverhältnis $RRR$ , Oberflächenrauheit $R_q$ und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve $FWHM$ von hergestellten Schichten aufgetragen über dem jeweiligen Target-Substrat-Abstand $d_{TS}$ während der Beschichtung. ....	62
Abbildung 4-16 Kritische Temperatur $T_c$ , Widerstandsverhältnis $RRR$ , Oberflächenrauheit $R_q$ und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve $FWHM$ von hergestellten Schichten aufgetragen über dem jeweiligen Sauerstoffdruck $p_{O_2}$ während der Beschichtung.....	64
Abbildung 4-17 Kritische Temperatur $T_c$ , Widerstandsverhältnis $RRR$ , Oberflächenrauheit $R_q$ und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve $FWHM$ von hergestellten Schichten aufgetragen über der jeweiligen Laserenergiedichte $H_L$ während der Beschichtung. ....	66

## Abbildungsverzeichnis

---

- Abbildung 4-18 REM-Aufnahme eines Querschnitts durch das Schichtsystem mit Substrat, Pufferschichten und supraleitender Funktionsschicht (links) und Querschnitt eines Schichtsystem auf einer MgO-Stufe (rechts) mit schematisch eingezeichneten Josephson-Kontakten (gestrichelte Linie). ..... 69
- Abbildung 4-19 Schematische Darstellung des Designs der integrierten Magnetometer auf MgO-Substrat der Größe  $A_S = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$  (hellgrau) mit Aufnehmerfläche aus Schichtsystem (dunkelgrau), Heizer und Kontaktpads (gelb) und in Vergrößerung vier SQUIDs mit angedeuteter Stufe (pink) und direkter Verbindung zur Aufnehmerfläche. .... 70
- Abbildung 4-20 Mikroskopie-Aufnahme der vier SQUIDs mit unterschiedlichen geometrischen Eigenschaften direkt verbunden mit der Aufnehmerfläche (links), REM-Aufnahme der vier SQUIDs (wegen der besseren Sichtbarkeit der Stufe um  $180^\circ$  gedreht, Mitte) und REM-Aufnahme des Josephson-Kontakte-Bereiches mit Stufe und den beiden darüber laufenden supraleitenden Bahnen, in denen sich die Josephson-Kontakte an der oberen und der unteren Stufenkante bilden (rechts). .... 70
- Abbildung 4-21 REM-Aufnahmen von einem Teil des Heizers (links, oben) und dem Kontaktbereich der Feedback-Spule mit drei Abgriffen (links, unten) und Fotografie eines fertigen integrierten Magnetometers (rechts) mit Heizer am linken Substratrand und Aufnehmerfläche. Feedback-Spule durch reflektierenden Bereich am rechten und linken Rand der Aufnehmerfläche zu erahnen. .... 72
- Abbildung 4-22 Magnetisches Feldrauschen  $B_N$  eines integrierten Magnetometers gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau). .... 74
- Abbildung 4-23 Spannungssignale eines Magnetometers mit externem Heizer (oben) und eines Magnetometers mit integriertem Heizer (unten) während des Abkühlens nach dem Heizen mit Markierung der approximativen Zeit, zu der der maximale Spannungshub nach Heizen und Abkühlen wieder erreicht wird. .... 76
- Abbildung 4-24 Schematische Darstellung des Designs mit geschlitzter beziehungsweise verringerter Aufnehmerfläche (links), REM-Aufnahme der SQUIDs direkt verbunden mit der geschlitzten Aufnehmerfläche (rechts, oben), REM-Aufnahme vom Querschnitt einer Leiterbahn der Aufnehmerfläche (rechts, unten). .... 78
- Abbildung 4-25 Magnetisches Feldrauschen  $B_N$  eines Magnetometers mit geschlitzter Aufnehmerfläche gemessen mit ac-bias-Elektronik (violett), zum Vergleich magnetisches Feldrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers mit voller Aufnehmerfläche gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau). .... 80
- Abbildung 4-26 AFM-Aufnahme der Oberfläche eines Schichtsystems ohne Gold-Nanopartikel (links) und eines Schichtsystems mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch Initialisierungsschichtdicke  $d_{Au} = 3 \text{ nm}$  (Mitte) und REM-Aufnahme eines Querschnitts durch das Schichtsystem mit Gold-Nanopartikeln (rechts). 81
- Abbildung 4-27 XRD-Spektren eines Schichtsystems ohne (schwarz) und mit Gold-Nanopartikeln (pink) entstanden durch eine Initialisierungsschichtdicke von  $d_{Au} = 3 \text{ nm}$  mit (200)-Peak von MgO bei  $P_{200MgO} = 43,1^\circ$  sowie (002)-Peak von YBCO bei  $P_{002YBCO} = 15,2^\circ$ , (003)-Peak bei  $P_{003YBCO} = 22,8^\circ$ , (004)-Peak bei  $P_{004YBCO} = 30,6^\circ$ , (005)-Peak bei  $P_{005YBCO} = 38,5^\circ$ , (006)-Peak bei  $P_{006YBCO} = 46,6^\circ$  und (007)-Peak bei  $P_{007YBCO} = 54,9^\circ$  (links) mit Vergrößerung des (200)-Peaks von Gold auf Substratseite mit Gold-Nanopartikeln bei  $P_{200Au} = 44,5^\circ$  (rechts). .... 82
- Abbildung 4-28 Widerstand-Temperatur-Diagramm eines Schichtsystems ohne Gold-Nanopartikel (schwarz) und eines Schichtsystems mit Gold-Nanopartikeln (pink) entstanden durch Initialisierungsschichtdicke  $d_{Au} = 3 \text{ nm}$ . .... 83
- Abbildung 4-29 AFM-Aufnahmen der Oberflächen von Schichtsystemen ohne Gold-Nanopartikeln (oben) und den auf den gleichen Substraten befindlichen Schichtsystemen mit Gold-Nanopartikeln (unten) entstanden

## Abbildungsverzeichnis

---

durch Initialisierungsschichtdicken $d_{Au} = 3$ nm, $d_{Au} = 6$ nm, $d_{Au} = 10$ nm und $d_{Au} = 15$ nm von links nach rechts. ....	84
Abbildung 4-30 Auszüge der XRD-Spektren der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Goldinitialisierungsschichtdicken $d_{Au}$ im Bereich des (200)-Peaks von Gold bei $P_{200Au} = 44,5^\circ$ (links) und des (111)-Peaks von Gold bei $P_{111Au} = 38,2^\circ$ (rechts).....	85
Abbildung 4-31 Magnetisches Feldrauschen $B_N$ eines Magnetometers mit Gold-Nanopartikeln gemessen mit ac-bias-Elektronik (orange), zum Vergleich magnetisches Feldrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers ohne Gold-Nanopartikel gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau).....	88
Abbildung 4-32 REM-Aufnahme der kritischen Lackkante einer hergestellten Lackstruktur für die Stufenätzung (links, oben), REM-Aufnahme einer geätzten Stufe (links, unten) und schematische Darstellung des Designs der Magnetometer mit vergrößerter Aufnehmerfläche (rechts) auf MgO-Substraten der Größe $A_S = 20$ mm x 20 mm (hellgrau) mit breiter Aufnehmerfläche aus dem Schichtsystem (dunkelgrau), Heizer und Kontaktpads und Heizer (gelb). ....	91
Abbildung 4-33 Magnetisches Feldrauschen $B_N$ eines Magnetometers mit vergrößerter Aufnehmerfläche auf einem Substrat der Größe $A_S = 20$ mm x 20 mm gemessen mit ac-bias-Elektronik (grün), zum Vergleich magnetisches Feldrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers auf einem Substrat der Größe $A_S = 15$ mm x 15 mm gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau). ....	93
Abbildung 4-34 Entwicklung des kritischen Stromes $I_c$ , des Normalleitungswiderstandes $R_n$ , des $I_c R_n$ -Produktes $I_c R_n$ und des Spannungshubes $V_{pp}$ in der Zeit $t$ . ....	96
Abbildung 0-1 Schematische Darstellung des Designs für die Kammstruktur zur Prüfung der Lackhomogenität und des Einflusses der Ätzwinkel auf die Stufe. ....	119
Abbildung 0-2 Ermittelte Ätzrate $R_{Stufe}$ der Ionenstrahlätzanlage über einen Zeitraum von 34 Monaten. ....	119
Abbildung 0-3 Fotografie der zuvor hergestellten Magnetometer mit externem Heizer auf separatem Substrat und externer handgewickelter Spule.....	119
Abbildung 0-4 Magnetisches Feldrauschen $B_N$ eines integrierten Magnetometers gemessen mit dc-Elektronik. ....	120
Abbildung 0-5 Fotografie (links) einer ungetemperten (grau) und einer getemperten (rosa) dünnen Goldschicht auf MgO-Substraten und AFM-Aufnahmen der Oberflächen einer ungetemperten (Mitte) und einer getemperten (rechts) dünnen Goldschicht auf MgO-Substraten.....	120
Abbildung 0-6 XRD-Spektren einer dünnen ungetemperten Goldschicht auf MgO (schwarz) und einer dünnen getemperten Goldschicht auf MgO (pink) mit Auszug des gleichen XRD-Spektrums im Bereich des (111)-Peaks von Gold bei $P_{111Au} = 38,2^\circ$ (rechts).....	120
Abbildung 0-7 XRD-Spektren der Schichtsysteme (schwarz) und der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Initialisierungsschichten $d_{Au}$ (pink) mit $d_{Au} = 3$ nm (links, oben), $d_{Au} = 6$ nm (rechts, oben), $d_{Au} = 10$ nm (links, unten) und $d_{Au} = 15$ nm (rechts, unten). ....	121
Abbildung 0-8 Auszug der XRD-Spektren der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Goldinitialisierungsschichtdicken $d_{Au}$ im Bereich des (103)-Peaks von YBCO bei $P_{103YBCO} = 32,8^\circ$ . ....	121

## Abbildungsverzeichnis

---

Abbildung 0-9 Schematische Darstellung des Designs zur Messung von kritischen Stromdichten mit Brückendicken von links nach rechts:  $w_{B1} = 20 \mu\text{m}$ ,  $w_{B2} = 15 \mu\text{m}$ ,  $w_{B3} = 10 \mu\text{m}$ ,  $w_{B4} = 8 \mu\text{m}$ ,  $w_{B5} = 6 \mu\text{m}$ ,  $w_{B6} = 4 \mu\text{m}$ ,  $w_{B7} = 2 \mu\text{m}$ ,  $w_{B8} = 2 \mu\text{m}$ ,  $w_{B9} = 4 \mu\text{m}$ ,  $w_{B10} = 6 \mu\text{m}$ ,  $w_{B11} = 8 \mu\text{m}$ ,  $w_{B12} = 10 \mu\text{m}$ ,  $w_{B13} = 15 \mu\text{m}$  und  $w_{B14} = 20 \mu\text{m}$ . ..... 122

Abbildung 0-10 Kritische Stromdichte  $j_c$  der jeweiligen Brücken der verschiedenen Proben mit Bereichen ohne Gold-Nanopartikeln (Brücken 3 bis 7) und Bereichen mit Gold-Nanopartikeln (Brücken 8 bis 12). Zuordnung von Brücken 7 und 8 kann abweichen, da definierende Lackkante nach Augenmaß justiert wurde. .... 122

Abbildung 0-11 Magnetischen Feldrauschen  $B_N$  eines integrierten Standard-Magnetometers mit voller Aufnehmerfläche und ohne Gold-Nanopartikel (blau), eines Magnetometers mit geschlitzter Aufnehmerfläche ohne Gold-Nanopartikel (violett) und eines Magnetometers mit Gold-Nanopartikeln und mit voller Aufnehmerfläche (orange) alle gemessen mit ac-bias-Elektronik und zum Vergleich magnetischen Feldrauschens eines integrierten Standard-Magnetometers gemessen mit dc-bias-Elektronik mit voller Aufnehmerfläche und ohne Gold-Nanopartikel (schwarz). ..... 123

Abbildung 0-12 Magnetisches Flussrauschen  $\Phi_N$  eines Magnetometers mit vergrößerter Aufnehmerfläche auf einem Substrat der Größe  $A_S = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  gemessen mit ac-bias-Elektronik (grün), zum Vergleich magnetisches Flussrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau). ..... 123

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 2-1 Kritische Temperatur $T_c$ , London'sche Eindringtiefe $\lambda_L$ , Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge $\xi_{GL}$ und (zweites) kritisches Magnetfeld $B_{c(2)}$ von YBCO und Niob; Daten entnommen aus [15].	12
Tabelle 4-1 Übersicht über geometrische Eigenschaften der SQUIDs mit Josephson-Kontaktbreiten $w_{JK}$ und SQUID-Schleifenlängen $l_{SQ}$ und berechneten SQUID-Induktivitäten $L_{SQ}$ und effektiven Flächen $A_{eff}$ .	71
Tabelle 4-2 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers mit kritischem Strom $I_c$ , Normalleitungswiderstand $R_n$ , $I_c R_n$ -Produkt $I_c R_n$ , Spannungshub $V_{pp}$ , SQUID-Parameter $\beta_L$ und effektiver Fläche $A_{eff}$ .	73
Tabelle 4-3 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers mit geschlitzter Aufnehmerfläche mit kritischem Strom $I_c$ , Normalleitungswiderstand $R_n$ , $I_c R_n$ -Produkt $I_c R_n$ , Spannungshub $V_{pp}$ , SQUID-Parameter $\beta_L$ und effektiver Fläche $A_{eff}$ .	79
Tabelle 4-4 Mittlere kritische Stromdichten $j_c$ der Schichtsysteme ohne Gold-Nanopartikel und der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Initialisierungsschichten $d_{Au}$ .	86
Tabelle 4-5 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch die Initialisierungsschichtdicke $d_{Au}$ mit kritischem Strom $I_c$ , Normalleitungswiderstand $R_n$ , $I_c R_n$ -Produkt $I_c R_n$ , Spannungshub $V_{pp}$ , SQUID-Parameter $\beta_L$ und effektiver Fläche $A_{eff}$ .	87
Tabelle 4-6 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines exemplarischen Magnetometers mit vergrößerter Aufnehmerfläche auf einem Substrat der Größe $A_S = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ mit kritischem Strom $I_c$ , Normalleitungswiderstand $R_n$ , $I_c R_n$ -Produkt $I_c R_n$ , Spannungshub $V_{pp}$ , SQUID-Parameter $\beta_L$ und effektiver Fläche $A_{eff}$ .	92
Tabelle 4-7 Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung zweier SQUIDs eines Magnetometers im unpassivierten und passivierten Zustand mit kritischem Strom $I_c$ , Normalleitungswiderstand $R_n$ , $I_c R_n$ -Produkt $I_c R_n$ , Spannungshub $V_{pp}$ , SQUID-Parameter $\beta_L$ und effektiver Fläche $A_{eff}$ .	94
Tabelle 4-8 Anzahl der 117 SQUIDs, die nach Passivierungsbeschichtung eine Veränderung des kritischen Stromes $I_c$ , des Normalleitungswiderstandes $R_n$ , des $I_c R_n$ -Produktes $I_c R_n$ beziehungsweise des Spannungshubes $V_{pp}$ von $< 30 \%$ des jeweiligen Ausgangswertes zeigen und ihr prozentualer Anteil.	95
Tabelle 4-9 Anzahl der 44 passivierten und der 33 unpassivierten SQUIDs, die nach einem Jahr eine Veränderung des kritischen Stromes $I_c$ , des Normalleitungswiderstandes $R_n$ , des $I_c R_n$ -Produktes $I_c R_n$ beziehungsweise des Spannungshubes $V_{pp}$ von $< 20 \%$ des Ausgangswertes zeigen und ihr prozentualer Anteil.	97
Tabelle 0-1 Übersicht über die supraleitenden Eigenschaften der Probenpaare bestehend aus einer einzelnen YBCO-Schicht und dem zugehörigen Schichtsystem mit kritischer Temperatur $T_c$ , Transisttemperatur $\Delta T$ und Widerstandsverhältnis $RRR$ .	124
Tabelle 0-2 Übersicht über die verschiedenen Testreihen bezüglich der Beschichtungsparameter Beschichtungstemperatur $T_s$ , Target-Substrat-Abstand $d_{TS}$ , Sauerstoffdruck $p_{O_2}$ und Laserenergiedichte $H_L$ .	124
Tabelle 0-3 Übersicht über die verschiedenen Proben der Testreihen und ihre supraleitenden und morphologischen Eigenschaften mit kritischer Temperatur $T_c$ , Transisttemperatur $\Delta T$ , Widerstandsverhältnis $RRR$ , Oberflächenrauheit $R_q$ und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve $FWHM$ .	124

## Tabellenverzeichnis

---

Tabelle 0-4 Ergebnisse der Target-Analyse mittels EDX. Da Sauerstoff mit dieser Methode nicht detektiert werden kann, wurde angenommen, dass Sauerstoff mit 6,5 Elementanteilen vertreten ist, um eine qualitative Aussage treffen zu können. .... 125

Tabelle 0-5 Übersicht über Proben beschichtet mit verschiedenen Targets und ihre supraleitenden und morphologischen Eigenschaften mit kritischer Temperatur  $T_c$ , Transitemperatur  $\Delta T$ , Widerstandsverhältnis  $RRR$  und Oberflächenrauheit  $R_q$ ..... 125

Tabelle 0-6 Übersicht über die Proben halbseitig mit Schichtsystem, halbseitig mit Schichtsystem und Gold-Nanopartikel entstanden durch verschiedene Initialisierungsschichtdicken  $d_{Au}$  und ihre supraleitenden Eigenschaften mit kritischer Temperatur  $T_c$ , Transitemperatur  $\Delta T$  und Widerstandsverhältnis  $RRR$ . .... 125

# Anhang

## Abbildungen

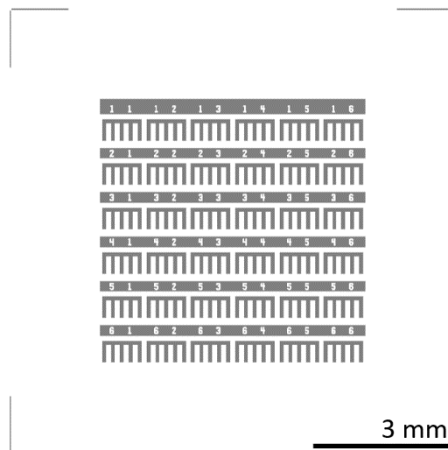


Abbildung 0-1 Schematische Darstellung des Designs für die Kammstruktur zur Prüfung der Lackhomogenität und des Einflusses der Ätzwinkel auf die Stufe.

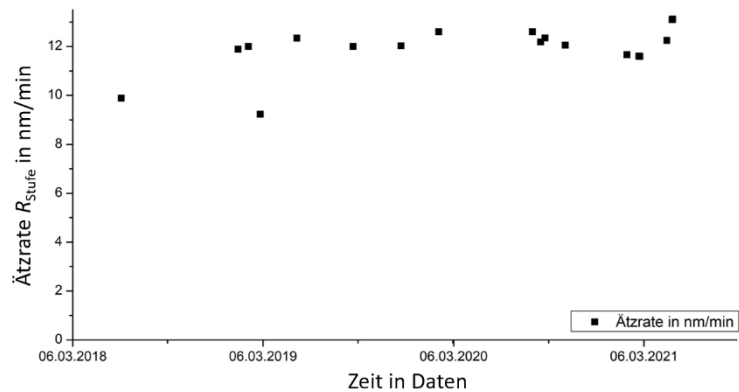


Abbildung 0-2 Ermittelte Ättrate  $R_{Stufe}$  der Ionenstrahlätzenanlage über einen Zeitraum von 34 Monaten.

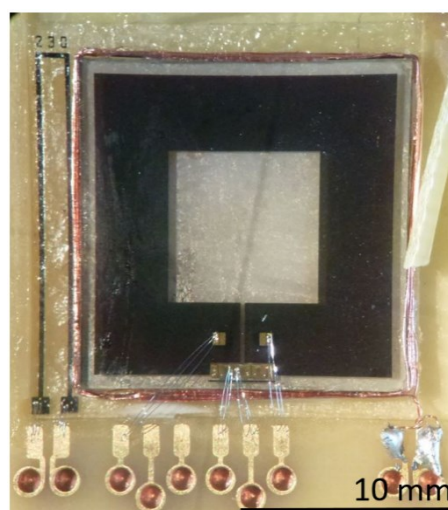


Abbildung 0-3 Fotografie der zuvor hergestellten Magnetometer mit externem Heizer auf separatem Substrat und externer handgewickelter Spule.

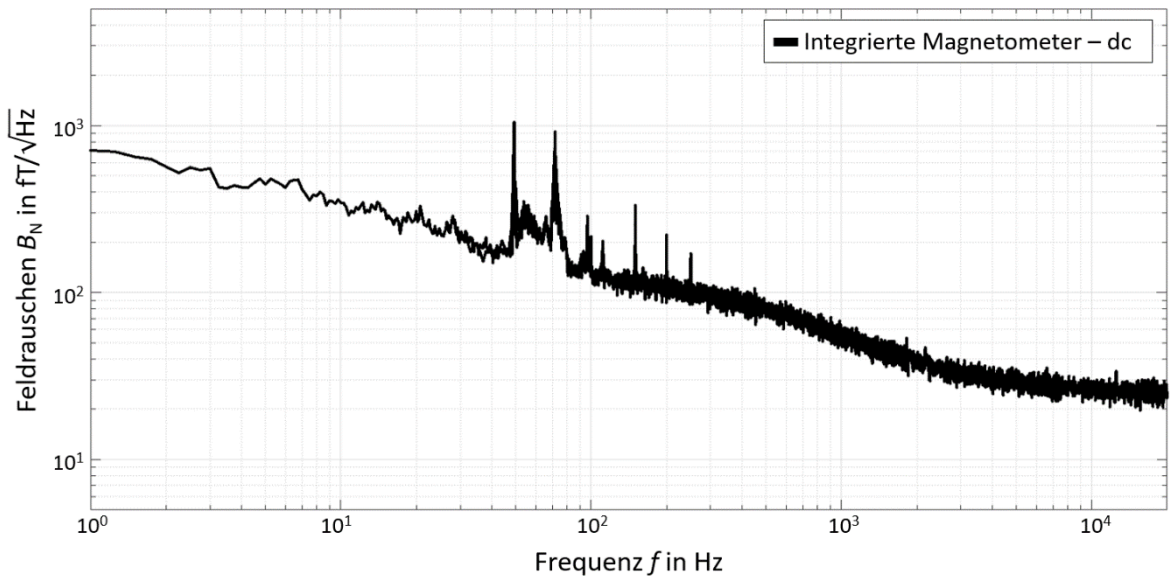


Abbildung 0-4 Magnetisches Feldrauschen  $B_N$  eines integrierten Magnetometers gemessen mit dc-Elektronik.

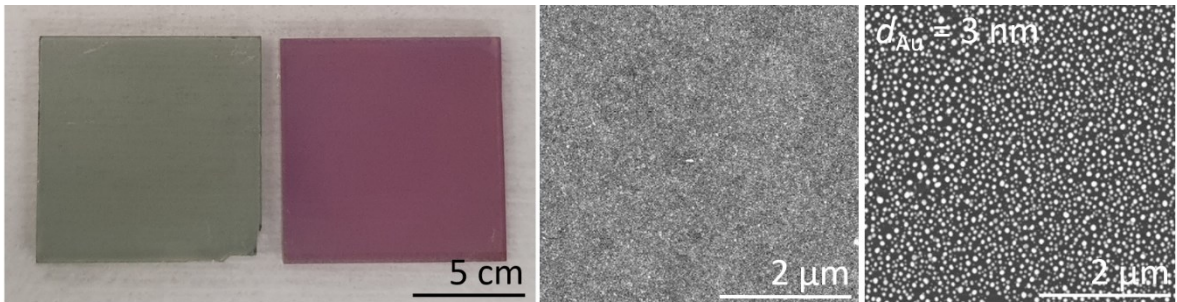


Abbildung 0-5 Fotografie (links) einer ungetemperten (grau) und einer getemperten (rosa) dünnen Goldschicht auf MgO-Substraten und AFM-Aufnahmen der Oberflächen einer ungetemperten (Mitte) und einer getemperten (rechts) dünnen Goldschicht auf MgO-Substraten.

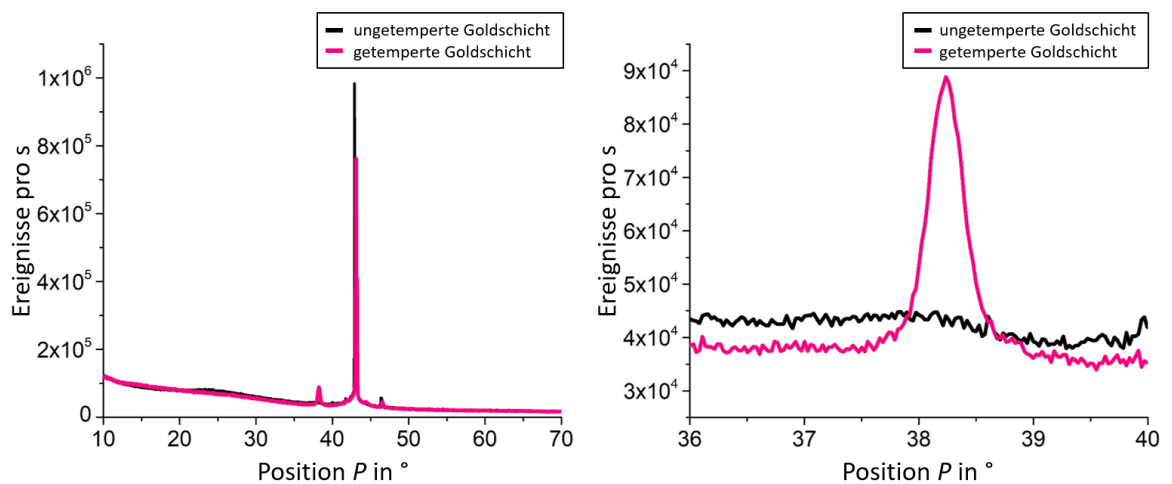


Abbildung 0-6 XRD-Spektren einer dünnen ungetemperten Goldschicht auf MgO (schwarz) und einer dünnen getemperten Goldschicht auf MgO (pink) mit Vergrößerung des gleichen XRD-Spektrums im Bereich des (111)-Peaks von Gold bei  $P_{111Au} = 38,2^\circ$  (rechts).



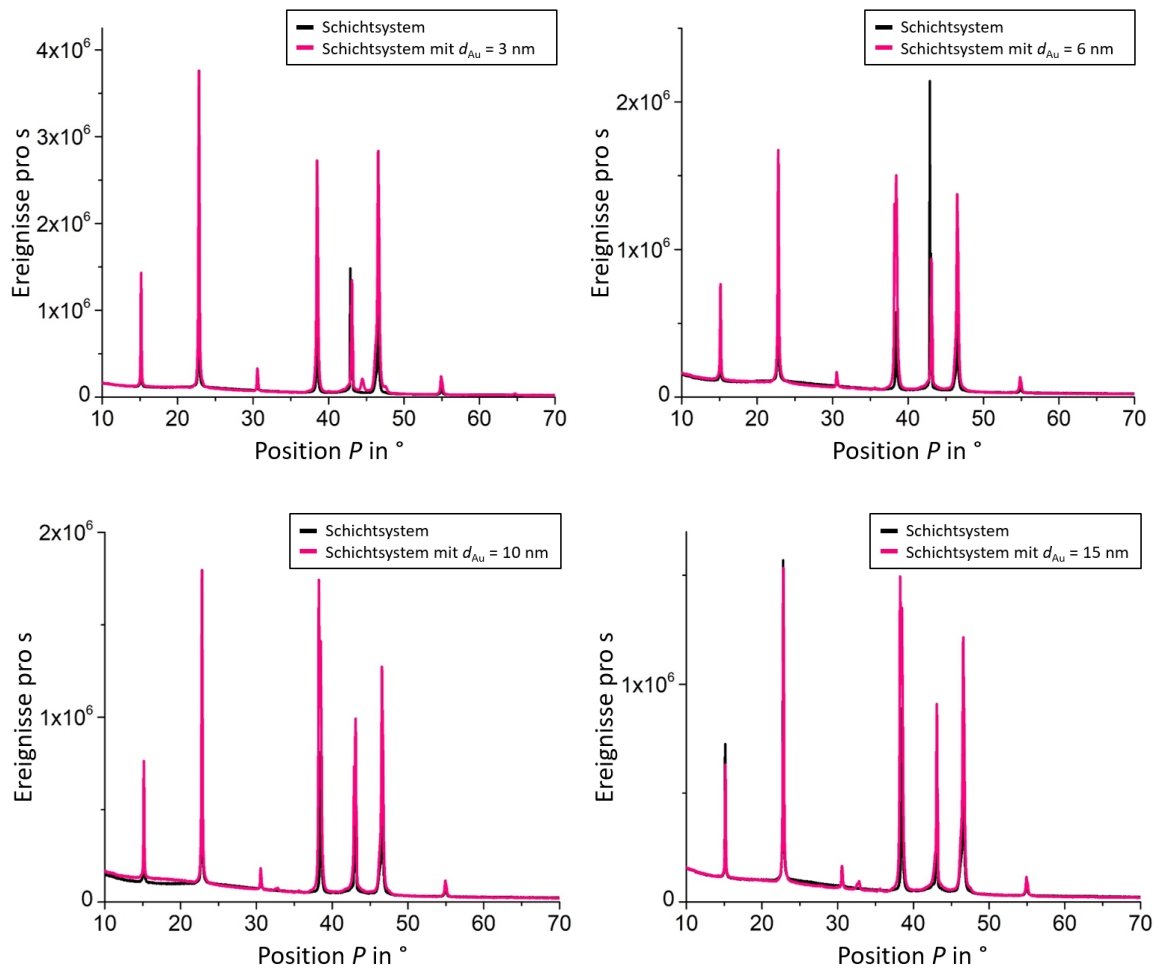


Abbildung 0-7 XRD-Spektren der Schichtsysteme (schwarz) und der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Initialisierungsschichten  $d_{Au}$  (pink) mit  $d_{Au} = 3$  nm (links, oben),  $d_{Au} = 6$  nm (rechts, oben),  $d_{Au} = 10$  nm (links, unten) und  $d_{Au} = 15$  nm (rechts, unten).

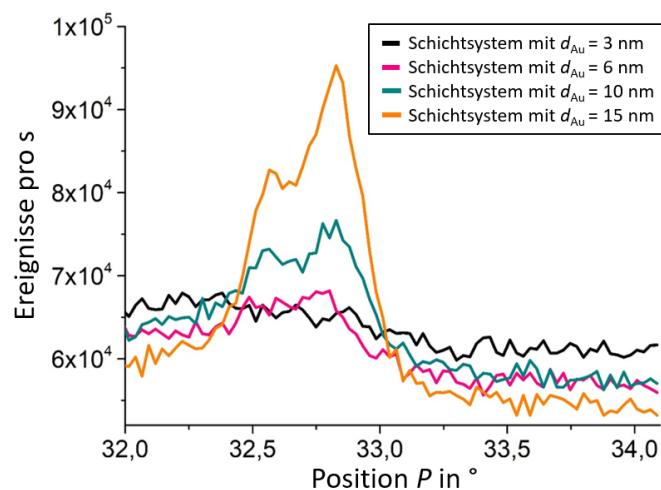


Abbildung 0-8 Auszug der XRD-Spektren der Schichtsysteme mit Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Goldinitialisierungsschichtdicken  $d_{Au}$  im Bereich des (103)-Peaks von YBCO bei  $P_{103YBCO} = 32,8^\circ$ .

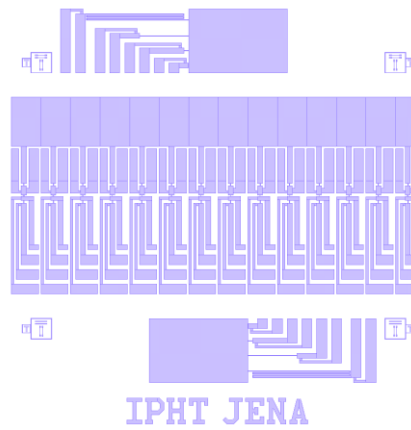


Abbildung 0-9 Schematische Darstellung des Designs zur Messung von kritischen Stromdichten mit Brückendicken von links nach rechts:  $w_{B1} = 20 \mu\text{m}$ ,  $w_{B2} = 15 \mu\text{m}$ ,  $w_{B3} = 10 \mu\text{m}$ ,  $w_{B4} = 8 \mu\text{m}$ ,  $w_{B5} = 6 \mu\text{m}$ ,  $w_{B6} = 4 \mu\text{m}$ ,  $w_{B7} = 2 \mu\text{m}$ ,  $w_{B8} = 2 \mu\text{m}$ ,  $w_{B9} = 4 \mu\text{m}$ ,  $w_{B10} = 6 \mu\text{m}$ ,  $w_{B11} = 8 \mu\text{m}$ ,  $w_{B12} = 10 \mu\text{m}$ ,  $w_{B13} = 15 \mu\text{m}$  und  $w_{B14} = 20 \mu\text{m}$ .

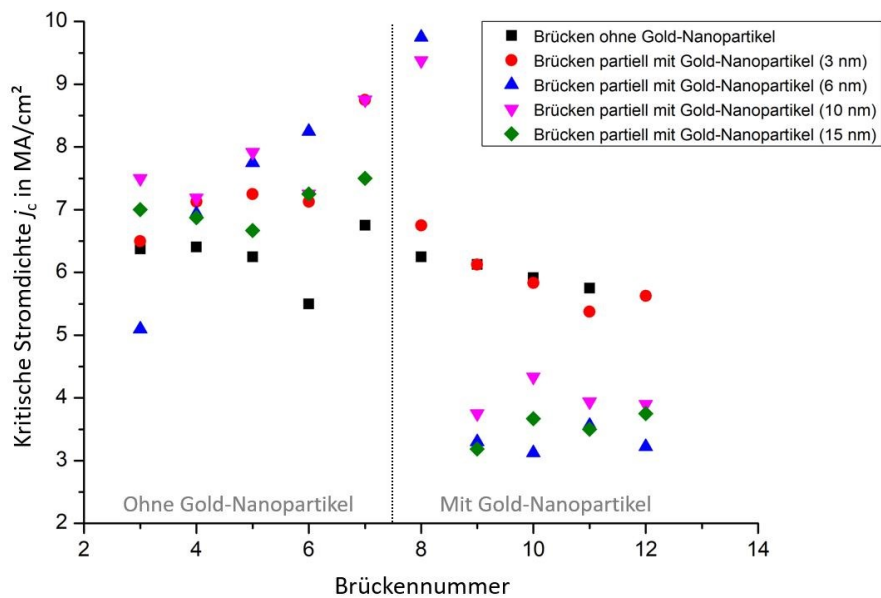


Abbildung 0-10 Kritische Stromdichte  $j_c$  der jeweiligen Brücken der verschiedenen Proben mit Bereichen ohne Gold-Nanopartikeln (Brücken 3 bis 7) und Bereichen mit Gold-Nanopartikeln (Brücken 8 bis 12). Zuordnung von Brücken 7 und 8 kann abweichen, da definierende Lackkante nach Augenmaß justiert wurde.

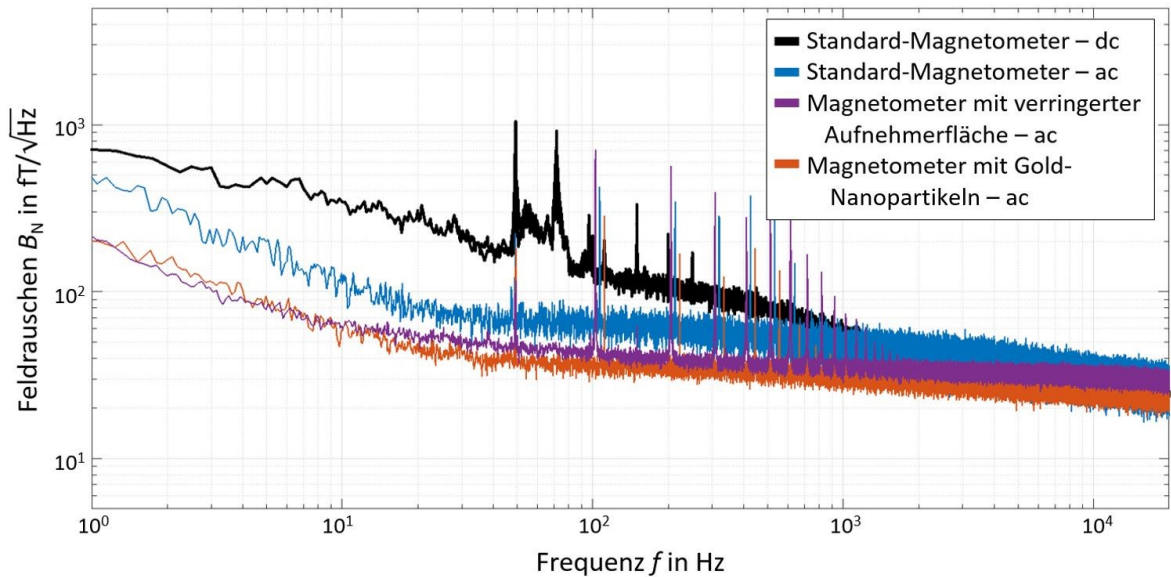


Abbildung 0-11 Magnetischen Feldrauschen  $B_N$  eines integrierten Standard-Magnetometers mit voller Aufnehmerfläche und ohne Gold-Nanopartikel (blau), eines Magnetometers mit geschlitzter Aufnehmerfläche ohne Gold-Nanopartikel (violett) und eines Magnetometers mit Gold-Nanopartikeln und mit voller Aufnehmerfläche (orange) alle gemessen mit ac-bias-Elektronik; zum Vergleich magnetisches Feldrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers gemessen mit dc-bias-Elektronik mit voller Aufnehmerfläche und ohne Gold-Nanopartikel (schwarz).

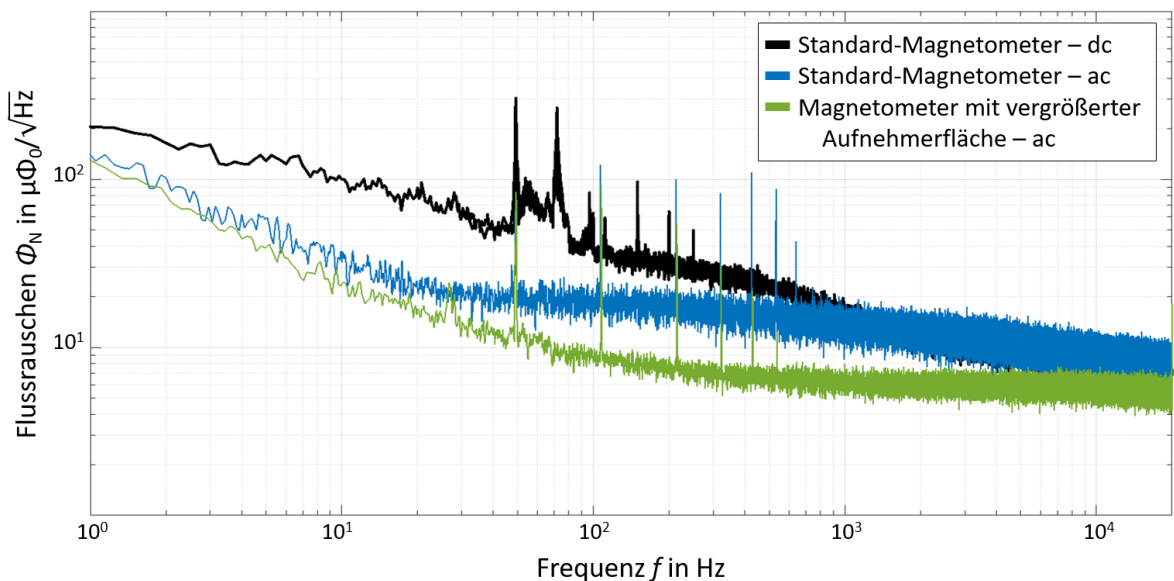


Abbildung 0-12 Magnetisches Flussrauschen  $\Phi_N$  eines Magnetometers mit vergrößerter Aufnehmerfläche auf einem Substrat der Größe  $A_S = 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  gemessen mit ac-bias-Elektronik (grün), zum Vergleich magnetisches Flussrauschen eines integrierten Standard-Magnetometers gemessen mit dc-bias-Elektronik (schwarz) und ac-bias-Elektronik (blau).

## Tabellen

**Tabelle 0-1 Übersicht über die supraleitenden Eigenschaften der Probenpaare bestehend aus einer einzelnen YBCO-Schicht und dem zugehörigen Schichtsystem mit kritischer Temperatur  $T_c$ , Transisttemperatur  $\Delta T$  und Widerstandsverhältnis  $RRR$ .**

Probenpaar	Schichtart	$T_c$ in K	$\Delta T$ in K	$RRR$
1	Einzelne YBCO-Schicht	86,2	2,4	2,65
	Schichtsystem	89,8	1,3	3,05
2	Einzelne YBCO-Schicht	85,6	3,4	2,47
	Schichtsystem	89,8	2,7	3,10
3	Einzelne YBCO-Schicht	86,4	3,5	2,36
	Schichtsystem	88,0	2,0	2,89
4	Einzelne YBCO-Schicht	86,2	6,5	1,80
	Schichtsystem	88,9	2,6	2,40
5	Einzelne YBCO-Schicht	85,7	3,8	3,01
	Schichtsystem	90,1	1,9	3,27

**Tabelle 0-2 Übersicht über die verschiedenen Testreihen bezüglich der Beschichtungsparameter Beschichtungstemperatur  $T_s$ , Target-Substrat-Abstand  $d_{TS}$ , Sauerstoffdruck  $p_{O_2}$  und Laserenergiegedichte  $H_L$ .**

Testreihe	$T_s$ in °C	$d_{TS}$ in cm	$p_{O_2}$ in Pa	$H_L$ in $\text{mJ}/\text{cm}^2$
1	Variation	3,8	18	90
2	Variation	4,9	28	65
3	740	Variation	18	90
4	760	Variation	28	95
5	740	4,9	Variation	65
6	740	4,9	28	Variation
7	780	4,9	28	Variation

**Tabelle 0-3 Übersicht über die verschiedenen Proben der Testreihen und ihre supraleitenden und morphologischen Eigenschaften mit kritischer Temperatur  $T_c$ , Transisttemperatur  $\Delta T$ , Widerstandsverhältnis  $RRR$ , Oberflächenrauheit  $R_q$  und Halbwertsbreite der Rocking-Kurve  $FWHM$ .**

Testreihe	$T_c$ in K	$\Delta T$ in K	$RRR$	$R_q$ in nm	$FWHM$ in °
1	81,2	8,0	2,10	3,89	0,73
1	82,7	5,9	1,99	5,23	0,82
1	86,0	3,5	2,14	3,21	0,77
2	89,2	1,7	3,37	2,01	0,64
2	89,6	2,1	2,95	2,18	0,53
2	90,5	1,5	3,15	1,70	0,46
2	91,8	1,3	3,38	2,45	0,45
3	86,7	3,0	2,91	2,34	0,70
3	86,9	2,0	2,85	2,26	0,68
3	77,3	6,5	1,79	2,37	0,80
4	91,0	1,7	3,12	2,35	0,54
4	90,4	1,5	3,16	5,87	0,50
4	89,4	1,5	3,26	1,55	0,52
4	90,8	0,9	3,37	2,76	0,57
5	86,7	3,0	2,91	2,34	0,70
5	88,9	2,4	3,13	11,00	0,78
5	89,9	1,0	3,07	5,44	0,76
6	90,3	2,3	3,13	1,49	0,74
6	88,6	1,3	3,11	1,68	0,68
6	89,7	1,8	3,17	2,53	0,76
6	89,6	2,1	2,95	2,18	0,53
7	90,5	1,5	3,15	1,70	0,46
7	91,0	1,4	3,24	1,75	0,51

## Anhang

**Tabelle 0-4 Ergebnisse der Target-Analyse mittels EDX. Da Sauerstoff mit dieser Methode nicht detektiert werden kann, wurde angenommen, dass Sauerstoff mit 6,5 Elementanteilen vertreten ist, um eine qualitative Aussage treffen zu können.**

PLD-Anlage	Targetnummer	Y	Ba	Cu	O
alt	2	0,91	2,04	3,10	6,5
alt	3	0,95	2,04	3,04	6,5
alt	4	0,98	2,05	2,98	6,5
alt	5	0,93	2,05	3,03	6,5
neu	1	0,96	2,08	2,98	6,5
neu	2	0,98	2,08	2,95	6,5

**Tabelle 0-5 Übersicht über Proben beschichtet mit verschiedenen Targets und ihre supraleitenden und morphologischen Eigenschaften mit kritischer Temperatur  $T_c$ , Transistemperatur  $\Delta T$ , Widerstandsverhältnis  $RRR$  und Oberflächenrauheit  $R_q$ .**

Targetnummer	$T_c$ in K	$\Delta T$ in K	$RRR$	$R_q$ in nm
1	88,4	2,85	3,01	2,73
4	84,9	3,31	2,89	3,53
5	83,2	5,37	3,03	3,11

**Tabelle 0-6 Übersicht über die Proben halbseitig mit Schichtsystem, halbseitig mit Schichtsystem und Gold-Nanopartikeln entstanden durch verschiedene Initialisierungsschichtdicken  $d_{Au}$  und ihre supraleitenden Eigenschaften mit kritischer Temperatur  $T_c$ , Transistemperatur  $\Delta T$  und Widerstandsverhältnis  $RRR$ .**

Schichtart	$d_{Au}$ in nm	$T_c$ in K	$\Delta T$ in K	$RRR$
Schichtsystem	0	89,6	1,3	3,24
Schichtsystem mit Gold-Nanopartikel	3	88,0	3,1	3,32
Schichtsystem	0	91,8	1,3	2,97
Schichtsystem mit Gold-Nanopartikel	6	91,1	1,7	2,97
Schichtsystem	0	89,7	1,3	3,20
Schichtsystem mit Gold-Nanopartikel	10	88,1	2,9	3,20
Schichtsystem	0	90,0	1,4	3,26
Schichtsystem mit Gold-Nanopartikel	15	88,0	3,0	3,08

## Zusammenfassung in deutscher und englischer Sprache

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit der Erforschung und der Optimierung von HTS-SQUID-Magnetometern auf Basis von Stufen-Josephson-Kontakten für die Anwendung in TEM-Systemen für die geophysikalische Exploration. Für Entwicklung und Optimierung wurden sowohl der Fabrikationsprozess analysiert, um eine zeit- und ressourcenschonende Fabrikation mit hoher Ausbeute und hoher Reproduzierbarkeit zu ermöglichen. Zudem wurden Methoden zur Verringerung des Rauschens im niederfrequenten Bereich und zur Vergrößerung der Sensitivität untersucht, um eine möglichst große Explorationstiefe zu erreichen.

Im Rahmen der Fabrikationsanalyse wurden Lackhomogenität und Lackhöhe sowie der Einfluss verschiedener Ätzwinkel auf die entstehenden MgO-Stufen beim Ionenstrahlätzen untersucht. Zudem zeigte sich, dass YBCO/STO/YBCO-Schichtsysteme beschichtet mit in situ gepulster Laserablation bessere morphologische und supraleitende Eigenschaften aufweisen als einzelne YBCO-Schichten. Als größte Einschränkung für die Reproduzierbarkeit konnten manuelle Prozesse in der Lithografie ausgemacht werden. Basierend auf diesen Ergebnissen wurden integrierte HTS-SQUID-Magnetometer hergestellt. Sie verfügen über eine große Aufnehmerfläche, die direkt an vier SQUIDs gekoppelt ist, sowie einen integrierten Heizer und eine integrierte Feedback-Spule auf demselben Substrat haben. Diese Magnetometer erzielten hohe  $I_c R_n$ -Produkte mit  $I_c R_n > 390 \mu\text{V}$ , hohe Spannungshübe mit  $V_{pp} > 29 \mu\text{V}$  und ein weißes magnetisches Feldrauschen von  $B_N < 30 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die Langzeitstabilität dieser Magnetometer konnte durch ein Passivierungsschichtsystem aus amorphem YBCO und Aluminiumoxid deutlich verbessert werden.

Um das Rauschen im niederfrequenten Bereich ausgelöst durch Flussschlauchbewegung zu verringern, wurden zwei separate Methoden untersucht: Einerseits die Verringerung der supraleitenden Flächen, wobei die breite Aufnehmerfläche durch schmale Bahnen ersetzt wurde. Andererseits wurden Gold-Nanopartikel in die supraleitenden Strukturen implementiert, um künstliche *Pinning*-Zentren hervorzurufen. Beide Methoden zeigen signifikante Verringerungen des niederfrequenten Rauschens mit  $B_N \approx 60 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei  $f = 10 \text{ Hz}$  und  $B_N \approx 200 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei  $f = 1 \text{ Hz}$ . Zusätzlich wurden Magnetometer mit vergrößerter effektiver Fläche hergestellt. Diese Magnetometer haben eine höhere Sensitivität und dadurch ein verringertes magnetisches Feldrauschen mit  $B_N \approx 17 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  im weißen Bereich.

This PhD thesis is about the development and the optimization of HTS-SQUID magnetometers based on step-edge Josephson junctions for the application in TEM-systems for geophysical explorations. For development and optimization, the fabrication process was analyzed to enable a time- and resource-saving fabrication technology with high yield and high reproducibility. Additional methods for reducing noise in the low-frequency regime and for increasing sensitivity were investigated to achieve the greatest possible exploration depth.

As part of the fabrication analysis, resist homogeneity and resist height, as well as the influence of different etching angles on the resulting MgO steps during ion beam etching were investigated. It was shown that YBCO/STO/YBCO multilayers fabricated by in situ pulsed laser ablation have better morphological and superconducting properties than single YBCO layers. Manual processes in lithography were identified as the greatest limitation for reproducibility. Based on these results, integrated HTS-SQUID magnetometers were fabricated. The magnetometers have a large pickup area directly coupled to four dc-SQUIDs and an integrated heater, as well as an integrated feedback-coil on the same substrate. These magnetometers achieve high  $I_c R_n$  products with  $I_c R_n > 390 \mu\text{V}$ , high voltage swings with  $V_{pp} > 29 \mu\text{V}$  and a white magnetic field noise of  $B_N < 30 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . The long-term stability of these magnetometers was significantly improved by a passivation multilayer consisting of amorphous YBCO and aluminum oxide.

Two separate methods were investigated to reduce the noise in the low-frequency regime caused by vortex movement. First, the superconducting areas were reduced by replacing the wide pickup area with narrow superconducting lines. Second, gold nanoparticles were implemented into the superconducting structures to create artificial pinning centers. Both methods show significant reductions in low frequency noise with  $B_N \approx 60 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  at  $f = 10 \text{ Hz}$  and  $B_N \approx 200 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  at  $f = 1 \text{ Hz}$ . In addition, magnetometers with increased effective area were fabricated on larger substrates, thereby increasing sensitivity and improving the magnetic field noise to  $B_N \approx 17 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  in the white noise regime.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen meinen Dank aussprechen, die mit ihrer Hilfe und ihrer Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Allen voran danke ich meinem Universitätsbetreuer apl. Prof. Frank Schmidl für die Betreuung meiner Dissertation, die vielen Diskussionen und Anregungen und die langjährige gemeinsame Auseinandersetzung mit PLD-Anlagen und HTS-Bauelementen.

Ich danke meinen Kolleg\*innen aus der Abteilung: allen voran meinem Vorgesetzten Dr. Ronny Stolz für die Möglichkeit, meine Dissertation am Leibniz-IPHT anzufertigen, für Rat und Tat und eine immer offene Tür für alle Belange. Besonderer Dank gilt meinem Supervisor Dr. Rob IJsselsteijn, für das Anlernen, die Diskussionen und Hilfe, wann immer ich Fragen oder Probleme hatte. Ich danke zudem Marion Sondermann für die AVT-Arbeit und Messunterstützung und Andreas Chwala, Dr. Matthias Schmelz und Dr. Vyacheslav Zakosarenko für fachliche Unterstützung im Messlabor und auch allen anderen, die mir mit Rat und Tat zur Seite standen und für eine hilfsbereite, angenehme Arbeitsatmosphäre gesorgt haben.

Ich danke meinen Kolleg\*innen aus dem Reinraum: Vor allem Daniela Beierlein für die unentbehrliche Unterstützung bei der Fabrikation der Magnetometer und auch allen anderen Kolleg\*innen, die die Fabrikationsprozesse, die ich nicht alleine durchführen konnte, kompetent, zeitnah und mit einem Lächeln auf den Lippen übernommen haben.

Ich danke meinen Kolleg\*innen der Instrumentelle Analytik: Besonders Andrea Dellith für die kurzfristige und zeitnahe Anfertigung von REM- und AFM-Aufnahmen und den anderen Kolleg\*innen, die EDX-Aufnahmen und XRD-Spektren für mich aufgenommen haben.

Ich danke meinen Kolleg\*innen bei der supracon AG für Bereitstellung von Mess- und Elektroniksystemen.

Und ich danke meiner Büro/PhD-Crew vor allem Florian Wittkämper, Tino Fremberg und Philipp Lorenz - ohne euch wäre es nur halb so schön gewesen.

Last, but not least möchte ich meiner Mutter, meinem Vater, meinem Bonusvater, meiner Familie, meinen Freund\*innen in J, N und B und vor allem Dr. Matthias Borgstede danken - ohne euch wäre ich nicht so weit gekommen - DANKE!!



## Ehrenwörtliche Erklärungen

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Anfertigung der Magnetometer haben mich die Kolleg\*innen des Kompetenzzentrums für Mikro- und Nanotechnologien des Leibniz-IPHT unterstützt. Während die Supraleiterherstellung und die Lithografie mit Unterstützung von Daniela Beierlein eigenständig durchgeführt wurde, wurden Ionenstrahlätzen, Kathodenzerstäubung, thermisches Bedampfen sowie Atomlagenabscheidung von Kolleg\*innen dieser Technologiegruppe durchgeführt. Auch AFM-, REM- und EDX-Aufnahmen sowie die Präparation mittels FIB-Schnitt und auch die Aufnahmen der XRD-Spektren wurden von Kolleg\*innen dieser Technologiegruppe durchgeführt. Bei der Anfertigung des Magnetometerentwurfes hat mich Dr. Vyacheslav Zakosarenko durch das Konzipieren des Grunddesigns unterstützt.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

---

Ort, Abgabedatum

---

Leonie Kaczmarek