

**YBa₂Cu₃O₇ dc-SQUID-Magnetometer
für biomagnetische Messungen
in magnetischen Störfeldern**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Henry-Jobes Barthelmeß
aus Düsseldorf

Hamburg 2002

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. U. Merkt / Prof. Dr. M. Schilling

Prof. Dr. R. Anton

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. U. Merkt

Prof. Dr. H. Koch

Datum der Disputation:

10.06.2002

Dekan des Fachbereichs Physik

und Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. F.-W. Büßer

Kurzfassung

Es wurden Magnetometer, basierend auf supraleitenden Quanteninterferometern (SQUIDs), aus dem Hochtemperatur-Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ auf Bikristall-Substraten hergestellt und bezüglich ihrer Eigenschaften in magnetischen Störfeldern untersucht.

Zunächst wurden die wesentlichen Parameter aller 46 im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Magnetometer im Hinblick auf deren Streuung ausgewertet. Die Qualität der Bikristall-Substrate scheint dabei einen wesentlichen Einfluss auf die Magnetometereigenschaften zu haben. Desweiteren lassen sich aus den Ergebnissen Rückschlüsse auf Vor- und Nachteile der verwendeten Magnetometerstrukturen (Bauformen) ziehen.

Um ein Eindringen von Flussschläuchen in die supraleitende Schicht beim Abkühlen in statischen Magnetfeldern zu verhindern, wurden sämtliche supraleitenden Strukturen mit $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ großen Löchern versehen, was die maximale Strukturbreite auf $5.6 \mu\text{m}$ verkleinert. Bis zu Abkühlfeldern von $60 \mu\text{T}$ ist keine wesentliche Erhöhung des niederfrequenten Rauschens festzustellen.

Die Flussquantisierung solcher Löcher in verschiedenen Abkühlfeldern wurde mit Hilfe der Josephson-Magnetometrie untersucht. Dabei wurde eine Auflösung von $1.3 \times 10^{-16} \text{ J/T}$ in Feldern von bis zu 1 mT erreicht.

In magnetischen Wechselfeldern zeigten die Magnetometer ab einem kritischen Feld eine Änderung der Feldempfindlichkeit. Diese wird durch das Eindringen von Flussschläuchen in die Aufnehmerschleife über die Korngrenzenüberführungen hervorgerufen. Das Eindringen von Fluss in die SQUID-Schleife konnte dabei ausgeschlossen werden.

In magnetischen Querfeldern konnte keine Abweichung des reinen Vektorverhaltens der Magnetometer festgestellt werden. Außerdem wurde eine Methode zur Bestimmung eines Verkipfungswinkels der Sensoren relativ zu einem Spulensystem entwickelt.

Schließlich wurde ein 8-Kanal-System gebaut, mit dem erfolgreich biomagnetische Messungen in moderat abgeschirmter Umgebung durchgeführt wurden. Neben der Messung der Herzsignale eines Probanden (Magnetokardiogramm), die die Berechnung der Isosfeldkarten über dem Brustkorb erlaubte, konnten auch magnetische Signale der Hirnaktivität (Magnetoenzephalogramm) aufgezeichnet werden.

Abstract

Superconducting quantum interference device (SQUID) magnetometers from the high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ on bicrystal substrates are build, and observed in external magnetic fields.

The main parameters of all 46 measured magnetometers are compared regarding the variation of these parameters. It is found, that the quality of the grain-boundary has the main influence on the magnetometer parameters. On the basis of these data some design criteria could be found to improve the magnetometer performance.

To prevent flux vortices from penetrating the superconducting film when the magnetometers are cooled in a static magnetic field, all structures of the device are patterned with holes to reduce the maximum linewidth to $5.6 \mu\text{m}$. Up to cooling fields of $60 \mu\text{T}$ no increase of the low frequency noise was observed.

The flux quantisation of such holes was investigated by Josephson-magnetometry in different cooling fields. A resolution of $1.3 \times 10^{-16} \text{ J/T}$ was reached in fields of up to 1 mT.

In alternating magnetic fields the magnetometers show a change in the field sensitivity at a certain threshold field change. At this threshold flux vortices enter the pickup-loop at the grain boundary vias of the loop. Flux penetration of the SQUID-loop could be excluded in these experiments.

In magnetic fields parallel to the sensing area of the magnetometer no deviation from the vector magnetometer behaviour could be found. Moreover a method to specify the tilt angle of a sensor relative to a coil system was developed.

Finally an 8-channel-system was build and biomagnetic measurements in moderately shielded environment have been carried out. In addition to the magnetic field of the heart (magnetocardiogram) also the brain activity (magnetoencephalogram) could be recorded successfully.

Inhalt

1	Einleitung	7
2	Josephson-Kontakte und SQUIDs	8
2.1	Supraleitung	8
2.2	Josephson-Kontakt	9
2.3	SQUID und Magnetometer	13
2.4	Rauschen	16
2.5	Rauschunterdrückung und Messelektronik	19
3	Präparation und Materialien	21
4	Parameterstreuung bei Bikristall dc-SQUID-Magnetometern	23
4.1	Magnetometer-Bauformen	23
4.2	Vergleich der untersuchten Magnetometer	25
5	Experimente in magnetischen Feldern	30
5.1	Messaufbau	30
5.2	Magnetometer in statischen magnetischen Abkühlfeldern	31
5.3	Josephson-Magnetometrie eines normalleitenden Lochs in einer supraleitenden Schicht	36
5.4	Magnetometer und SQUIDs in magnetischen Wechselfeldern	40
5.5	Magnetometer in magnetischen Querfeldern	49
6	Biomagnetische Messungen mit einem Mehrkanalsystem	53
6.1	Magnetokardiogramm	53
6.2	Systemaufbau und biomagnetische Messungen	55
7	Zusammenfassung	61

Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

- (V1) S. KREY, H.-J. BARTHELMESS, AND M. SCHILLING, *Low-frequency noise and linearity of a $YBa_2Cu_3O_7$ dc superconducting quantum interference device magnetometer in static magnetic fields*, J. Appl. Phys. **86**, 6602 (1999).
- (V2) S. KREY, H.-J. BARTHELMESS, AND M. SCHILLING, *Low-frequency noise and linearity of $YBa_2Cu_3O_7$ dc SQUID magnetometers in static magnetic fields*, ISEC99, Proc. Int. Conf. Supercond. El., 143 (1999).
- (V3) K.-O. SUBKE, C. HINNRICHS, H.-J. BARTHELMEß, M. HALVERSCHEID, C. PELS AND M. SCHILLING, *Operation of a $YBa_2Cu_3O_7$ dc SQUID magnetometer with integrated multiloop pickup coil in unshielded environment and in static magnetic fields*, EUCAS1999, Inst. Phys. Conf. Ser. **167**, 573 (1999)
- (V4) H.-J. BARTHELMESS, S. KREY, S. OSTERTUN, AND M. SCHILLING, *Sensitive Josephson magnetometry of flux quantization in a normal conducting hole in a narrow $YBa_2Cu_3O_7$ line*, Appl. Phys. Lett. **77**, 1882 (2000).
- (V5) H.-J. BARTHELMESS, E. HEIM, B. SCHIEFENHÖVEL, M. HALVERSCHEID UND M. SCHILLING, *SQUID 2000 - HTS dc-SQUID Mehrkanalsystem für biomagnetische Messungen*, Supraleitung und Tieftemperaturtechnik, VDI-Verlag, Düsseldorf, 207 (2000).
- (V6) M. SCHILLING, H.-J. BARTHELMESS, S. KREY, AND F. LUDWIG, *HTS Josephson junctions as electromagnetic sensors for low and high frequencies*, Adv. Solid State Phys. **40** (2000)
- (V7) H.-J. BARTHELMESS, M. HALVERSCHEID, B. SCHIEVENHÖVEL, E. HEIM, M. SCHILLING, R. ZIMMERMANN, *Low-noise biomagnetic measurements with a multichannel dc-SQUID system at 77K*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 657 (2001)
- (V8) H.-J. BARTHELMESS, M. HALVERSCHEID, B. SCHIEFENHÖVEL, E. HEIM M. SCHILLING, AND R. ZIMMERMANN, *HTS-multichannel-system for magnetocardiography and magnetoencephalography*, BIOMAG2000, Proc. 12th Int. Conf. on Biomagnetism, 927 (2001).
- (V9) H.-J. BARTHELMESS, B. SCHIEFENHÖVEL, M. SCHILLING, *DC-SQUID magnetometers from $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ in AC fields for application in multichannel systems*, Physica C **368**, 37 (2002).

1 Einleitung

Magnetometer aus supraleitenden Quanteninterferenz Bauelementen (SQUIDs) sind bezogen auf ihr Volumen die empfindlichsten Magnetfeldsensoren, die es gibt. Neben technischen Anwendungen, wie der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung oder der geophysikalischen Lokalisation, stellt der Biomagnetismus besonders hohe Anforderungen an die notwendige Messtechnik [1, 2].

Während die elektrischen Signale des menschlichen Herzens (Elektrokardiogramm, EKG) bereits 1887 von A. D. Waller zum ersten Mal aufgezeichnet wurden [3], konnte das erste magnetische Herzsignal (Magnetokardiogramm, MKG) erst 1963 von G. M. Baule und R. McFee gemessen werden [4]. Die erste MKG-Messung ohne Mittelung über mehrere Herzschläge wurde von D. Cohen, E. A. Edelsack und J. E. Zimmerman 1969 mit einem SQUID aus dem Tieftemperatur-Supraleiter (LTS) Niob in flüssigem Helium innerhalb einer magnetischen Abschirmkammer durchgeführt [5].

Eine gute Aussagekraft durch die lange Erfahrung, und zuverlässige, einfach zu bedienende Geräte haben das EKG mittlerweile zu einer Standardmethode der Herzdiagnostik gemacht [6]. Die Notwendigkeit, für MKG-Messungen SQUIDs verwenden zu müssen, die sowohl eine aufwändige Abschirmung als auch eine komplizierte und teure Kühlung benötigen, beschränkte den breiten Einsatz von MKG-SQUID-Systemen in Forschung und Klinik.

Die Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleiter (HTS) durch J. G. Bednorz und K. A. Müller im Jahre 1986 einerseits [7], die Fortschritte in Elektronik und Datenverarbeitung andererseits, eröffnen nun die Möglichkeit, diese Beschränkungen zu umgehen. SQUIDs aus HTS lassen sich mit vergleichsweise wenig Aufwand in flüssigem Stickstoff kühlen. Schnelle Elektroniken sowie digitale Datenerfassung und Verarbeitung erlauben die Bestimmung und Unterdrückung magnetischer Störfelder und machen massive magnetische Abschirmungen überflüssig.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Verhalten von SQUID-Magnetometern aus dem HTS Yttrium-Barium-Kupfer-Oxid ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) in solchen magnetischen Feldern untersucht, die in unabgeschirmter Umgebung auftreten. Das Design der Sensoren kann dann an die auftretenden Probleme angepasst werden, um einen Einsatz in unabgeschirmter Umgebung zu ermöglichen.

Außerdem konnte ein Mehrkanalsystem aufgebaut werden, welches biomagnetische Messungen in moderat abgeschirmter Umgebung ermöglicht.

2 Josephson-Kontakte und SQUIDs

2.1 Supraleitung

Der supraleitende Zustand zeichnet sich durch einen Phasenübergang aus, bei dem das System bei der Sprungtemperatur T_c von einem ungeordneten in einen geordneten Zustand übergeht. In den klassischen Supraleitern führt eine Phonon-Elektron Wechselwirkung zur Bildung von Cooper-Paaren, die aus zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin und Impuls bestehen und als Bosonen betrachtet werden können. Da sich alle Cooper-Paare im selben quantenmechanischen Zustand befinden, können sie durch eine gemeinsame, makroskopische Wellenfunktion $\Psi = |\Psi|e^{i\varphi}$ beschrieben werden. Bardeen, Cooper und Schrieffer entwickelten die nach ihnen benannte BCS-Theorie, die die wesentlichen Phänomene der Supraleitung beschreibt [8, 9].

Grundsätzliche Eigenschaften der Supraleitung sind zum Einen der verlustfreie Ladungstransport, zum Anderen die Verdrängung eines Magnetfeldes aus dem Inneren des supraleitenden Materials. Diese Verdrängung geschieht durch Abschirmströme, die an der Oberfläche des Supraleiters fließen. Die Länge, bei der das im Bereich der Abschirmströme in die Oberfläche eingedrungene Magnetfeld auf den e-ten Teil abgefallen ist, ist die Londonsche Eindringtiefe

$$\lambda_L(T) = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 e^2 n_e(T)}}. \quad (2.1)$$

Dabei ist m_e die Elektronenmasse, μ_0 die Vakuumpemreabilität, e die Elementarladung und $n_e(T)$ die Elektronendichte. Für HTS gilt die empirisch gefundene Temperaturabhängigkeit der Londonschen Eindringtiefe von [10]

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) / \sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2}. \quad (2.2)$$

$\lambda_L(0)$ ist die nach Gleichung (2.1) berechnete Eindringtiefe für $T = 0$. Formel 2.2 macht deutlich, dass $\lambda_L(T)$ in der Nähe von T_c stark ansteigt.

In Typ-I Supraleitern wird das Magnetfeld bis zu einer kritischen Feldstärke H_c vollständig verdrängt (Meissnerphase) bevor die Supraleitung schlagartig zusammenbricht (Normalphase). Bei Typ-II Supraleitern wie $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ liegt zwischen Meissner- und Normalphase die Shubnikovphase, in der die Magnetisierung monoton abnimmt und magnetischer Fluss in Form von Flussschläuchen (Abričov-Vortices) in den Supraleiter eindringen kann. Die

Flussschläuche werden dabei entweder beim Abkühlen des Supraleiters im Magnetfeld eingefroren oder beim Anlegen eines Magnetfeldes am bereits kalten Supraleiter durch die Lorentzkraft der Abschirmströme in den Supraleiter hineingezogen. Aufgrund der Flussquantisierung trägt ein Flussschlauch immer ein elementares Flussquant $\Phi_0 = h/2e = 2.068 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$. Der Suprastrom ist also immer so groß, dass sein Magnetfeld, addiert mit dem extern angelegten Feld, gerade ein Φ_0 umschließt.

Dass der Fluss durch einen supraleitenden Ring quantisiert ist, wurde von F. London schon 1950 vorhergesagt [11]. Erst 1961 konnte diese Vermutung dann experimentell bestätigt werden [12, 13]. In einem supraleitenden Ring ist der Fluss Φ_{Ring} durch die Ringfläche A in Einheiten des Flussquanten Φ_0 quantisiert. Wird unterhalb von T_c ein externer Fluss Φ_{ext} angelegt, wird im Ring ein Strom I angeworfen, der mit der Ringinduktivität L_{Ring} einen Fluss durch den Ring so erzeugt, dass der vorherrschende Flusszustand erhalten bleibt:

$$\Phi_{Ring} = \Phi_{ext} + IL_{Ring} = n\Phi_0. \quad (2.3)$$

Kühlt man einen supraleitenden Ring im Magnetfeld ab, wird unterhalb von T_c , wenn die Supraleitung einsetzt, ein Abschirmstrom so angeworfen, dass der nächstliegende Flusszustand mit ganzzahligem Φ_0 erzeugt wird. Immer wenn das Abkühlfeld gerade $(n + \frac{1}{2})\Phi_0$ durch den Ring entspricht, ändert der Abschirmstrom seine Richtung und der nächste Flusszustand wird erreicht.

2.2 Josephson-Kontakt

Werden zwei supraleitende Bereiche über eine schwache Kopplung miteinander verbunden, so überlappen die beiden supraleitenden Wellenfunktionen, und Cooper-Paare können von dem einen in den anderen Supraleiter tunneln. Eine solche Anordnung heißt Josephson-Kontakt, benannt nach B. D. Josephson, der bereits 1962 theoretische Voraussagen zum Tunneleffekt bei Cooper-Paaren machte, wofür er 1973 den Nobelpreis für Physik erhielt [14].

Durch den Austausch der Cooper-Paare sind die Phasen der beiden supraleitenden Bereiche miteinander korreliert. Der maximale Suprastrom, der ohne Spannungsabfall über den Kontakt fließen kann, ist von der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ der Wellenfunktionen in den supraleitenden Elektroden abhängig. Dieser dc-Josephson-Effekt wird durch die erste Josephson-Gleichung beschrieben.

$$I = I_c \sin(\Delta\varphi) \quad (2.4)$$

I_c ist dabei der kritische Strom des Kontaktes, ab dem der Kontakt in den spannungsbehafteten

Zustand übergeht. In diesem Fall ändert sich die Phasendifferenz über dem Kontakt mit einer Frequenz, die proportional zur anliegenden Spannung ist. Dieser ac-Josephson-Effekt kommt in der zweiten Josephson-Gleichung zum Ausdruck:

$$\frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial t} = \frac{2eU}{\hbar}. \quad (2.5)$$

Josephson-Kontakte können auf vielfältige Art und Weise realisiert werden. Prinzipiell kann man zwischen Kontakten mit künstlichen Barrieren und Korngrenzen-Kontakten unterscheiden. Bei den Kontakten mit künstlichen Barrieren (Planargeometrie, Rampengeometrie) sind die beiden supraleitenden Elektroden durch einen Normalleiter, einen Halbleiter oder einen Isolator voneinander getrennt, der aber so dünn sein muss, dass immer noch eine Kopplung vorhanden ist. Bei Korngrenzen-Kontakten (Stufen-, Bikristall-Kontakte) wird die schwache Kopplung durch eine definierte, als Barriere dienende Korngrenze zwischen den supraleitenden Elektroden erzeugt. Neben diesen beiden großen Gruppen gibt es noch andere, aber weniger verbreitete Konzepte, wie Punktkontakte, Mikrobrücken oder durch Ionenstrahl-Schädigung hergestellte Kontakte. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Bauelemente mit Bikristall-Kontakten verwendet.

Bei realen Josephson-Kontakten handelt es sich nicht um reine Tunnelkontakte. Zusätzlich zum Suprastrom können auch Einzelelektronenströme (Quasiteilchen) fließen. Außerdem müssen Leitungs- und Grenzflächenkapazitäten berücksichtigt werden. Um diesen Effekten Rechnung zu tragen, wird der reale Josephson-Kontakt mit dem RCSJ-Modell (Resistively and Capacitively Shunted Junction) beschrieben, dessen Ersatzschaltbild in Abbildung 2.1 dargestellt ist [15, 16].

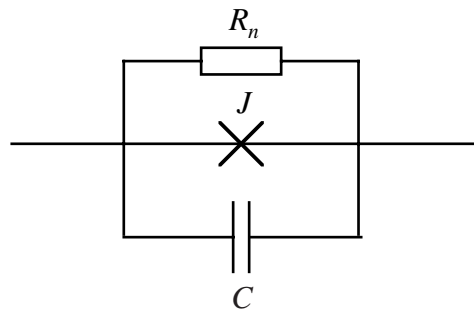


ABBILDUNG 2.1: Ersatzschaltbild eines realen Josephson-Kontaktes im RCSJ-Modell.

Parallel zum idealen Josephson-Kontakt J ist eine Kapazität C und ein Widerstand R_n geschaltet. Der Gesamtstrom I durch diese Parallelschaltung ist

$$I = I_c \sin(\Delta\varphi) + \frac{U}{R_n} + C \frac{\partial U}{\partial t}. \quad (2.6)$$

Mit Gleichung (2.5) erhält man

$$\frac{I}{I_c} = \sin(\Delta\varphi) + \frac{1}{\omega_c} \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\beta_c}{\omega_c^2} \frac{\partial^2\Delta\varphi}{\partial t^2}, \quad (2.7)$$

mit der charakteristischen Frequenz

$$\omega_c = \frac{2eI_c R_n}{\hbar} \quad (2.8)$$

und dem McCumber-Parameter

$$\beta_c = \frac{2e}{\hbar} I_c R_n^2 C. \quad (2.9)$$

Der McCumber-Parameter bestimmt im wesentlichen den Strom-Spannungs-Verlauf des Kontaktes. Für große Kapazitäten ($\beta_c > 1$) wird die Kennlinie hysteretisch. Für $\beta_c < 1$ tritt keine Hysterese auf. Gleichung (2.7) lässt sich analytisch nur für den Fall $\beta_c = 0$ lösen. Für den zeitlichen Mittelwert der Spannung erhält man dann:

$$\begin{aligned} U &= 0 && \text{für } I < I_c, \\ U &= R_n \sqrt{I^2 - I_c^2} && \text{für } I > I_c. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Legt man ein Magnetfeld parallel zu einem Josephson-Kontakt an, so ist die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ entlang des Kontaktes nicht mehr konstant [17]. Der maximale Suprastrom, der durch den Kontakt fließen kann, ist dann abhängig vom angelegten Magnetfeld. Wenn $j(x)$ die Suprastromdichte über dem Kontakt ist, ist der maximale Suprastrom in Abhängigkeit vom Magnetfeld durch den Betrag der Fouriertransformierten der Stromverteilung gegeben:

$$I_c(B) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} j(x) e^{ikx} dx \right|. \quad (2.11)$$

Für eine homogene Stromverteilung innerhalb des Kontaktes ergibt sich für die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms:

$$I_c \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) = I_{\Phi=0} \left| \frac{\sin \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right|. \quad (2.12)$$

Φ ist dabei der in den Kontakt eingedrungene Fluss. Da Gleichung (2.12) die gleiche Gestalt wie das Interferenzmuster für die Beugung am Spalt hat, bezeichnet man die $I_c(B)$ -Abhängigkeit als Fraunhofer-Muster des Kontaktes (siehe Abbildung 2.2).

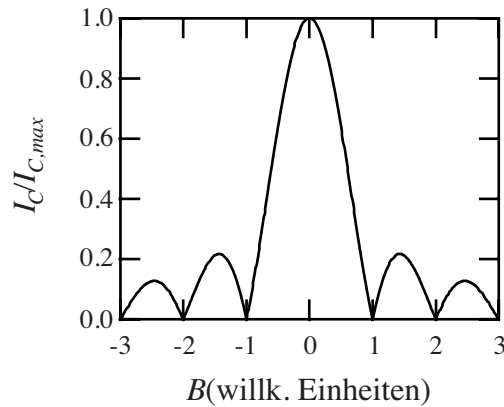


ABBILDUNG 2.2: Fraunhofer-Muster eines Josephson-Kontaktes

Prinzipiell ist es nicht möglich, aus einem gemessenen Fraunhofer-Muster die Stromverteilung längs des Josephson-Kontaktes durch inverse Fouriertransformation zuverlässig zu bestimmen. Durch die Betragsbildung in Gleichung (2.11) geht die Phaseninformation verloren. Aus einer gegebenen Stromverteilung lässt sich aber das Fraunhofer-Muster des Josephson-Kontaktes berechnen.

Im ersten Minimum des Fraunhofer-Musters entspricht der Fluss durch den Josephson-Kontakt gerade einem Φ_0 . Die effektive Fläche des Kontaktes ergibt sich dann zu

$$A_{\text{eff}} = \frac{\Phi_0}{\frac{1}{2}\Delta B}, \quad (2.13)$$

wobei $\frac{1}{2}\Delta B$ der halbe Abstand zwischen den ersten beiden Minima ist. Die effektive Fläche ist ein Maß für die Fläche, aus der Fluss in den Josephson-Kontakt eingekoppelt wird [18].

2.3 SQUID und Magnetometer

Ein SQUID besteht aus einem supraleitenden Ring, der durch einen oder mehrere, nicht hysteretische Josephson-Kontakte unterbrochen ist. In dieser Arbeit werden ausschließlich sogenannte dc-SQUIDs mit zwei Josephson-Kontakten verwendet.

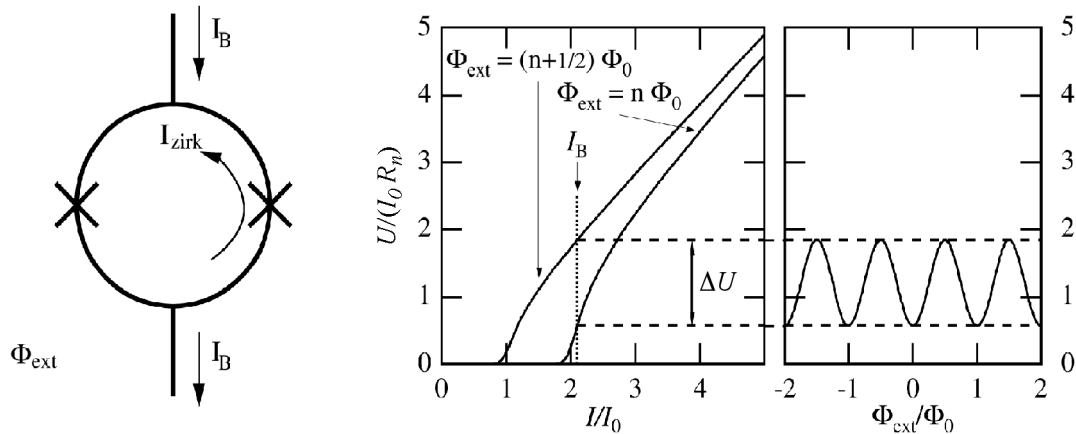


ABBILDUNG 2.3: Zum Zustandekommen der SQUID-Modulation.

Betrieben wird das dc-SQUID, indem ein Gleichstrom I_B eingeprägt wird, der durch beide Kontakte fließt. Senkrecht zur Ebene des SQUID-Rings wird dann ein Magnetfeld angelegt und die über dem SQUID abfallende Spannung gemessen. Ein äußerer Fluss Φ_{ext} durch den Ring erzeugt den Abschirmstrom I_{zirk} , sodass die Quantisierungsbedingung $n\Phi_0 = \Phi_{\text{ext}} + I_{\text{zirk}}L$ erfüllt ist. L ist dabei die Gesamtinduktivität des Rings. Durch den Ringstrom wird ein Kontakt im SQUID höher belastet, sodass der kritische Strom I_0 des SQUIDs verringert wird. I_0 ist also eine periodische Funktion von Φ_{ext} mit der Periode Φ_0 . Für einen Steuerstrom I_B , der knapp oberhalb von I_0 eingestellt ist, ergibt sich dann eine sinusähnliche Modulation der Spannung, die über dem SQUID abgegriffen werden kann. Den maximalen Abschirmstrom I_{zirk} , und damit den minimalen kritischen Strom I_0 , erhält man genau dann, wenn $\Phi_{\text{ext}} = (n+1/2)\Phi_0$ ist. Für $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$ findet keine Unterdrückung des kritischen Stroms statt. Abbildung 2.3 verdeutlicht das Zustandekommen der SQUID-Modulation.

Um das SQUID und seine Empfindlichkeit gegenüber externen Magnetfeldern zu beschreiben, gibt es eine Reihe von Parametern. Die Transferfunktion

$$V_{\Phi} = \left(\frac{\partial U}{\partial \Phi} \right)_I \quad (2.14)$$

gibt die Steigung der $U(\Phi)$ -Kennlinie an. Üblicherweise wird das SQUID an den Punkten mit maximaler Transferfunktion betrieben, da dort eine Änderung des externen Flusses die maximale Spannungsänderung zur Folge hat. Für eine sinusähnliche Spannungsmodulation

mit dem Modulationshub ΔU ist die Transferfunktion dann näherungsweise $V_\Phi = \pi\Delta U / \Phi_0$. Der Modulationstiefen-Parameter

$$\beta_L = \frac{2LI_c}{\Phi_0} \quad (2.15)$$

ist das Verhältnis des durch das SQUID maximal abschirmbaren Flusses LI_c zum maximal abzuschirmenden Fluss $\Phi_0 / 2$. Für die Transferfunktion ergibt eine numerische Simulation von *Enpuku et al.* folgende β_L -Abhängigkeit für HTS-SQUIDS [19]:

$$V_\Phi = 4 \frac{I_c R_n}{\Phi_0(1 + \beta_L)} \exp\left(\frac{-3.5\pi^2 \delta\Phi_n}{\Phi_0^2}\right). \quad (2.16)$$

Dabei ist $\delta\Phi_n = \sqrt{k_B T L}$ das quadratische Mittel des thermischen Flussrauschens, integriert über alle Frequenzen. Für $\beta_L = 1$ wäre die maximal erreichbare Transferfunktion gleich $2I_c R_n / \Phi_0$, wenn kein Rauschen vorhanden ist. Die Feldempfindlichkeit

$$B_\Phi = \frac{\partial B}{\partial \Phi} \quad (2.17)$$

wird in Einheiten von T/Φ_0 angegeben und kann direkt aus der $U(\Phi)$ -Kennlinie des SQUIDS ermittelt werden. Sie gibt das Feld an, das man benötigt, um in der SQUID-Modulation ein Φ_0 zu durchlaufen. Der Kehrwert der Feldempfindlichkeit ist die effektive Fläche

$$A_{eff} = \frac{\partial \Phi}{\partial B}, \quad (2.18)$$

die ein Maß für die Fläche ist, aus der Fluss in das SQUID eingekoppelt wird. Für ein SQUID mit möglichst guten Eigenschaften sollten also das $I_c R_n$ -Produkt groß, $\beta_L \approx 1$ und damit auch ΔU und A_{eff} möglichst groß sein. Vergrößert man aber die geometrischen Abmessungen, so wächst auch die Induktivität des SQUIDS und reduziert damit die Transferfunktion, wenn β_L größer als Eins wird. Um die effektive Fläche zu vergrößern und die SQUID-Induktivität trotzdem klein zu halten, gibt es verschiedene Konzepte, bei denen eine oder mehrere Aufnehmerschleifen an das SQUID gekoppelt werden. Ein solches Bauelement wird dann als SQUID-Magnetometer bezeichnet.

Prinzipiell dient die Aufnehmerschleife als Antenne, die ein externes Magnetfeld möglichst effektiv in einen Fluss am Ort des SQUIDS umwandelt. Die Magnetometer-Konzepte unterscheiden sich in erster Linie durch die Art der Ankopplung der Aufnehmerschleife an die SQUID-Schleife. Man unterscheidet Mehrschleifen-Magnetometer [20], induktiv gekoppelte Magnetometer [21] und direkt gekoppelte Magnetometer. Im Folgenden werden ausschließlich

direkt gekoppelte Magnetometer betrachtet. Bei Magnetometern dieser Bauart ist die Aufnehmerschleife direkt (galvanisch) an die SQUID-Schleife angeschlossen. Abbildung 2.4 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Bauelementes.

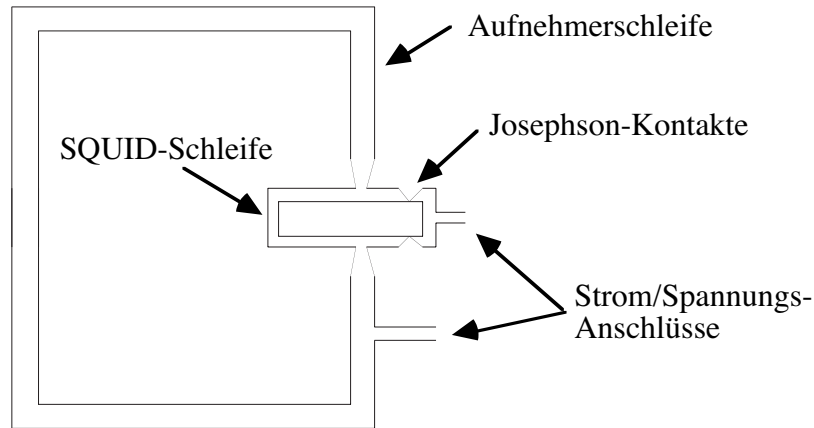


ABBILDUNG 2.4: Schematischer Aufbau eines direkt gekoppelten dc-SQUID-Magnetometers.

Der Vorteil dieses Konzeptes ist die Möglichkeit, bei Verwendung von Bikristall-Korngrenzen-Kontakten nur eine $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Schicht aufbringen und strukturieren zu müssen. Ein aufwendiger Mehrlagen-Prozess, wie ihn die anderen Bauformen benötigen, entfällt. Die Flächen von Aufnehmerschleife A_p und SQUID-Schleife A_s addieren sich nun zur effektiven Fläche des Magnetometers A_{eff} wie folgt [22]:

$$A_{eff} = A_s + \frac{kL_s}{L_p + kL_s} A_p. \quad (2.19)$$

L_p und L_s sind dabei die Induktivitäten von Aufnehmerschleife und SQUID-Schleife, k ist eine Kopplungskonstante. Die Induktivitäten sind in einer Messung nicht direkt zugänglich und können nur aus den geometrischen Abmessungen der Schleifen berechnet werden. Einzelheiten zu den Induktivitätsberechnungen findet man z.B. in [23] und [24]. Typischerweise unterscheiden sich die Induktivitäten von Aufnehmerschleife und SQUID-Schleife um etwa ein bis zwei Größenordnungen, sodass der kL_s -Term im Nenner von Gleichung (2.19) vernachlässigt werden kann. Für die effektive Fläche ergibt sich dann:

$$A_{eff} \approx \frac{kL_s}{L_p} A_p. \quad (2.20)$$

Durch diese große induktive Fehlanpassung kann dann nur ein Bruchteil der Fläche der Aufnehmerschleife zur Einkopplung von Fluss in die SQUID-Schleife genutzt werden. Die

Feldempfindlichkeit solcher Magnetometer ist deshalb schlechter als die Feldempfindlichkeit vergleichbarer, induktiv gekoppelter Magnetometer.

2.4 Rauschen

Das intrinsische Rauschen ist die prinzipielle Grenze des Auflösungsvermögens eines Magnetometers und äußert sich in Spannungsflektuationen über dem SQUID. Gemessen wird üblicherweise das Frequenzspektrum der spektralen Leistungsdichte des Spannungsrauschens $S_V(f)$. Die spektrale Leistungsdichte ist die Rauschleistung innerhalb einer Bandbreite von 1 Hz bei der Frequenz f . Da es sich bei SQUID-Magnetometern um Fluss-Detektoren handelt, wird das Flussrauschen

$$\sqrt{S_\Phi} = \frac{\sqrt{S_V}}{V_\Phi}, \quad (2.21)$$

in Einheiten von $\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ angegeben. Das Feldrauschen

$$\sqrt{S_B} = \frac{\sqrt{S_\Phi}}{A_{\text{eff}}}, \quad (2.22)$$

in Einheiten von $\text{T} / \sqrt{\text{Hz}}$, berücksichtigt schließlich auch noch die effektive Fläche und gibt direkt an, welche Flussdichten bei entsprechender Bandbreite noch vom Magnetometer aufgelöst werden können.

Grundsätzlich unterscheidet man zwei verschiedene Arten des Rauschens: Das frequenzunabhängige, sogenannte weiße Rauschen und das frequenzabhängige, niederfrequente Rauschen, das typischerweise eine $1/f$ -Abhängigkeit zeigt und deshalb als $1/f$ -Rauschen bezeichnet wird. Für biomagnetische Messungen sollte die Eckfrequenz, bei der das $1/f$ -Rauschen in das weiße Rauschen übergeht, bei etwa 1 Hz oder darunter liegen.

Das frequenzunabhängige, weiße Rauschen hat seine Ursache im thermischen Stromrauschen der Widerstände in den Josephson-Kontakten und wird durch die Nyquist-Formel

$$S_I = \frac{4k_B T}{R} \quad (2.23)$$

beschrieben.

Für das weiße Flussrauschen eines dc-SQUIDs erhält man mit einem einfachen Modell näherungsweise [25]

$$\sqrt{S_\Phi} \approx \frac{\sqrt{4k_B TR_n}}{V_\Phi}. \quad (2.24)$$

Für gute Rauscheigenschaften ist also eine große Transferfunktion V_Φ anzustreben, die wiederum ein großes $I_c R_n$ -Produkt und damit einen großen Modulationshub voraussetzt.

Für die meisten biomagnetischen Anwendungen, insbesondere für MKGs, ist das erreichbare weiße Rauschen der HTS-SQUID-Magnetometer ausreichend niedrig. Probleme bereitet das niederfrequente $1/f$ -Rauschen, da der Frequenzbereich von 1...100Hz für solche Messungen besonders interessant ist. Zwei Gründe sind für das $1/f$ -Rauschen verantwortlich: Parameterfluktuationen des kritischen Stroms I_c und des normalleitenden Widerstands R_n in den Josephson-Kontakten und die thermisch aktivierte Bewegung von schwach gebundenen Flussschläuchen in der supraleitenden Schicht.

Die Parameterfluktuationen haben ihre mikroskopische Ursache in Defektzuständen innerhalb der Barriere. Tunnelnde Einzelelektronen können diese Defektzustände zeitweilig besetzen und es kommt zu einer lokalen, zeitlichen Variation der Energiebarriere, die wiederum eine Fluktuation des kritischen Stroms und des normalleitenden Widerstandes zur Folge hat. Die spektrale Leistungsdichte, die von der Be- und Freisetzung eines einzelnen Defektzustandes in der mittleren Zeit τ verursacht wird, ist

$$S(f) \propto \frac{\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2} \quad (2.25)$$

und wird als *random telegraph signal* (RTS) bezeichnet, welches ein Lorentz-Spektrum ergibt. Ein solcher einzelner Fluktuator verursacht im Rauschspektrum dann einen sogenannten Lorentz-Buckel. Eine Summation vieler solcher unkorrelierter Zustände mit statistisch verteilten Zeiten ergibt dann die charakteristische $S(f) \propto 1/f$ Abhängigkeit [26]. Die Spannungsänderung δU über dem SQUID, die von den Parameterfluktuationen δI_c und δR_n bei festem Steuerstrom I_B hervorgerufen wird, ist

$$\delta U = \left(\frac{\partial U}{\partial I_c} \right)_{I_B} \delta I_c + \left(\frac{\partial U}{\partial R_n} \right)_{I_B} \delta R_n. \quad (2.26)$$

Eine Abschätzung durch Einsetzen von Gleichung (2.10) in Gleichung (2.26), ergibt die in Abbildung 2.5 gezeigten Abhängigkeiten der Spannungsfluktuationen vom eingestellten Steuerstrom.

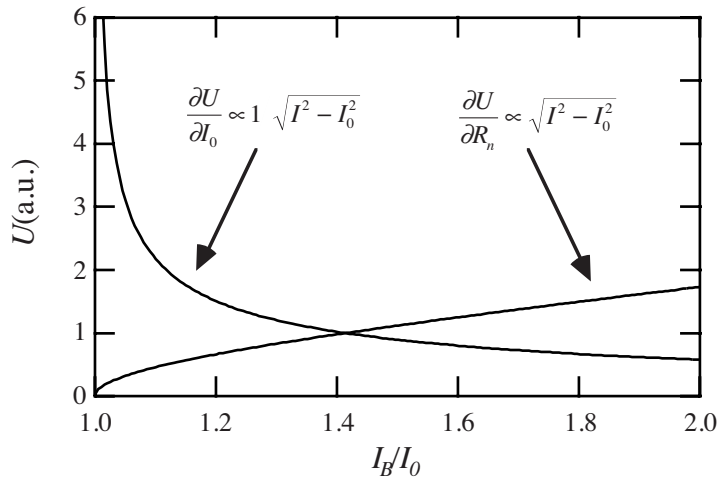


ABBILDUNG 2.5: Abhängigkeit der von Strom- bzw. Widerstandsfluktuationen hervorgerufenen Spannungsänderungen vom Steuerstrom.

Da das SQUID mit einem Steuerstrom knapp oberhalb des kritischen Stroms betrieben wird, können die durch die Widerstandsfluktuationen hervorgerufenen Spannungsfuktuationen vernachlässigt werden [27]. Die Stromfluktuationen in beiden Josephson-Kontakten können in einen gleichphasigen und einen gegenphasigen Anteil unterteilt werden. Der erste Anteil entsteht durch gleichphasige Fluktuationen in beiden Kontakten und führt zu Spannungsschwankungen, die eine Verschiebung der $U(\Phi)$ -Kennlinie entlang der Spannungsachse zur Folge haben. Der gegenphasige Anteil führt zu einem zirkulierendem Strom um die SQUID-Schleife und damit zu einem Fluss durch das SQUID, der mit der Transferfunktion wieder in eine Spannung umgewandelt wird. Die $U(\Phi)$ -Kennlinie wird dabei entlang der Flussachse verschoben.

Die zweite Quelle des $1/f$ -Rauschens ist die bereits erwähnte, thermisch aktivierte Bewegung von Flussschläuchen in der supraleitenden Schicht. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, werden Flussschläuche beim Abkühlen des Magnetometers in einem statischen Magnetfeld in der Schicht eingefroren. Befinden sich nun in der Schicht Störstellen (pinning-Zentren) wie Fremdatome, Fremdphasen oder Defekte im Kristallgitter, so sind die Flussschläuche nicht mehr frei beweglich, sondern haften mehr oder weniger stark an diesen pinning-Zentren. Durch thermische Anregung ist dann ein Hüpfen der Flussschläuche zwischen schwach bindenden Störstellen möglich.

Dieses Hüpfen führt zu zwei Rauscheffekten: Der indirekte Anteil hat seine Ursache in durch Abschirmströme hervorgerufenen Stromänderungen in der SQUID-Schleife. Der direkte Anteil wird durch die Flussänderung im SQUID verursacht. In [28] führt eine Abschätzung des Rauschbeitrages des indirekten Anteils zu dem Ergebnis, dass dieser aufgrund der schlechten induktiven Ankopplung von Aufnehmerschleife und SQUID-Schleife vernachlässigt werden kann. Allerdings nur, wenn sich die Flussschläuche nicht in der SQUID-Schleife selbst befinden.

Das Maß, in dem Fluss in die Schicht eindringt, ist stark von der Qualität der Schicht

abhängig. So führt eine schlechte Epitaxie der Schicht zu einem vermehrten Eindringen von Flussschläuchen und damit auch zu erhöhtem Rauschen [29,(V3)]. In den Bereich der Korngrenze selbst dringt ebenfalls bevorzugt Fluss ein [30]. Ähnlich wie bei den Stromfluktuationen ergibt ein einzelner, hüpfender Flussschlauch ein RTS. Viele unkorrelierte Fluktuatoren erzeugen dann das typische $1/f$ -Rauschen.

Hier zeigt sich ein grundsätzliches Problem der SQUID-Magnetometer aus HTS im Vergleich zu LTS SQUID-Magnetometern. Aufgrund der komplizierten Kristallstruktur und dem aufwändigen Herstellungsprozess lassen sich Kristallfehler in den Schichten nicht vermeiden. Diese Fehler wirken dann als schwache pinning-Zentren für die Flussschläuche. Die hohe Arbeitstemperatur von üblicherweise 77 K führt dann durch die vergleichsweise große thermische Energie zu einer starken Anregung der Flussschläuche und damit zu einem erhöhten $1/f$ -Rauschen.

Ein weiteres Problem der HTS Magnetometer im Vergleich zu LTS Sensoren ist die Nicht-Verfügbarkeit von HTS-Drähten. Steht eine drahtgewickelte Einkoppelspule zur Verfügung, die in irgendeiner Form supraleitend an den SQUID angeschlossen werden kann, so besteht die Möglichkeit, den SQUID selber in einer (supraleitenden) Abschirmung zu halten und so die Probleme, die sich durch externe Felder ergeben, zu umgehen.

2.5 Rauschunterdrückung und Messelektronik

Um die in Abbildung 2.3 gezeigte sinusförmige Fluss-Spannungskennlinie eines SQUIDs oder Magnetometers zu linearisieren, wird der Sensor in einer Regelschleife betrieben. Das Sensorsignal wird dabei über einen Widerstand und eine Spule so zurückgekoppelt, dass der SQUID als Nullsensor betrieben wird. Dabei spielt es keine Rolle, ob der Fluss über die Aufnehmerschleife oder direkt über den SQUID eingekoppelt wird. Letztendlich wird immer der Fluss durch die SQUID-Schleife als Signal zurückgekoppelt.

Die Rauschanteile der Stromfluktuationen im Josephson-Kontakt lassen sich durch geeignete Modulationsverfahren elektronisch unterdrücken. Mit der über dem SQUID bzw. Magnetometer positionierten Rückkoppelspule wird durch ein Rechtecksignal zwischen den Punkten A und B der Fluss-Spannungskennlinie in Abbildung 2.6 a) hin- und hergeschaltet. Dieses Verfahren erlaubt eine Unterdrückung des gleichphasigen Anteils des Stromrauschens.

Um auch die gegenphasigen Anteile der Stromfluktuationen unterdrücken zu können, wird der Steuerstrom I_B zwischen positivem und negativem Ast der Strom-Spannungskennlinie moduliert (Punkte A und B in 2.6 b))

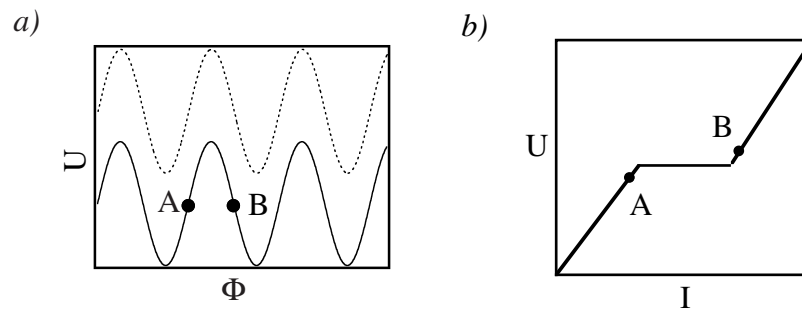


ABBILDUNG 2.6: *a)* Verschiebung der Fluss-Spannungs Kennlinie eines Magnetometers aufgrund von gleichphasigen Stromfluktuationen im Josephson-Kontakt. *b)* Strommodulation zwischen den Punkten A und B zur Unterdrückung der gegenphasigen Strommodulationen.

Ein Überblick über SQUID-Elektroniken und deren Anwendung ist z. B. in [31] zu finden.

3 Präparation und Materialien

Das Kuprat $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ wurde 1987 von *Wu et al.* entdeckt [32] und ist im Bereich der supraleitenden Elektronik der zur Zeit technologisch am besten beherrschte und am häufigsten verwendete HTS. Eine Sprungtemperatur von 93 K bei optimaler Sauerstoffdotierung von $\delta = 0.12$ [33] ermöglicht den Einsatz supraleitender Bauelemente aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in flüssigem Stickstoff (77 K).

Die Kristallstruktur ist orthorhombisch mit den Gitterkonstanten $a = 3.82 \text{ \AA}$, $b = 3.88 \text{ \AA}$ und $c = 11.68 \text{ \AA}$ (siehe Abbildung 3.1) [34]. Die Anisotropie der Einheitszelle spiegelt sich auch in den elektrischen Eigenschaften des Materials wieder. Der supraleitende Ladungstransport findet in den CuO_2 -Ebenen und damit in der a - b -Ebene statt, sodass bei der Schichtherstellung auf ein möglichst epitaktisches, c -Achsen orientiertes Wachstum geachtet werden muss.

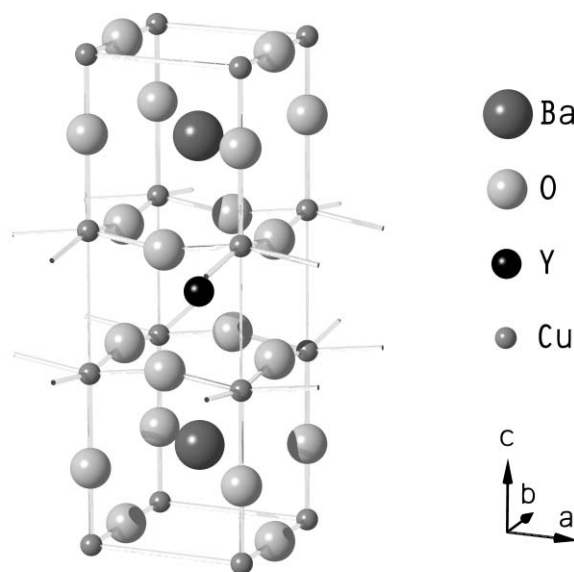


ABBILDUNG 3.1: Die Einheitszelle von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Als Substratmaterial bieten sich verschiedene, als Bikristalle herstellbare Kristalle an. Die Kristalle sollten zwei Bedingungen erfüllen: zum Einen müssen die Gitterkonstanten in etwa denen des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in der a - b -Ebene entsprechen, zum Anderen sollten sich die thermischen Ausdehnungskoeffizienten nicht zu stark unterscheiden, da es sonst zu Rissen in der supraleitenden Schicht kommen kann.

Das gebräuchlichste Bikristall-Substrat für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Korngrenzenkontakte ist das Perowskit Strontiumtitanat (SrTiO_3) mit $a = b = 3.91 \text{ \AA}$.

Für die Herstellung der Bikristall Josephson-Kontakte für die verwendeten dc-SQUID-Magnetometer wurden symmetrische 24° und 30° SrTiO_3 Bikristall Substrate verwendet. Diese

bestehen aus zwei Einkristallen, die bezüglich ihrer a - b -Kristallachsen um den entsprechenden Winkel verdreht zusammengesintert werden. Die so entstandene Korngrenze überträgt sich dann beim Aufwachsen in die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Schicht. Wird nun ein schmaler $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Steg über dieser Korngrenze präpariert, so erhält man einen Josephson-Kontakt [35].

Bei der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Schichtherstellung haben sich zwei Verfahren durchgesetzt: Magnetronspütern und Laserdeposition. Alle hier verwendeten Schichten wurden mit Hilfe der gepulsten Laserdeposition hergestellt. Von einem stöchiometrischen, gesinterten Target, dessen Dichte bereits nahe an der Einkristalldichte des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ liegt [36], wird das Material durch Beschuss mit einem Excimerlaser in Sauerstoffatmosphäre verdampft. Am Ende der entstehenden Plasmakule befindet sich das beheizte Substrat. Nach der Deposition wird der Rezipient mit Sauerstoff geflutet und die Probe langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. Eine genaue Beschreibung der Prozessparameter für die Laserdeposition findet sich in [37].

Die so entstandene $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Schicht kann dann mit Mitteln der herkömmlichen Fotolithographie strukturiert werden. Ein Positiv-Fotolack wird aufgeschleudert, durch eine Maske belichtet und an den belichteten Bereichen entfernt. Durch physikalisches Argon-Ionen-Ätzen in einem Plattenreaktor werden dann die nicht durch Fotolack geschützten Flächen entfernt [38].

Schließlich werden noch die Anschlüsse des Bauteils metallisiert, um niedrige Kontaktwiderstände zu gewährleisten.

4 Parameterstreuung bei Bikristall dc-SQUID-Magnetometern

Über den ökonomisch sinnvollen Einsatz von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ dc-SQUID-Mehrkanalsystemen in Konkurrenz zu niobbasierten Systemen entscheidet letztendlich auch die Reproduzierbarkeit der gewünschten Magnetometerparameter.

In diesem Kapitel werden alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Magnetometer bezüglich ihrer charakteristischen Größen verglichen. Dabei sind die unterschiedlichen Bauformen zu beachten, die von vornherein zu unterschiedlichen Magnetometereigenschaften führen. Trotzdem können Aussagen über die Zuverlässigkeit bei der Herstellung und über mögliche Gründe für Parameterstreuungen gemacht werden.

4.1 Magnetometer-Bauformen

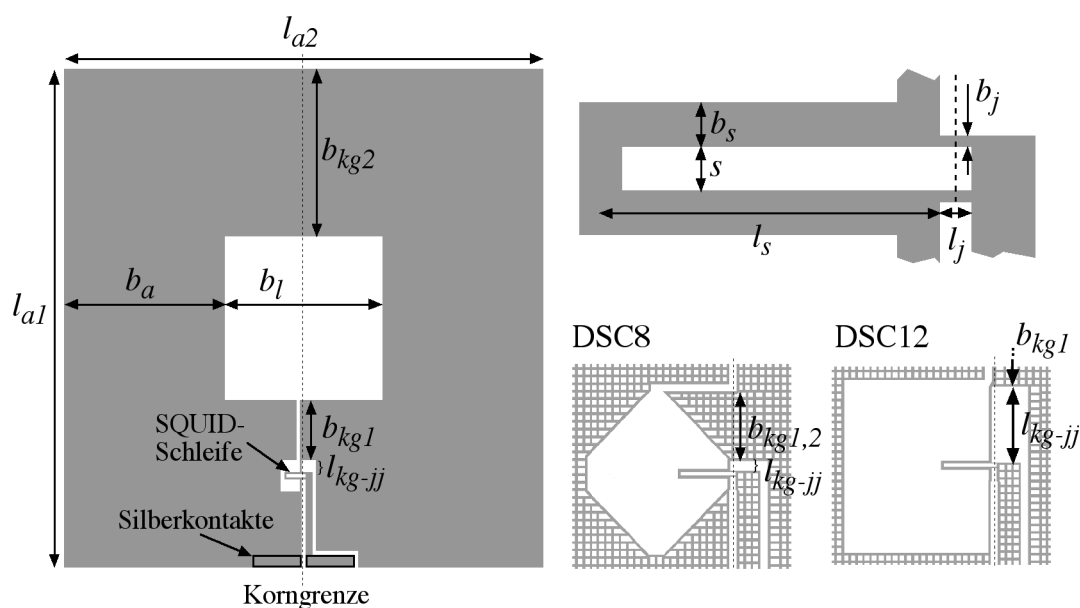


ABBILDUNG 4.1: Bezeichnung der Längen und Abstände, die in den verschiedenen Bauformen der Magnetometer verändert wurden.

Insgesamt kamen im Rahmen dieser Arbeit vier verschiedene Magnetometer-Bauformen mit den Bezeichnungen DSC1, DSC3, DSC8 und DSC12 zur Anwendung. Dabei wurden neben den Josephson-Kontaktbreiten unter anderem auch die SQUID-Induktivitäten, die Größe der Aufnehmerschleife und die Zahl der SQUID-Schleifen pro Bauelement variiert.

Bei den neueren Entwürfen (DSC8 und DSC12) ist außerdem die Aufnehmerschleife mit $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ großen Löchern versehen, um das Eindringen von Flussschläuchen in die Schicht beim Abkühlen in statischen Magnetfeldern zu verhindern (siehe Kapitel 5.2). Die Bahnweite zwischen den Löchern beträgt $4 \mu\text{m}$. In Abbildung 4.1 sind die in Tabelle 4.1 aufgeführten Größen verdeutlicht.

	DSC1		DSC3		DSC8		DSC12
Anzahl der SQUID-Schleifen	2		2		2		1
l_{a1} (mm)	8		8		9		9
l_{a2} (mm)	8.6		8.6		9		9
b_l (mm)	3		3		3		3
b_{kg1} (μm)	82		82		82		1069
b_{kg2} (μm)	82		82		82		3000
l_{kg-jj} (μm)	12		12		12		90
SQUID-Schleife	S1	S2	S1	S2	S1	S2	S1
b_j (μm)	3	3	2	2	1.5	1.5	1.5
l_j (μm)	4	4	4	4	6	6	6
l_s (μm)	56	86	39	39	63	63	63
s (μm)	4	4	4	4	4	4	4
b_s (μm)	6	6	6	6	4	4	4

TABELLE 4.1: Liste der in Abbildung 4.1 dargestellten Parameter für die verwendeten Magnetometer-Bauformen. Mit S1 und S2 sind die jeweils in eine Aufnehmerschleife integrierten SQUID-Schleifen bezeichnet.

Um das Substrat optimal auszunutzen und damit eine möglichst große effektive Fläche zu erhalten, wurde die Kantenlänge l_a der Aufnehmerschleife auf 9 mm vergrößert. Die Breite des Lochs b_l ist mit 3 mm so gewählt, dass externer Fluss optimal eingekoppelt wird. Bei einem Verhältnis der beiden Größen von $l_a : b_l = 3$ wird der Quotient aus Induktivität L und effektiver Fläche A_{eff} des Magnetometers minimal und nahezu unabhängig von der verwendeten SQUID-Induktivität [23]. Dieses Minimum entspricht dann bei gegebenen Außenabmessungen der effizientesten Flusseinkopplung.

Die Länge der SQUID-Schleife l_s hat sich mit $63 \mu\text{m}$ als guter Kompromiss zwischen großer effektiver Fläche und niedrigem Rauschen erwiesen.

Die Breite b_j der Josephson-Kontakte ist mit nominell $1.5 \mu\text{m}$ am unteren Limit des verwendeten fotolithographischen Prozesses. Eine möglichst kleine Kontaktfläche ist wünschenswert, da der Einfluss externer Magnetfelder auf die Kontakteigenschaften mit der Kontaktfläche abnimmt.

Die Breite der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Leitungen des SQUID-Rings ist mit $4 \mu\text{m}$ schmal genug, um das Eindringen von Flussschläuchen in externen Abkühlfeldern zu verhindern (siehe Abschnitt 5.2). Der kritische Strom der SQUID-Schleife muss dabei natürlich ausreichen, um die in der Aufnehmerschleife induzierten Ströme zu tragen (siehe Abschnitt 5.4).

Bei allen direkt gekoppelten dc-SQUID-Magnetometern mit Bikristall-Kontakten muss die

Aufnehmerschleife die Korngrenze des Substrates zweimal überqueren, wenn die Fläche des Substrates optimal ausgenutzt werden soll. Diese Korngrenzenüberführungen sind unerwünschte Schwachstellen, die den Betrieb des Sensors in unabgeschirmter Umgebung beschränken können (siehe Abschnitt 5.4).

Der Abstand der Korngrenzenüberführung der Aufnehmerschleife zu den Josephson-Kontakten und damit auch zur SQUID-Schleife l_{kg-jj} wurde in Bauform DSC12 auf $90 \mu\text{m}$ erhöht, um den direkten Einfluss von eventuell in die Korngrenzenüberführung eingedrungenen und sich bewegenden Flussschläuchen zu verringern.

Die Länge der kürzeren Korngrenzenüberführung b_{kgJ} wurde auf den in dieser Bauform maximal möglichen Wert von ca. 1 mm erhöht, um einen großen kritischen Strom zu gewährleisten.

Die in DSC1, DSC3, und DSC8 verwendeten zwei SQUID-Schleifen pro Aufnehmerschleife sollten die Ausbeute an guten Magnetometern erhöhen. Beide SQUIDs wurden charakterisiert und der bessere schließlich als Messsensor verwendet. Da die nicht verwendete SQUID-Schleife aber weiterhin in die Aufnehmerschleife integriert ist und mit ihrer $4 \mu\text{m}$ schmalen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Bahn eine potentielle Schwachstelle darstellt, wurde in DSC12 nur noch eine SQUID-Schleife integriert.

4.2 Vergleich der untersuchten Magnetometer

In der folgenden Auswertung werden nur solche Magnetometer berücksichtigt, die nach der Präparation tatsächlich als Magnetometer funktionierten. Bauelemente, die zwar einen kritischen Strom aber keinen Modulationshub zeigten, werden nicht aufgeführt.

Tabelle 4.2 zeigt die Mittelwerte einiger Messgrößen für die entsprechenden Bauformen. Außerdem sind die berechneten Größen SQUID-Induktivität $L_{S,t}$, Aufnehmerschleifen-Induktivität $L_{A,t}$ und effektive Fläche $A_{eff,t}$ des Magnetometers aufgeführt. Die Anzahl der zur Mittelwertbildung vermessenen Magnetometer ist mit N bezeichnet. Die berechneten Induktivitäten und die effektive Fläche wurden mit den Gleichungen aus [23] und [24] ermittelt. Aufgrund der geringen Zahl der Magnetometer mit der Bauform DSC1 sind diese Mittelwerte nicht sehr aussagekräftig, wurden aber der Vollständigkeit halber mit aufgenommen. Alle Werte wurden in abgeschirmter Umgebung aufgenommen.

Die Mittelwerte geben erste Aufschlüsse über die grundsätzlichen Eigenschaften einer Bauform und Abweichungen von den berechneten Werten. So ist die effektive Fläche in DSC12 etwa 20% kleiner also in DSC8, obwohl die Dimensionen von SQUID- und Aufnehmerschleife identisch sind. Die geänderten Verbindungen zwischen beiden Induktivitäten (siehe Abbildung 4.1) scheinen die Einkopplung von Fluss in die SQUID-Schleife negativ zu beeinflussen. Der

relativ große β_L -Wert von 7.5 in DSC12 ist auf den sehr großen kritischen Strom zurückzuführen. Auch hier sind die Bauformen DSC8 und DSC12 in der Kontaktgeometrie identisch und sollten sich nicht so stark in den kritischen Strömen unterscheiden.

	DSC1		DSC3	DSC8	DSC12
SQUID-Schleife	S1	S2	S1	S1	S1
N	4	2	18	9	13
$L_{S,t}$ (pH)	60	105	53	109	109
$L_{A,t}$ (nH)	3.8		3.8	4.9	4.9
$A_{eff,t}$ (mm ²)	0.28	0.55	0.24	0.55	0.55
I_c (μ A)	70		50	6	72
ΔU (μ V)	15	5	30	17	12
A_{eff} (mm ²)	0.25	0.43	0.21	0.46	0.37
β_L	3.1	1.0	2.5	0.6	7.5
$\sqrt{S_B}$ (3Hz)(fT/ \sqrt Hz)	109	150	141	98	170
$\sqrt{S_B}$ (1kHz)(fT/ \sqrt Hz)	94	127	87	71	79

TABELLE 4.2: Berechnete und gemessene Kenngrößen der verschiedenen Bauformen. Die gemessenen Größen im unteren Teil der Tabelle sind Mittelwerte. Der kritische Strom ist pro Josephson-Kontakt angegeben.

Bei idealen Schichten und Bikristallen sollte der kritische Strom ausschließlich von der Breite und Höhe der Josephson-Kontakte, sowie von der Art der Korngrenze abhängen. Schwankungen des kritischen Stroms bei identischen Kontaktgeometrien resultieren also aus sich ändernder Schichtqualität, Änderungen der tatsächlichen Kontaktbreite durch den Fotolithografieprozess und wechselnder Qualität der Bikristall-Substrate. Außerdem ändert sich der kritische Strom der Bikristall Josephson-Kontakte im Laufe eines Zeitraums von einigen Monaten nach der Präparation durch Sauerstoffdiffusion in oder aus den Korngrenzenbereich um bis zu einem Faktor zwei. Dieser Effekt könnte allerdings auch von der Schicht- und Korngrenzenqualität abhängen.

Die kritischen Ströme pro Josephson-Kontakt der hergestellten Magnetometer, sortiert nach den Bauformen, zeigt Abbildung 4.2.

der Länge $l = 2l_s + s + b_s$ auf dem SrTiO_3 -Substrat mit $\epsilon_r \approx 2000$ bei 77 K, so erhält man für die Bauformen DSC8 und DSC12 mit

$$f_0 = \frac{v_{ph}}{2l} = \frac{c}{2l} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \quad (4.1)$$

für die Grundmode eine Frequenz von $f_0 \approx 35$ GHz. Dabei ist v_{ph} die Phasengeschwindigkeit und c die Lichtgeschwindigkeit. Mit Gleichung (2.5) entspricht das einer Resonanzspannung von $72 \mu\text{V}$.

Die in Abbildung 4.3 gezeigte Kurvenschar zeigt den positiven Ast der Strom-Spannungs-Kennlinie eines Magnetometers der Bauform DSC12 bei verschiedenen externen Magnetfeldern. Deutlich zu sehen sind zwei Resonanzen bei $59 \mu\text{V}$ und $155 \mu\text{V}$, die den maximal möglichen Spannungshub des Magnetometers in mehrere Modulationen aufteilen und damit massiv verkleinern.

In [38] wurde für DSC3 eine Resonanzspannung von $85 \mu\text{V}$ gemessen und berechnet. In [41] wurde für DSC8 ein Wert der Resonanzspannung von $77 \mu\text{V}$ gefunden, der ebenfalls gut mit dem berechneten Wert übereinstimmt. Da sich die Dimensionen der SQUID-Schleife zwischen DSC8 und DSC12 nicht geändert haben, müssen die geänderten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Zuleitungen zwischen SQUID- und Aufnehmerschleife einen Einfluss auf die Resonanzspannung haben. Die Resonanzspannung von $59 \mu\text{V}$ entspricht als Grundmode einer Frequenz von $f_0 = 28.5$ GHz und damit einer Resonatorlänge von $166 \mu\text{m}$. Gegenüber der Strukturlänge $l = 134 \mu\text{m}$ in DSC8 und DSC12 ist der Resonator in DSC12 also durch die Induktivität der Zuleitungen verlängert worden. Die Resonanz bei $155 \mu\text{V}$ scheint mit dem 2.6-fachen Wert der Grundmode zu einer anderen Resonanzstruktur zu gehören.

Die zu kleineren Spannungen hin verschobene Resonanz erklärt die niedrigeren maximalen Modulationshübe in DSC12. Je weiter die Resonanzspannung also von der Spannung mit dem maximal möglichen Hub entfernt ist, um so geringer ist die Unterdrückung der Modulation.

Eine Möglichkeit, die Resonanzen zu höheren Spannungen zu schieben, ohne grundsätzliche Veränderungen der Geometrie vornehmen zu müssen, ist die Verwendung eines Substrates mit kleiner Dielektrizitätskonstante ϵ_r . Auf Bikristall-Substraten wie Magnesiumoxid ($\epsilon_r = 9.6$) und Lanthanaluminat ($\epsilon_r = 24$) wurden schon erfolgreich Bikristall-Josephson-Kontakte präpariert [42, 43], allerdings machen die hohen Preise und die schlechte Verfügbarkeit dieser Bikristalle eine Verwendung in hohen Stückzahlen unmöglich.

Eine weitere Möglichkeit, die Hochfrequenz-Resonanzen zu unterdrücken, ist das Kurzschließen der SQUID-Induktivität mit einem Parallelwiderstand [44, 45]. Probleme bereitet dabei aber das genaue Einstellen des Parallelwiderstandes bezüglich des Josephson-Kontaktwiderstandes, was den präparativen Aufwand, der mit der Verwendung von Einlagen-Bauelementen gerade reduziert werden sollte, stark erhöht.

Eine weitere Lösung dieses Problems wäre es, eine Geometrie der SQUID-Schleife zu finden, die die Ausbildung einer stehenden Welle verhindert, ohne die Induktivität des SQUIDs zu verändern.

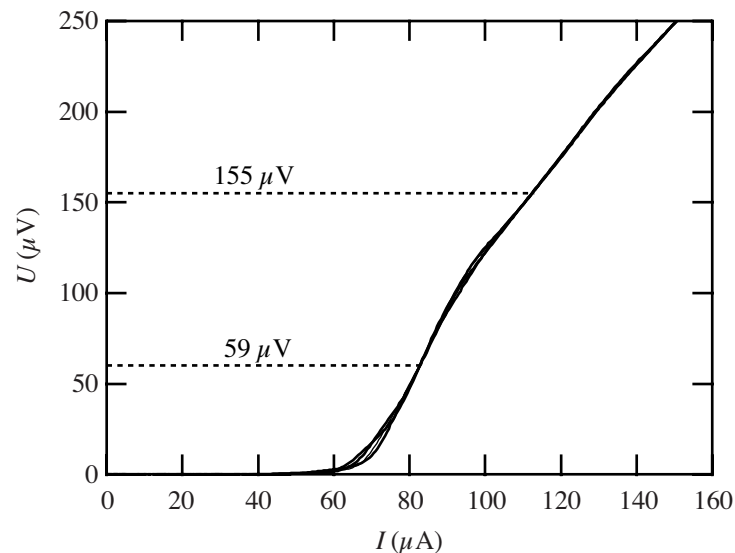


ABBILDUNG 4.3: Resonanzen in den Strom-Spannungs-Kennlinien eines Magnetometers der Bauform DSC12.

Eine große Streuung findet man etwa auch bei den Werten der Rauschleistungsdichte $\sqrt{S_B}$, die letztendlich auch wieder von den elektrischen Grundgrößen abhängen. In allen Bauformen wurden sehr gute Magnetometer mit Rauschwerten unterhalb von $50 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei 3 Hz hergestellt, jedoch auch qualitativ nicht so hochwertige, die für einen Einsatz als Biomagnetometer nicht in Frage kommen.

Die Perforierung der Aufnehmerschleife in den Bauformen DSC8 und DSC12 scheint die Eigenschaften der Magnetometer nicht negativ zu beeinflussen. Wie in Abschnitt 5.2 gezeigt werden wird, ist dies eine wirkungsvolle Methode, die Sensoren in statischen Abkühlfeldern einsetzen zu können.

Die Reproduzierbarkeit der Magnetometer-Parameter scheint neben den erwähnten Bauform-Einflüssen in erster Linie von der Qualität der Bikristall-Substrate abzuhängen. Schon kleinste Ausscheidungen entlang der Korngrenze können einen einzelnen Josephson-Kontakt und damit einen kompletten Sensor unbrauchbar machen.

Wünschenswert ist also eine Josephson-Kontakt Technologie, die eine höhere Zuverlässigkeit der Kontaktparameter liefert und gleichzeitig mit einem Einschichtprozess auskommt.

Eine weitere Möglichkeit bieten eventuell auch Josephson-Kontakte in Rampengeometrie. Neue Barrierenmaterialien könnten die Reproduzierbarkeit dieser Technologie soweit steigern, dass die Verwendung in SQUID-Magnetometern für Mehrkanalsysteme sinnvoll wird [46, 47].

5 Experimente in magnetischen Feldern

Neben den Eigenschaften der Sensoren im magnetischen Nullfeld ist außerdem deren Verhalten in magnetischen Feldern wichtig, um Magnetometersysteme bauen zu können, die in un abgeschirmter Umgebung die erforderliche Empfindlichkeit, Linearität und Stabilität liefern.

Zu diesem Zweck bedarf es der Möglichkeit, externe Störfelder wie das Erdmagnetfeld, Felder der 50 Hz Stromversorgung oder auch sich bewegende Quellen wie Fahrzeuge abzuschirmen. Gleichzeitig müssen solche Störfelder wiederum kontrolliert innerhalb der Abschirmung erzeugt werden können.

5.1 Messaufbau

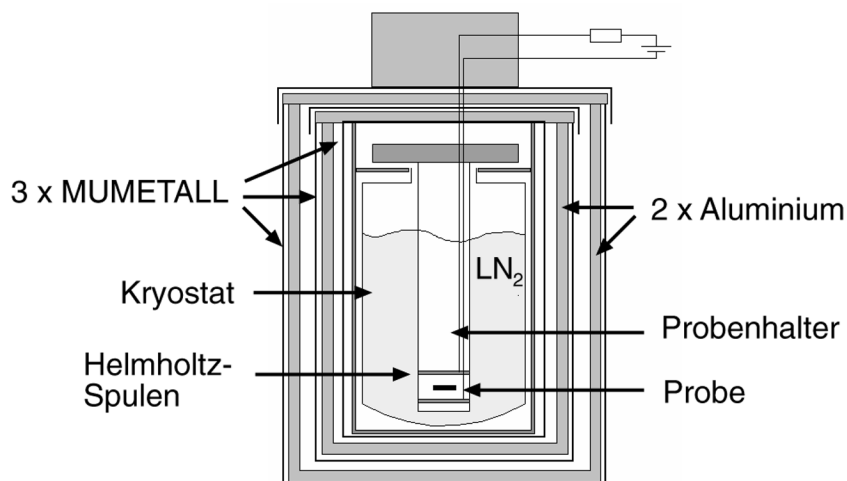


ABBILDUNG 5.1: Schematischer Messaufbau zur Charakterisierung der Sensoren. Es stehen verschiedene Kryostate und Probenhalter mit unterschiedlichen Spuleneinsätzen zur Verfügung.

Die Anforderungen an eine magnetische Abschirmung zur Charakterisierung von dc-SQUID-Magnetometern sind ebenso vielfältig wie anspruchsvoll. Es müssen nicht nur Magnetfelder im Frequenzbereich vom Gleichfeld bis etwa 50 Hz möglichst gut abgeschirmt werden, sondern auch hochfrequente elektromagnetische Felder, die zu einer Störung der Magnetometer-Kennlinien führen können.

Der verwendete, in Abbildung 5.1 schematisch dargestellte Aufbau besteht aus drei Lagen MUMETALL und zwei Lagen Aluminium und erreicht einen Abschirmfaktor von 120 dB bei 10 Hz in vertikaler Richtung. Die Hochfrequenzabschirmung der Zuleitungen findet in einem fest auf der Abschirmtonne montierten Aluminiumkasten mit Durchführungskondensatoren und Ferritkernen statt. Der Durchmesser des inneren Zylinders beträgt etwa 19 cm, die Höhe

etwa 35 cm. Näheres über magnetische Abschirmungen findet sich z. B. in [48].

Abhängig von der Messaufgabe können verschiedene Kryostate und Probenstäbe mit unterschiedlichen Spulensystemen in die Abschirmtonne eingesetzt werden. Einer der Probenstäbe ist der Glasprobenhalter, der auch zur Nullfeld-Charakterisierung dient. Hier wird der Sensor innerhalb eines evakuierbaren Glasrohres montiert und so vor Kondenswasser geschützt. Neben einem Temperatursensor und den notwendigen Magnetometer-Anschlüssen sind zwei Spulen in diesem Probenstab vorhanden: eine fünfwindige Spule mit einem Durchmesser von etwa 2.5 cm, die unmittelbar unterhalb des Magnetometers positioniert ist, und eine Helmholtz-Spule mit 2 x 300 Windungen und einem Durchmesser von 4 cm.

Ein weiterer Probenstab besteht im Wesentlichen aus einem System mit drei orthogonalen Helmholtz-Spulen, in deren Zentrum der Sensor montiert wird. Es ist dann möglich, ein externes Magnetfeld in jede beliebige Richtung homogen über die Sensorfläche anzulegen. Dieser Probenstab ist für die Verwendung von gekapselten Magnetometern ausgelegt, wie sie in Abschnitt 6.2 vorgestellt werden.

5.2 Magnetometer in statischen magnetischen Abkühlfeldern

Der Betrieb eines SQUID-Magnetometers in unabgeschirmter Umgebung bedeutet auch, dass der Sensor in statischen Feldern abgekühlt werden muss. Neben dem immer präsenten Erdmagnetfeld mit etwa $50 \mu\text{T}$ können auch andere statische Felder, wie etwa durch Stahlträger in Gebäuden oder Möbelstücke hervorgerufen, eine Rolle spielen.

Der Übergang einer Schicht eines Typ-II Supraleiters in den supraleitenden Zustand in Anwesenheit eines Magnetfeldes führt zum Einfrieren von Abrikosov-Vortices in die Schicht (siehe Abschnitt 2.1). Um dieses Einfrieren zu verhindern, entwickelten *Dantsker et al.* die Idee, die maximale $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Linienbreite zu verringern und konnten so das niederfrequente Rauschen erfolgreich reduzieren [49, 50]. Demnach dringen gemäß

$$B_0 = \frac{\pi\Phi_0}{4w^2} \quad (5.1)$$

ab einem Magnetfeld B_0 Flussschläuche in eine Struktur der Breite w ein.

In der folgenden Veröffentlichung (V1) wurde der Einfluss der Reduzierung der maximalen Strukturbreite auf ein Magnetometer der Bauform DSC1S1 untersucht. Der Erfolg dieses Konzeptes bezüglich der guten Rauscheigenschaften in statischen Magnetfeldern führte schließlich zu den perforierten Bauformen DSC8 und DSC12.

Low-frequency noise and linearity of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ dc superconducting quantum interference device magnetometer in static magnetic fields

S. Krey,^{a)} H.-J. Barthelmeß, and M. Schilling

Universität Hamburg, Institut für Angewandte Physik und Zentrum für Mikrostrukturforschung, Jungiusstraße 11, D-20355 Hamburg, Germany

(Received 21 May 1999; accepted for publication 31 August 1999)

We have investigated the low-frequency noise and effective flux sensing area of a field cooled dc superconducting quantum interference device magnetometer from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ in magnetic fields up to $200 \mu\text{T}$, both before and after it was patterned with holes to reduce the maximum structural width of the pickup loop. We find that even in low fields the noise of the unpatterned magnetometer steadily increases with the applied field. However, after the patterning for the holes, the noise remains at the zero field level up to a threshold field of $35 \mu\text{T}$ and is always less than in the unpatterned case. This threshold field is also found in field dependent measurements of the total harmonic distortion. The effective area of the magnetometer depends on the cooling field, and the dependence is different in the unpatterned and the patterned case. © 1999 American Institute of Physics. [S0021-8979(99)05523-1]

A severe obstacle for many practical applications of dc superconducting quantum interference device (SQUID) magnetometers from high temperature superconductors (HTSs) has long been the increase of low-frequency noise when the magnetometer is operated in an ambient magnetic field, like the earth's field of about $50 \mu\text{T}$. This excess noise is caused by the thermally activated random hopping of magnetic flux vortices between their pinning sites.¹ The vortices are either created when the magnetometer is cooled below its critical temperature T_c in an ambient field, or they are introduced into the film by the Lorentz force from shielding currents.² The spectral density S_Φ of the flux noise typically scales with $1/f$ as a function of the frequency f and therefore adversely affects low-frequency applications like biomagnetism or geophysical measurements. Since the number of vortices is proportional to the cooling field B_0 , S_Φ is expected to scale linearly with B_0 . Moreover, the amount of noise is strongly dependent on the epitaxial quality of the involved superconducting thin films.^{3,4} Noise measurements depending on the applied field have been reported for bare dc SQUIDs,^{5,6} directly coupled magnetometers,^{5,7-9} rf SQUIDs,^{10,11} and magnetometers from HTS multilayers.¹²

Recently, Dantsker *et al.*^{13,14} made several suggestions for the design of HTS SQUID devices in order to reduce the amount of trapped flux. They are based on the reduction of the linewidth of the SQUID body, so that it becomes energetically unfavorable for flux to enter the film. An estimation for the threshold field of flux entry is given by $B_T = \pi\Phi_0/4w^2$, where w is the linewidth of the film. Bare SQUIDs with slots or holes and linewidths of $4 \mu\text{m}$ showed no excess noise in cooling fields up to about $100 \mu\text{T}$. Cho *et al.*⁹ repatterned the pickup loop of a complete directly coupled magnetometer to obtain a mesh of $4 \mu\text{m}$ wide lines.

However, they found a major noise contribution from the tapered outer edges of their magnetometers. After their removal, the low-frequency noise remained constant again in cooling fields below $100 \mu\text{T}$, and no further effect from the mesh pattern was observed. This is attributed to the narrow linewidth of their SQUID loop and the large inductance mismatch between pickup loop and SQUID.

Here, we present noise measurements on a similar directly coupled magnetometer, both before and after it was patterned with holes to reduce the maximum structural width of the pickup loop. We directly compare the effects of this kind of patterning for the same device, since the comparison of different devices may be misleading, because of a variable microstructural or epitaxial quality of the involved superconducting thin films. Besides the low-frequency noise, further aspects become important when considering the unshielded operation of a HTS magnetometer system. One important issue is the linearity of the system, since small signals have to be resolved at a high level of ambient noise. To characterize the magnetometer linearity, we measured the total harmonic distortion (THD) in different cooling fields. Furthermore, we investigate the dependence of the effective flux sensing area on the cooling field.

Our directly coupled dc SQUID magnetometers are prepared from a single epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin film on a symmetrical (100) SrTiO_3 bicrystal with 24° misorientation angle. We typically use films of 120 nm thickness, which are deposited by KrF excimer laser deposition. After the patterning with conventional photolithography and argon plasma etching, the magnetometers are treated in an oxygen plasma. Finally, the contact pads are covered with silver to reduce the contact resistance. The magnetometer layout is similar to the one introduced by Lee *et al.*¹⁵ with a washer-type pickup loop of an outer dimension of 8.3 mm and an inner hole size of $3 \times 3 \text{ mm}^2$. The SQUID loop has an outer area of $16 \times 56 \mu\text{m}^2$ and an inner hole of $4 \times 50 \mu\text{m}^2$, from which we

^{a)}Electronic mail: krey@physnet.uni-hamburg.de

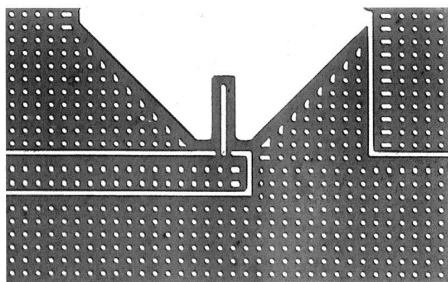


FIG. 1. Micrograph of the magnetometer part around the SQUID loop after it was completely patterned with holes. The holes have a diameter of about $4 \mu\text{m}$ and the linewidth between them is about $5.2 \mu\text{m}$.

calculate a SQUID inductance of 60 pH , including the kinetic contribution. The bicrystal junctions are nominally $3 \mu\text{m}$ wide. After the first characterization of the magnetometer with solid pickup loop, it was patterned a second time using a net-like photomask. We obtained a linewidth of about $5.2 \mu\text{m}$ and circular holes with a diameter of about $4 \mu\text{m}$ across the whole pickup loop. Figure 1 depicts a micrograph of the region around the SQUID loop after the patterning.

All measurements were performed in liquid nitrogen inside of a triple mumetal shield. The magnetic field B_0 was applied with a Helmholtz coil that was supplied by a large capacity lead-acid battery and an appropriate resistor. The flux density noise, resulting from the current noise in the coil, is less than $85 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 3 Hz and $B_0 = 100 \mu\text{T}$, and does not significantly contribute to the measured noise values. The noise measurements were made in flux-locked-loop (FLL) mode with bias current reversal to reject the low-frequency noise from critical current fluctuations in the junctions. In all field dependent measurements, the magnetic field was applied while the magnetometer was heated above T_c , and it remained on during the cooling and the measurements. Hence, no shielding currents were generated as in a switching process. The magnetometer properties in the zero field cooled case, before and after the second patterning step for the holes, are listed in Table I. After the treatment, I_0 and R_n were somewhat changed, presumably due to a slight oxygen loss in the junctions, since no second plasma oxidation was carried out. Surprisingly, the patterning had only a minor effect on the sensitivity of the device. The effective area increased by about 2%, although the character of input coupling completely changed. With the solid pickup loop, flux is

TABLE I. Transport properties of the investigated magnetometer at $T = 77 \text{ K}$ in zero external magnetic field, before and after the patterning.

		Before	After	
Voltage swing	ΔV	26	27	μV
Critical current ^a	I_0	107	76.5	μA
Normal resistance ^a	R_n	2.1	2.8	Ω
Sensitivity	B/Φ	9.203	8.980	nT/Φ_0
Effective area	$A_{\text{eff}} = \Phi/B$	0.225	0.230	mm^2

^aValues given per junction.

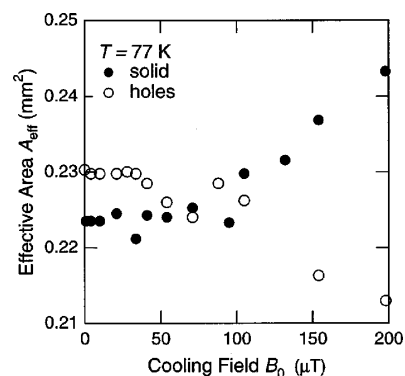


FIG. 2. Effective area depending on the cooling field for the unpatterned (solid) and the patterned (holes) magnetometer.

focused to some extent into the loop by the Meissner effect. In the patterned device, however, this effect is replaced by the flux quantization, which keeps the flux in the holes constant at integer flux quanta. Thus, flux changes must be partly focused into the pickup loop, again. Obviously, there is no significant quantitative difference between both effects in zero field. However, a difference is found in field dependent measurements, whose results are depicted in Fig. 2. For the solid device, we find an increase of the effective area above roughly $B_0 = 100 \mu\text{T}$, whereas it is a decrease with nearly the same variation for the patterned device above $35 \mu\text{T}$. Hence, the sensor's calibration is affected by larger cooling fields. This is an important issue for the design of multichannel biomagnetic systems intended for unshielded operation, since their signal processing demands an exact knowledge of each sensor's effective area, but this is usually measured inside a shield. The effect is small for the earth's magnetic field, but it might be larger for a different magnetometer layout. The reason for the dependence of the effective area on the cooling field is not yet clear and is under further investigation.

Figure 3 depicts several flux density noise spectra for the unpatterned magnetometer in different cooling fields B_0 . We find an increasing low-frequency noise with B_0 from the growing number of trapped vortices in the film. The spectra for $B_0 = 41$ and $198 \mu\text{T}$ include a Lorentzian contribution, caused by the random telegraph signal (RTS) from a predominant two-level fluctuator. Figure 4(a) shows the noise values at the frequency 3 Hz depending on B_0 , before and after the holes were patterned into the pickup loop. In the unpatterned case, the low-frequency noise increases with B_0 even for the lowest cooling fields, whereas it remains approximately constant below a threshold field $B_T \approx 35 \mu\text{T}$ in the patterned case. Moreover, we find, that for all values of B_0 , the magnetometer with holes remains markedly less noisy than with solid pickup loop. In the unpatterned case, the noise below B_T presumably results from the motion of vortices near the SQUID loop, which is directly coupled into the SQUID, since the indirect component from noise currents in the pickup loop is strongly suppressed by the poor coupling between the inductances of the pickup loop and the SQUID.⁹ In both cases, we observed a significant increase of

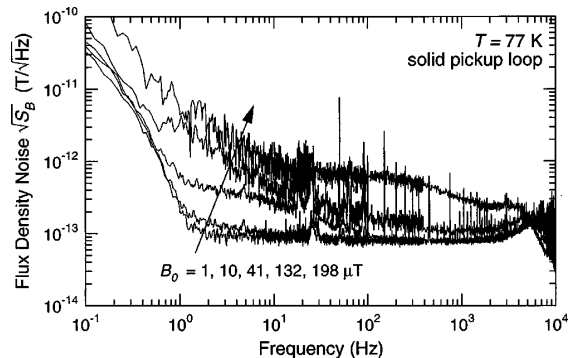


FIG. 3. Flux density noise spectra of the unpatterned magnetometer for different cooling fields B_0 .

noise above B_T . We attribute this to flux entry into the SQUID loop, although a somewhat larger threshold field of $42 \mu\text{T}$ for the measured width $w = 6.2 \mu\text{m}$ is expected. In particular in the unpatterned case, the noise values above the threshold field remain on a nearly constant level up to $B_0 \approx 80 \mu\text{T}$. This noise was caused by the dominating RTS from a single fluctuator and therefore does not scale with B_0 . For higher values of B_0 , it is covered by the noise of the remaining vortices.

Nonlinear behavior of a SQUID magnetometer can result from the inelastic motion of vortices in the magnetometer body.¹⁶ Thus, the degree of nonlinearity is expected to

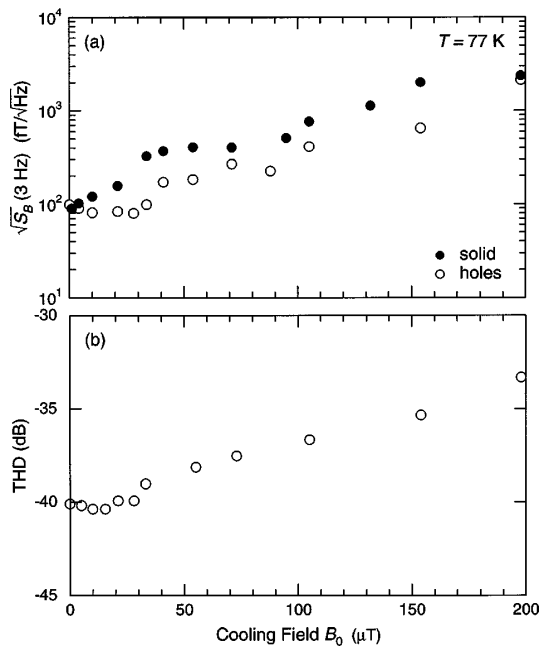


FIG. 4. (a) Flux density noise at 3 Hz vs cooling field for the directly coupled magnetometer, before (●) and after it was completely patterned with holes (○). (b) Total harmonic distortion (THD) of the patterned magnetometer depending on the cooling field.

depend on the number of vortices and on the cooling field. To measure the magnetometer linearity, we applied a sinusoidal magnetic test signal with a peak-to-peak amplitude of 20 nT and the frequency $f = 518 \text{ Hz}$. The output voltages from the signal source and the FLL electronics were electronically subtracted to obtain a maximum suppression of the harmonics of the test signal. The residual signal was measured with a spectrum analyzer. Figure 4(b) shows the amount of THD of the patterned magnetometer depending on the cooling field. The THD values show a very similar dependence on B_0 as is found in the noise measurements. The THD remains nearly constant for fields below a threshold and increases for cooling fields beyond this value, whereby the threshold field agrees well with the value found in the noise measurements.

In conclusion, we have confirmed the results of Dantsker and co-workers for a practical HTS SQUID magnetometer of high sensitivity. The noise of a field cooled directly coupled magnetometer can be significantly lowered by reducing its maximum linewidth through holes in the pickup loop. The observed threshold field is attributed to flux entry into the SQUID loop, which should be made narrower in future layouts. The patterning has little effect on the zero field cooled effective area of the device. However, we found that the effective area depends on the cooling field, and that the dependence is different before and after the patterning. This is under further investigation. The linearity of the magnetometer is also affected by cooling fields above the threshold field. The measured THD values show a similar dependence on the cooling field as the low-frequency noise.

This work was supported by the German BMBF under Contract No. 13N7323-8.

¹M. J. Ferrari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64**, 72 (1990).

²J. Z. Sun, W. J. Gallagher, and R. H. Koch, Phys. Rev. B **50**, 13664 (1994).

³M. J. Ferrari, M. Johnson, F. C. Wellstood, J. Clarke, P. A. Rosenthal, R. H. Hammond, and M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. **53**, 695 (1988).

⁴R. Scharnweber, N. Dieckmann, and M. Schilling, Appl. Phys. Lett. **70**, 2189 (1997).

⁵A. H. Miklich *et al.*, Appl. Phys. Lett. **64**, 3494 (1994).

⁶M. I. Faley, U. Poppe, K. Urban, H. Hilgenkamp, H. Hemmes, W. Aarnink, J. Flokstra, and H. Rogalla, Appl. Phys. Lett. **67**, 2087 (1995).

⁷R. H. Koch, J. Z. Sun, V. Foglietta, and W. J. Gallagher, Appl. Phys. Lett. **67**, 709 (1995).

⁸F. P. Milliken, S. L. Brown, and R. H. Koch, Appl. Phys. Lett. **71**, 1857 (1997).

⁹H.-M. Cho, R. McDermott, B. Oh, K. A. Kouznetsov, A. Kittel, J. H. Miller, Jr., and J. Clarke, IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 3294 (1999).

¹⁰C. P. Foley, S. Lam, K. E. Leslie, K.-H. Müller, R. A. Binks, L. Macks, and G. J. Sloggett, Proceedings of the 6th International Superconductive Electronics Conference (ISEC'97), Berlin, June 25–28, 1997.

¹¹J. Borgmann, P. David, R. Otto, J. Schubert, and A. I. Braginski, Appl. Phys. Lett. **74**, 1021 (1999).

¹²S. Krey, B. David, R. Eckart, and O. Dössel, Appl. Phys. Lett. **72**, 3205 (1998).

¹³E. Dantsker, S. Tanaka, P.-Å Nilsson, R. Kleiner, and J. Clarke, Appl. Phys. Lett. **69**, 4099 (1996).

¹⁴E. Dantsker, S. Tanaka, and J. Clarke, Appl. Phys. Lett. **70**, 2037 (1997).

¹⁵L. P. Lee, J. Longo, V. Vinetskiy, and R. Cantor, Appl. Phys. Lett. **66**, 1539 (1995).

¹⁶R. H. Koch, M. B. Ketchen, W. J. Gallagher, R. L. Sandstrom, A. W. Kleinsasser, D. R. Gambrel, T. H. Field, and H. Matz, Appl. Phys. Lett. **58**, 1786 (1991).

In Abbildung 5.2 sind die Rauschwerte $\sqrt{S_B}$ des Magnetometers R822 der Bauform DSC12 in Abhängigkeit des Abkühlfeldes B_{cool} aufgetragen. Bis zu Abkühlfeldern von $60 \mu\text{T}$ ist nur ein moderater Anstieg des niederfrequenten Rauschens zu beobachten, d.h. Abricosov-Vortices dringen bis zu diesem Abkühlfeld nicht in die Strukturen des Magnetometers ein. Das Rauschen bei 1 kHz bleibt wie erwartet nahezu konstant.

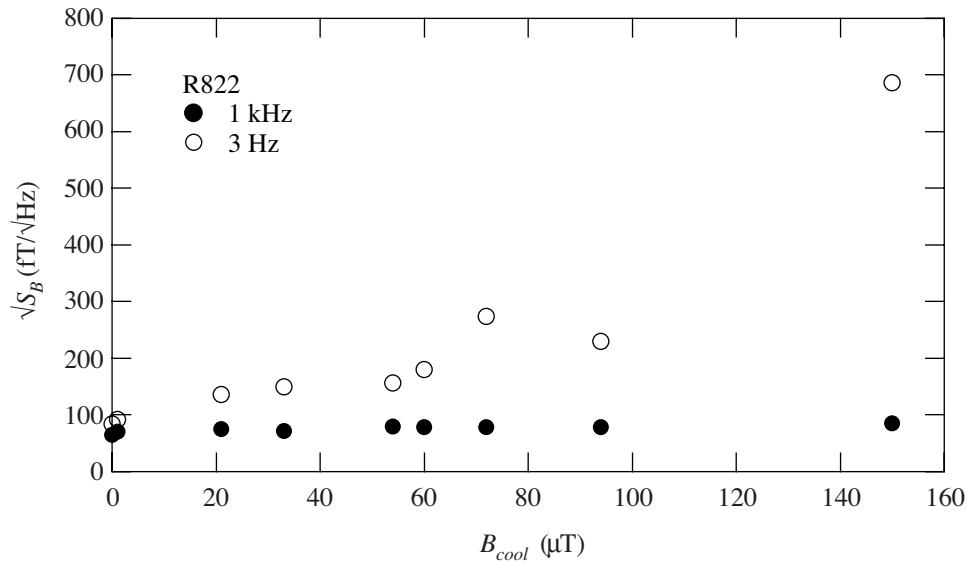


ABBILDUNG 5.2: Rauschen eines Magnetometers bei 3 Hz und bei 1 kHz der Bauform DSC12 in Abhängigkeit des Abkühlfeldes.

Ein anderes Konzept der Strukturverkleinerung in Aufnehmerschleifen ist die Verwendung von mehreren parallelen schmalen Schleifen, die an das SQUID angeschlossen werden [55]. Hierbei ist die grundsätzliche Idee, so wenig supraleitende Fläche wie möglich zu verwenden, um damit ein Flusseindringen automatisch zu verhindern. In solchen Schlitz-Magnetometern muss allerdings die Anordnung der einzelnen Schleifen der zu erwartenden Stromverteilung in der Aufnehmerschleife angepasst werden.

Ein möglicher Vorteil in den hier entwickelten Bauformen mit durchlöchernten Aufnehmerschleifen ist das Konzept, dem Strom möglichst viel supraleitende Fläche zur Verfügung zu stellen. Eine Anpassung an mögliche Stromverteilungen kann dann entfallen.

Die gewählten Dimensionen der Löcher ergeben sich aus dem fotolithographischen Prozess. Löcher mit weniger als $5 \mu\text{m}$ Kantenlänge sind über den kompletten Chip nicht mehr reproduzierbar zu strukturieren. Die Bahnbreite von $4 \mu\text{m}$ ergibt in der Diagonalen zwischen den Löchern dann eine maximale Strukturbreite von $5.7 \mu\text{m}$ und damit ein Schwellfeld nach Gleichung (5.1) von $B_0 = 50 \mu\text{T}$, welches in etwa dem Erdmagnetfeld entspricht.

5.3 Josephson-Magnetometrie eines normalleitenden Lochs in einer supraleitenden Schicht

Um besser verstehen zu können, wie sich die normalleitenden Löcher in der Aufnehmerschleife des Magnetometers in externen Magnetfeldern verhalten, wurde neben einem einzelnen Josephson-Kontakt ein nicht supraleitender Bereich strukturiert, dessen Magnetisierung dann für verschiedene Abkühlfelder mit Hilfe der Magnetfeldempfindlichkeit des Josephson-Kontaktes (Fraunhofer-Muster) gemessen wurde.

In Veröffentlichung (V4) wird gezeigt, dass der Josephson-Kontakt aufgrund des hohen Füllfaktors als sehr empfindlicher Sensor für die Magnetisierung des normalleitenden Lochs genutzt werden kann und auch in magnetischen Feldern von bis zu 1 mT einwandfrei funktioniert.

Sensitive Josephson magnetometry of flux quantization in a normal conducting hole in a narrow $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ line

H.-J. Barthelmeß, S. Krey, S. Ostertun, and M. Schilling^{a)}

Institut für Angewandte Physik und Zentrum für Mikrostrukturforschung, Universität Hamburg, Jungiusstraße 11, 20355 Hamburg, Germany

(Received 14 April 2000; accepted for publication 10 July 2000)

A small $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Josephson junction on a 24° symmetric SrTiO_3 bicrystal is used as a sensitive magnetometer with micrometer spatial resolution in magnetic fields of up to 1 mT. The dependence of its critical current on the external magnetic flux is used to measure the local magnetic field. In the narrow line of $4 \mu\text{m}$ width leading to the Josephson junction we prepared a normal conducting area of about $2.5 \mu\text{m}$ diameter. This was achieved by heating the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ locally with a focused laser beam to lower the oxygen content and thus suppress superconductivity at 77 K. We investigate the flux quantization in this normal conducting "hole" by cooling the whole device in different magnetic fields, reducing this external field to zero, and measuring the resulting flux. This way, superconducting properties of a hole in a superconducting film have been determined, which are important for the operation of hole-patterned magnetometers based on direct current superconducting quantum interference devices in static magnetic fields. © 2000 American Institute of Physics. [S0003-6951(00)00536-2]

With local probes very sensitive measurements of the magnetization can be made, if the sensitive area of the sensor matches the sample size. This has been used to study the magnetization of persistent currents in a single loop in GaAs–GaAlAs heterostructures.¹ Superconducting quantum interference devices (SQUIDs) from niobium are employed to measure the magnetization of a two-dimensional electron gas in the quantum hall regime.² Very high resolution of the magnetization down to 10^{-14} J/T was achieved, due to the close proximity of the sample and the resulting high filling factor of the magnetometer. Conventional SQUID susceptometers achieve a resolution of 10^{-11} J/T, and cantilever magnetometers or vibrating sample magnetometers can be used with resolutions down to 10^{-13} J/T when operating in magnetic fields of several tesla.³

Here we show, that sensitive magnetometry with high spatial resolution can be achieved without using SQUIDs and instead employing single Josephson junctions. The general use of Josephson junctions from high-temperature superconductors (HTS) as low-noise magnetometer devices recently has been demonstrated for single junctions⁴ and for serial arrays.⁵

The investigation of a hole in a superconducting film is motivated by the use of such geometries in HTS–SQUID magnetometers to operate them in static magnetic fields of the order of the earth field.^{6,7} This is limited by the maximum field of operation for the Josephson junctions. Here we demonstrate, that fields in the millitesla range can be tolerated. Further, the normal conducting area under investigation is written by optical means without removal of material, a technique similar to ion implantation techniques.^{8,9} This is of advantage for multilayer devices, since metallic wiring can be integrated without further planarization process.

The Josephson junction was prepared on a (100) SrTiO_3

bicrystal with symmetric 24° grain boundary in our KrF-eximer laser deposition process, which has been described in detail elsewhere.¹⁰ The bicrystal substrate was supplied by CrysTec GmbH, Berlin, FRG. The Josephson junction is $4 \mu\text{m}$ wide with a film thickness of 100 nm and shows a critical current of $I_c(77 \text{ K}) = 70 \mu\text{A}$. The sample geometry is shown in Fig. 1(a). The corresponding optical micrograph is included in Fig. 1(b). In the narrow line containing the Josephson junction we patterned a hole of about $2.5 \mu\text{m}$ diameter with an area of approximately $5 \mu\text{m}^2$ by using a focused beam of an Argon-ion laser with $\lambda = 514 \text{ nm}$ and a power of 9.5 mW. The focus diameter of about $1 \mu\text{m}$ leads to a power density of $1 \times 10^9 \text{ mW/cm}^2$. In earlier measurements it has been shown that with this power density the oxygen content and thus the critical temperature in the illuminated area can be reduced so that the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ remains normal con-

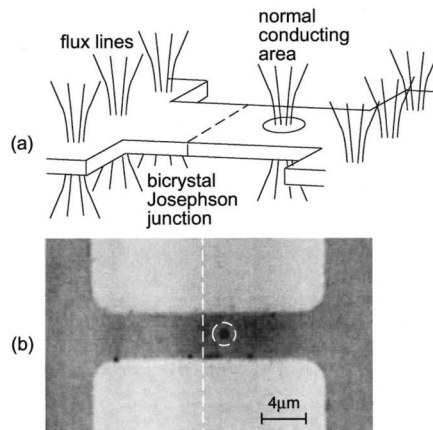


FIG. 1. (a) Scheme of the Josephson junction and (b) optical micrograph of the patterned Josephson junction. The figure displays an area of about $20 \times 35 \mu\text{m}^2$.

^{a)}Electronic mail: schilling@physnet.uni-hamburg.de

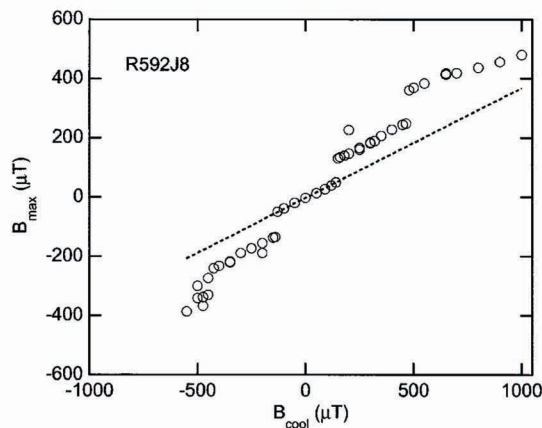


FIG. 2. Magnetic field where the maximum critical current is found in dependence of the cooling fields. Each data point corresponds to one cooling and measurement cycle. The dashed line shows the linear background caused by vortices in the film electrodes.

ducting at 77 K.^{11,12} The optical patterning has been completed in 10 min.

To determine the local magnetic field induced by the flux quantization in the normal conducting hole we cool the Josephson junction from 100 to 77 K in different static magnetic fields. At 77 K we slowly decrease the cooling field to zero, inducing a screening current around the hole. Now we apply a homogeneous measuring field which is superimposed to the stray field of the shielding current around the hole and measure the magnetic field dependence of the Josephson junction (Fraunhofer pattern). The magnetic measuring field where the maximum critical current is found is depicted in Fig. 2 in dependence on the different cooling fields. In this figure clearly the discontinuities in the measured magnetic field due to a change in the number of flux quanta in the hole can be seen.

The measurement is limited in our experiment to two flux quanta in the hole for both magnetic field directions due to the critical current of the 500 nm wide edge at the smaller side of the hole. We can consider the hole with a diameter of 2.5 μm as an inductance of a planar coil with one winding and find a value of about 4 pH. With two flux quanta in the hole a current of 1.4 mA flows around it when the external field is zero. Since for magnetic cooling fields above 500 μT flux quantization is not observable anymore, the smaller width of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ stripe beside the hole exhibits a critical current of same order. With the film thickness of 100 nm this corresponds to a critical current density of $j_c(77\text{ K}) = 2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$. This can be compared to a microbridge on the same chip close to the Josephson junction, which shows a critical current density of $j_c(77\text{ K}) = 1.4 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$. This clearly explains the cooling field limit found in the measurement.

The linear background seen in Fig. 2 is due to condensation of vortices in the film parts of the device during cool down, as sketched in Fig. 1(a). Thus, the contributing density of vortices depends linearly on the cooling field. In Fig. 3 this linear background of $H_{\text{offset}}/H_{\text{cooling}} = 0.37 \mu\text{T}/\mu\text{T}$ has been subtracted from the data in Fig. 2.

A detailed analysis reveals an increasing step height of

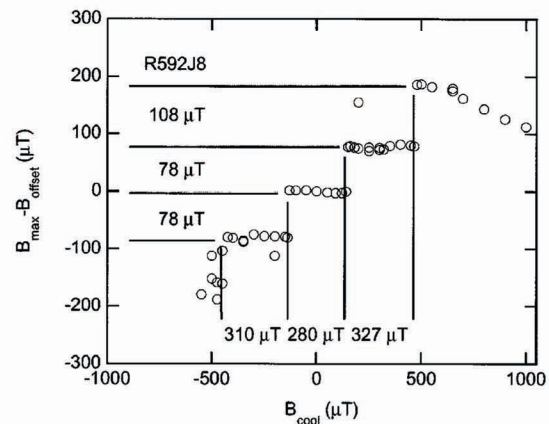


FIG. 3. Magnetic field where the maximum critical current is found in dependence of the different cooling fields after subtraction of the linear background contribution of vortices in the film areas.

78–108 μT between adjacent flux quanta for increasing number of flux quanta. This is caused by a change of the current distribution around the hole towards higher number of flux quanta in the hole. Since the distance of the Josephson junction from the area of quantized flux is of the order of the London penetration depth at 77 K, the flux in the hole remains periodic with Φ_0 only if the change in area is taken into account. The change in the current distribution is depicted in Fig. 4. We also find an increasing width of the plateau from 280 to 327 μT or 310 μT with increasing number of flux quanta for positive cooling fields or negative cooling fields, respectively. This is due to the decrease of flux concentration in higher fields due to the vortices which are pinned in the thin film electrodes. The observed values for the maximum cooling field in both magnetic field directions are different. This is caused by the superposition of the bias current and the screening current which in the negative field direction add for the edge of the hole with the smaller critical current. Since the hole is not exactly in the middle of the superconducting area, one of the paths at the edge has a smaller critical current.

From the determination of the number of flux quanta in the hole we can determine the sensitivity of the setup. The field change in the Josephson junction due to the change of the flux state in the hole by the first flux quantum is 78 μT . In the Fraunhofer pattern a field change of 148 μT corresponds to one flux quantum in the Josephson contact, so one

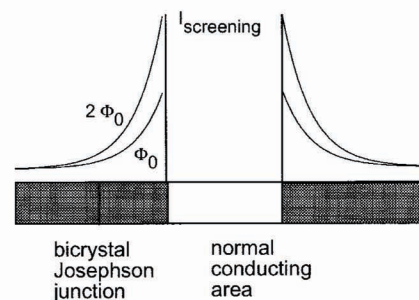


FIG. 4. Current distribution in the vicinity of the Josephson junction as analyzed from the Fraunhofer patterns.

flux quantum in the hole couples 0.53 flux quanta in the Josephson junction. From the inductance calculation of the hole we know that a screening current of about 0.7 mA corresponds to one flux quantum in the hole, corresponding to a screening current of 1.3 mA for one flux quantum in the Josephson junction. From this screening current we can determine the magnetic dipole moment of the hole as $m = I\pi(D/2)^2 = 6.4 \times 10^{-15}$ J/T. The determination of the maximum in the critical current is accurate to about $20 m\Phi_0$ per Φ_0 in the Josephson junction. This results in a resolution of our Josephson magnetometry of about 1.3×10^{-16} J/T in a background field of up to 1 mT. With the operation of the Josephson junction in a feedback loop only limited by the flux noise of the Josephson junction the sensitivity can be increased further significantly.

In conclusion, we have demonstrated that the HTS-Josephson junction operates after cooling in fields of up to 1 mT without distortion in the Fraunhofer pattern as would be expected for vortex trapping close to the Josephson junction. This opens interesting prospects for the flux-locked loop operation of SQUID magnetometers after cooling in high magnetic background fields. The optical patterning without material removal opens the possibility of planarized patterning of normal conducting holes in magnetometers for low-noise operation in static magnetic fields. The vortices pinned in the film contribute to a linear flux increase. This poses limitations on the linearity of SQUID magnetometers when large alternating current fields have to be compensated and due to the high screening currents in the superconducting pickup loops such moving vortices contribute to the flux noise. The flux focusing factor of the wider film areas depends on the

cooling field strength and thus limits the linearity of SQUID operation in higher fields. In this measurement we have shown that a single Josephson junction can be used as very sensitive local probe for magnetization measurements, if the linear background due to pinned vortices is taken into account.

This work was supported by the Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie, Federal Republic of Germany under Contract No. 13N7323/8. The authors acknowledge financial support by the Deutsche Forschungsgemeinschaft in the Graduiertenkolleg "Physik nanostrukturierter Festkörper" and in the SFB 508.

- ¹D. Maily, C. Chapelier, and A. Benoit, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2020 (1993).
- ²I. Meinel, D. Grundler, S. Bargstädt-Franke, Ch. Heyn, D. Heitmann, and B. David, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3305 (1997).
- ³I. Meinel, D. Grundler, S. Bargstädt-Franke, Ch. Heyn, and D. Heitmann, *Appl. Supercond.* **5**, 261 (1998).
- ⁴V. Martin, M. Lam Chok Sing, D. Bloyet, D. Robbes, C. Certenais, N. Quéllec, and D. Crete, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 3079 (1997).
- ⁵S. Krey, O. Brüggemann, and M. Schilling, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 293 (1999).
- ⁶E. Dantsker, S. Tanaka, and J. Clarke, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 4099 (1996).
- ⁷S. Krey, H.-J. Barthelmess, and M. Schilling, *J. Appl. Phys.* **86**, 6602 (1999).
- ⁸Q. Y. Ma, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 2713 (1997).
- ⁹S.-G. Lee, Y. Huh, G.-S. Park, I.-S. Kim, Y. K. Park, and J.-C. Park, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 3347 (1997).
- ¹⁰J.-K. Heinsohn, D. Reimer, A. Richter, K.-O. Subke, and M. Schilling, *Physica C* **299**, 99 (1998).
- ¹¹A. Bock, R. Kürsten, M. Brühl, N. Dieckmann, and U. Merkt, *Phys. Rev. B* **54**, 4300 (1996).
- ¹²S. Krey, B. David, R. Eckart, and O. Dössel, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3205 (1998).

5.4 Magnetometer und SQUIDs in magnetischen Wechselfeldern

Magnetische Wechselfelder sind nahezu immer präsent, wenn Messungen mit einem Mehrkanalsystem gemacht werden. In unabgeschirmter Umgebung sind die Quellen solcher Felder zum Einen aktive Quellen, wie Stromversorgungen und Fahrzeuge, zum Anderen aber auch passive Quellen, wie die Bewegung des Systems in statischen Feldern (Gebäudebewegungen im Erdmagnetfeld, Vibrationen relativ zu Stahlbetonwänden, usw.), was effektiv einer Feldänderung entspricht.

Während sich die Quellen mit höheren Frequenzen relativ gut abschirmen lassen, sind die niederfrequenten Felder auch in den meisten verwendeten Abschirmkammern für biomagnetische Messsysteme vorhanden.

Das Verhalten der Magnetometer in solchen Wechselfeldern ist daher von entscheidender Bedeutung für ihre Nutzbarkeit in Mehrkanalsystemen in unabgeschirmter Umgebung. Eigenschaften wie Empfindlichkeit, niedriges Rauschen und Linearität müssen dabei erhalten bleiben.

Die tatsächliche Stärke dieser Wechselfelder hängt sowohl vom Messort als auch vom Zeitpunkt der Messung ab. In [51] wurden verschiedene Umgebungen im städtischen und ländlichen Bereich in und um Hamburg untersucht, mit dem Ergebnis, dass die mit Abstand stärksten Störungen innerhalb des Instituts für Angewandte Physik gefunden wurden, verursacht durch 50 Hz Quellen (ca. $\pm 1 \mu\text{T}$ Amplitude). Die folgenden Messungen beschränken sich also im Wesentlichen auf Amplituden in diesem Bereich.

Wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, werden die Magnetometer in einer Regelschleife betrieben. Im Idealfall wird eine externe Feldänderung also homogen über die Magnetometerfläche rückgekoppelt, und der Sensor erfährt während der Messung keine Feldänderungen. In realisierten HTS-Systemen ist die Rückkoppelspule aus Platzgründen aber in der Regel höchstens so groß wie der Sensor, meistens sogar kleiner. Der von einer solchen Spule erzeugte Gegenfluss ist somit inhomogen über die Sensorfläche verteilt. Beachtet man nun noch die Tatsache, dass effektiv nicht der Fluss durch das Magnetometer sondern der Fluss durch das SQUID rückgekoppelt wird, wird klar, dass trotz einer solchen Rückkoppelschleife externe Magnetfelder in das Magnetometer einkoppeln und Ströme in der Aufnehmerschleife induzieren.

Es macht deshalb Sinn, die Eigenschaften der Sensoren zunächst außerhalb einer Regelschleife zu untersuchen, wie es in Veröffentlichung (V9) an Magnetometern und einzelnen SQUIDs gezeigt wird.



ELSEVIER

Physica C 368 (2002) 37–40

PHYSICA C

www.elsevier.com/locate/physc

DC-SQUID magnetometers from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in AC fields for application in multichannel systems

H.-J. Barthelmess^{a,*}, B. Schiefenhövel^a, M. Schilling^b

^a *Universität Hamburg, Institut für Angewandte Physik und Zentrum für Mikrostrukturforschung, Jungiusstr. 11, 20355 Hamburg, Germany*

^b *TU Braunschweig, Institut für Elektrische Messtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik, Hans-Sommer-Str. 66, 38106 Braunschweig, Germany*

Abstract

To operate a high-temperature superconducting multichannel system in unshielded environment, one has to deal with two major problems. Firstly, the magnetometers based on superconducting quantum interference devices (SQUIDs) have to be cooled in static magnetic fields (e.g. the earth magnetic field) without an increase of low frequency noise due to flux vortices penetrating the film. Secondly, the sensors are exposed to quite large magnetic AC fields in a wide frequency range (power line, railroad, cars, building movement). We investigate the behaviour of our stripline DC-SQUIDs and magnetometers in such AC fields and find different causes for both devices limiting the operation in unshielded environment. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 85.25Dq

Keywords: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; SQUID; Magnetometer; Unshielded environment

1. Introduction

One intention for the future use of DC-SQUID magnetometers for biomagnetic applications in multichannel systems is their operation in unshielded environment to eliminate costs and needed space for magnetically shielded chambers. We have built a handy eight-channel system with high-temperature superconducting (HTS) magnetometers in a small low cost cryostat working stable in shielded environment [1,2]. One challenge are the

large AC fields to which the magnetometers are exposed in unshielded environment (e.g. up to 1 μT at 50 Hz line frequency in our laboratory). Most of the investigations on HTS magnetometers in unshielded environment are made, operating the magnetometers in a feedback loop for the magnetic flux, presuming that the device stays in zero magnetic field. The feedback coils usually employed have nearly the same dimensions as the magnetometers, so parts of the superconducting films will be exposed to external AC fields anyway.

The large currents which are induced inductively in the device by external AC fields can reach locally the critical current of the device and thus cause severe deviations of the electronic properties. We investigate single stripline DC-SQUIDs by

* Corresponding author. Fax: +49-40-42838-4368.

E-mail address: barthelmess@physnet.uni-hamburg.de (H.-J. Barthelmess).

injecting AC currents into the SQUID loop and magnetometers by applying external AC fields.

2. Experimental

We use directly coupled DC-SQUID magnetometers on $1 \times 1 \text{ cm}^2$ bicrystal SrTiO_3 substrates with a noise level of $109 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 3 Hz when operated in shielded environment. The $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films are made by pulsed laser deposition and have a thickness of 130 nm. The Josephson junctions are $1.5 \text{ }\mu\text{m}$ wide. To solve the problem of increasing low frequency noise due to flux vortices penetrating the film when cooling the magnetometers in static magnetic fields, we have patterned all $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ areas with holes to reduce the maximum line width [3,4]. The holes have dimensions of $5 \times 5 \text{ }\mu\text{m}^2$ and a distance of $4 \text{ }\mu\text{m}$. All the measurements are performed at 77 K inside our shielding can consisting of three layers of Mumetall and two layers of aluminium. The external magnetic fields are generated using Helmholtz coils inside the shielding can. The devices are biased with a constant current I_b at which the modulation depth is near its maximum. The voltage across the SQUID is measured directly. No flux-locked loop or feedback electronics were used.

3. Results and discussion

3.1. SQUID experiment

To simulate the current which is induced inside the pickup loop of a directly coupled magnetometer and then injected into the SQUID loop we used a layout as shown in Fig. 1. The $4 \text{ }\mu\text{m}$ wide SQUID loop has a length of $56 \text{ }\mu\text{m}$. The slit is $4 \text{ }\mu\text{m}$ wide. A direct current I_s is injected into half of the SQUID loop, I_b is applied symmetrically through the SQUID. The SQUID voltage U_{SQUID} is also measured symmetrically. If we apply a current with triangular amplitude time dependence to the SQUID loop a regular modulation can be seen at low currents (see inset in Fig. 2) due to the flux which is generated by I_s . At a critical current I_c the modulation decreases and the averaged SQUID

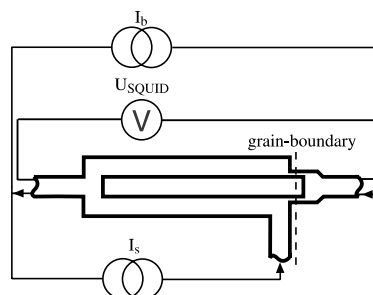


Fig. 1. Schematic of the SQUID layout to inject the current I_s into half of the SQUID loop.

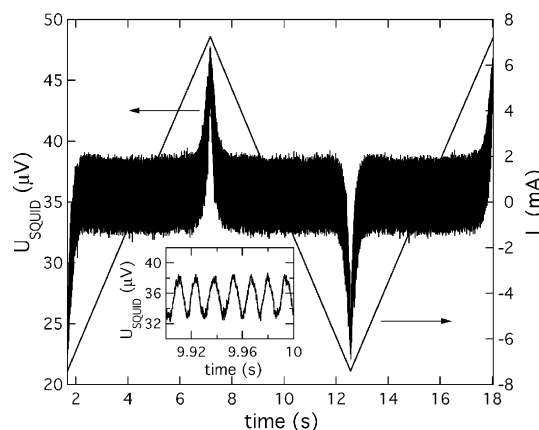


Fig. 2. SQUID voltage U_{SQUID} and induced current I_s versus time. The frequency of the AC current is about 0.2 Hz. The SQUID modulation is displayed enlarged in the inset.

voltage rises or decreases, depending on the sign of I_s (see Fig. 2). At an I_c of about 6 mA when the critical current of the weakest point of the SQUID loop is reached vortices start to penetrate the film, the modulation vanishes and fractions of the impressed current I_s add to the bias current I_b , and cause the voltage across the SQUID to increase or decrease for positive or negative I_s , respectively. A critical current of 6 mA for the 130 nm thick, and $4 \text{ }\mu\text{m}$ wide $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ film is in good agreement to critical current density measurements of $J_c = 1.1 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ on this chip.

Fig. 3 shows the current sensitivity of the SQUID for the interval between 7 and 12 s of Fig. 2 in dependence of the impressed current I_s . The data were calculated by doing a sinusoidal fit over at

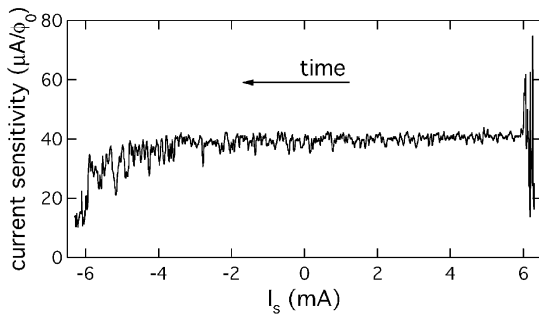


Fig. 3. Current sensitivity of the SQUID versus injected current I_s at the interval from 7 to 12 s from Fig. 2. The measurement starts at positive currents.

least two modulations of Fig. 2, shifting about $1 \mu\text{A}$ forward and repeating this procedure for the whole interval. The average current sensitivity for the interval between -2 and 2 mA of $40 \mu\text{A}/\Phi_0$ leads to an inductance of $1.9 \text{ pH}/\mu\text{m}$ for the SQUID loop. As the measurement in Fig. 3 starts at $+6 \text{ mA}$ there is an irregular behaviour of the current sensitivity near I_c for decreasing current. Coming from high currents means starting with a resistive state of the SQUID loop. At the transition to the superconducting state large fluctuations occur. Increasing the current to -6 mA , the current sensitivity decreases more or less uniformly to below $20 \mu\text{A}/\Phi_0$. Coming from zero impressed current I_s to higher negative currents means to reduce the width of the SQUID loop because of the change in the current distribution inside the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ film. Reducing the width of the SQUID loop means to increase the loop inductance and therefore to decrease the current sensitivity.

3.2. Magnetometer experiment

Instead of a current fed directly to the SQUID loop one can use the magnetic field induced currents from a pickup loop of a directly coupled magnetometer. We use an encapsulated directly coupled DC-SQUID magnetometer out of our multichannel system to investigate the behaviour in AC fields of about $1 \mu\text{T}$. The SQUID dimensions are the same as the SQUID used in the above experiments except for the length of the SQUID loop which is $60 \mu\text{m}$. The pickup loop has an outer

side length of 9 mm , a width of 3 mm and is completely perforated with holes. We calculate an effective area A_p of 30 mm^2 and an inductance L_p of 5 nH for the pickup loop. The current change ΔI_p which is induced in the pickup loop by an external field change ΔB_{ext} can then be estimated with $\Delta I_p/\Delta B_{\text{ext}} = A_p/L_p = 6 \text{ mA}/\mu\text{T}$. So every external field change of $1 \mu\text{T}$ induces a current of 6 mA in the pickup loop and therewith in the SQUID loop. Fig. 4 shows the magnetometer voltage U_{mag} versus time if we apply a triangular amplitude time dependent magnetic field of about $1.1 \mu\text{T}$. The inset again shows the ordinary magnetometer modulation at external fields around $0 \mu\text{T}$. With the measured field sensitivity of $5.9 \text{ nT}/\Phi_0$, and the predicted induced current of $6 \text{ mA}/\mu\text{T}$ one receives a current sensitivity of $35 \mu\text{A}/\Phi_0$ for the SQUID loop. This agrees with the measured current sensitivity for the shorter SQUID loop in the SQUID experiment.

The effect of a Fraunhofer pattern can clearly be seen at the magnetometer output voltage in an increasing voltage and a decreasing modulation depth. The magnetic field change ΔB_{JJ} at the Josephson junctions caused by the induced current can roughly be estimated with the formula for the magnetic field of an infinite-long wire

$$\Delta B_{\text{JJ}} = \frac{\mu_0 \Delta I_p}{2\pi r_1} + \frac{\mu_0 \Delta I_p}{2\pi r_2}. \quad (1)$$

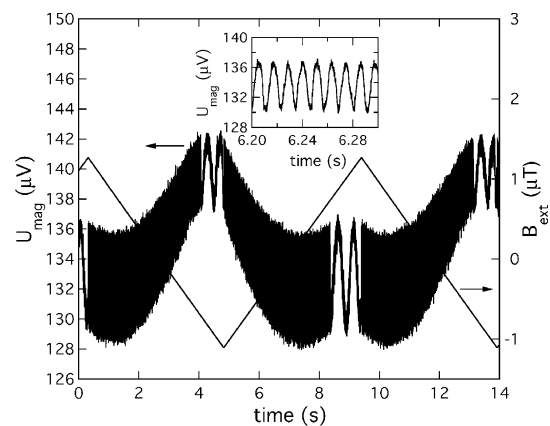


Fig. 4. Magnetometer voltage U_{mag} and external magnetic field B_{ext} versus time. The magnetometer modulation is displayed enlarged in the inset.

The lengths $r_1 = 5 \mu\text{m}$ and $r_2 = 10 \mu\text{m}$ are the distances between the connections of the pickup loop to the SQUID loop and each Josephson junction. So every external field change of $1 \mu\text{T}$ results in a field change of around $360 \mu\text{T}$ at the site of the junctions. From the size of the Josephson junction the first minimum in the Fraunhofer pattern is expected at a magnetic field of 2mT . This should also apply to the Josephson junctions in the SQUID experiment. We assume that the absence of a Fraunhofer pattern in the SQUID experiment is due to the large inhomogeneity of the impressed current referring to the position of the two junctions. This effect is under further investigation.

We also calculate the field sensitivity for the interval between 1 and 4 s the same way as the current sensitivity in the SQUID experiment. This is shown in Fig. 5. The spikes are due to single flux jumps. Coming from positive external fields the field sensitivity at first increases at $B_{\text{ext}} = -0.5 \mu\text{T}$ to about $11 \text{nT}/\Phi_0$ and then jumps to $260 \text{nT}/\Phi_0$ at $B_{\text{ext}} = -0.7 \mu\text{T}$. During one measurement with a fixed field amplitude and frequency, the behaviour of the magnetometer is reproducible. The changes of the field sensitivity do always appear at the same external fields.

As the voltage swing of the modulation with the high-field sensitivities is the same as the voltage swing of the ordinary magnetometer modulation, the SQUID still seems to operate fine. So the reason for the strange modulation must be another one than exceeding the critical current density in the SQUID loop which we saw in the SQUID

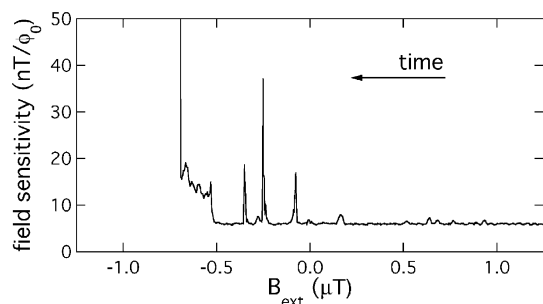


Fig. 5. Field sensitivity of the magnetometer in dependence of the external magnetic field B_{ext} . The jump to $260 \text{nT}/\Phi_0$ at $B_{\text{ext}} = -0.7 \mu\text{T}$ is cut-off for better viewing.

experiment. A known effect is the penetration of grain boundaries by flux vortices due to external fields and currents [5]. In every directly coupled SQUID magnetometer with grain-boundary junctions and a single pickup loop, the pickup loop has to pass the bicrystal line two times if, as usual, the bicrystal line is in the middle of the substrate and one wants to utilize the whole substrate area. In our design there are two vias over the bicrystal line, one 3mm wide and one about 1mm wide. If the external field B_{ext} passes a critical value, so that vortices start to penetrate the grain boundary of the pickup loop, the vortices are pulled in one direction by the Lorentz force of the induced current I_p [6]. With every fluxon that enters (or leaves) the pickup loop, shielding current is lost and can not couple flux into the SQUID loop. To observe the large field sensitivity of $260 \text{nT}/\Phi_0$ about $7200 \Phi_0/\text{s}$ have to enter the pickup loop.

4. Conclusion

We observe changes of the sensitivity of stripline DC-SQUIDs and directly coupled DC-SQUID magnetometers when applying impressed currents and external magnetic fields respectively. From our experiments we assume that one limitation of directly coupled DC-SQUID magnetometers in AC fields is the penetration of flux vortices into the pickup loop. If flux vortices enter the grain boundary vias of the pickup loop, the magnetometer sensitivity changes to various values, what could effect the linearity of the device as well as the field noise.

References

- [1] H.-J. Barthelmess et al., (Eds.), Proceedings of the 12th International Conference on Biomagnetism, vol. 927, 2000.
- [2] H.-J. Barthelmess, M. Halverscheid, B. Schievenhövel, E. Heim, M. Schilling, R. Zimmermann, IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 (2001) 657.
- [3] E. Dantsker, S. Tanaka, P.-Å. Nielsson, R. Kleiner, J. Clarke, Appl. Phys. Lett. 69 (1996) 4099.
- [4] S. Krey, H.-J. Barthelmess, M. Schilling, J. Appl. Phys. 86 (1999) 6602.
- [5] S. Hirano, H. Oyama, S. Kuriki, T. Morooka, S. Nakayama, Appl. Phys. Lett. 78 (2001) 1715.
- [6] Y.M. Zhang, D. Winkler, P.-Å. Nielsson, T. Claeson, Phys. Rev. B 51 (1995) 8684.

Die in (V9) bereits nahegelegte Vermutung, dass der limitierende Effekt des Magnetometers nicht der kritische Strom der SQUID-Schleife sondern das Eindringen von Fluss in die Korngrenzenüberführung ist, lässt sich noch auf andere Weise verifizieren.

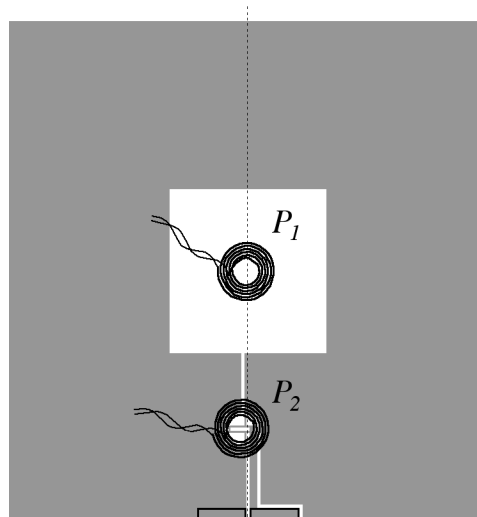


ABBILDUNG 5.3: Versuchsanordnung zur Erzeugung lokaler Magnetfelder innerhalb des Sensorbereiches.

In Abbildung 5.3 ist schematisch eine Versuchsanordnung gezeigt, in der eine kleine Drahtspule an verschiedenen Positionen $P_{1,2}$ auf einem Magnetometer positioniert wird. Die Spule hat 30 Windungen und einen Außendurchmesser von etwa 1.5 mm. Der Lochdurchmesser beträgt etwa 0.5 mm. Ein durch diese Spule erzeugtes Feld koppelt nun an den beiden Positionen unterschiedlich in das Magnetometer ein.

In P_1 arbeitet das Magnetometer in üblicher Weise: der überwiegende Teil des durch die Spule erzeugten Flusses wird durch die Aufnehmerschleife in einen Strom konvertiert und so in die SQUID-Schleife eingekoppelt. In P_2 ist die kleine Spule über der SQUID-Schleife positioniert. Der Großteil des erzeugten Flusses sollte also direkt in die SQUID-Schleife einkoppeln und nur einen vergleichsweise geringen Strom in der Aufnehmerschleife induzieren.

Wird an beiden Positionen eine Spannungs-Fluss-Kennlinie aufgenommen, sollten sich ähnliche Effekte zeigen wie in (V9). Die Kennlinie in Position P_1 sollte der des Magnetometerexperimentes entsprechen. Der ansteigende Strom in der Aufnehmerschleife führt schließlich zu einem Durchrutschen von Vortices und damit zu einer schlechteren Feldempfindlichkeit. In der Position P_2 sollte ab einem durch die Spule erzeugten kritischen Feld die Supraleitung in der SQUID-Schleife durch eingedrungene Vortices zusammenbrechen. Im Unterschied zum SQUID-Experiment in (V9) werden die Vortices hier allerdings direkt durch ein Magnetfeld und nicht durch einen Strom erzeugt. In Abbildung 5.4 sind die entsprechenden Messungen gezeigt.

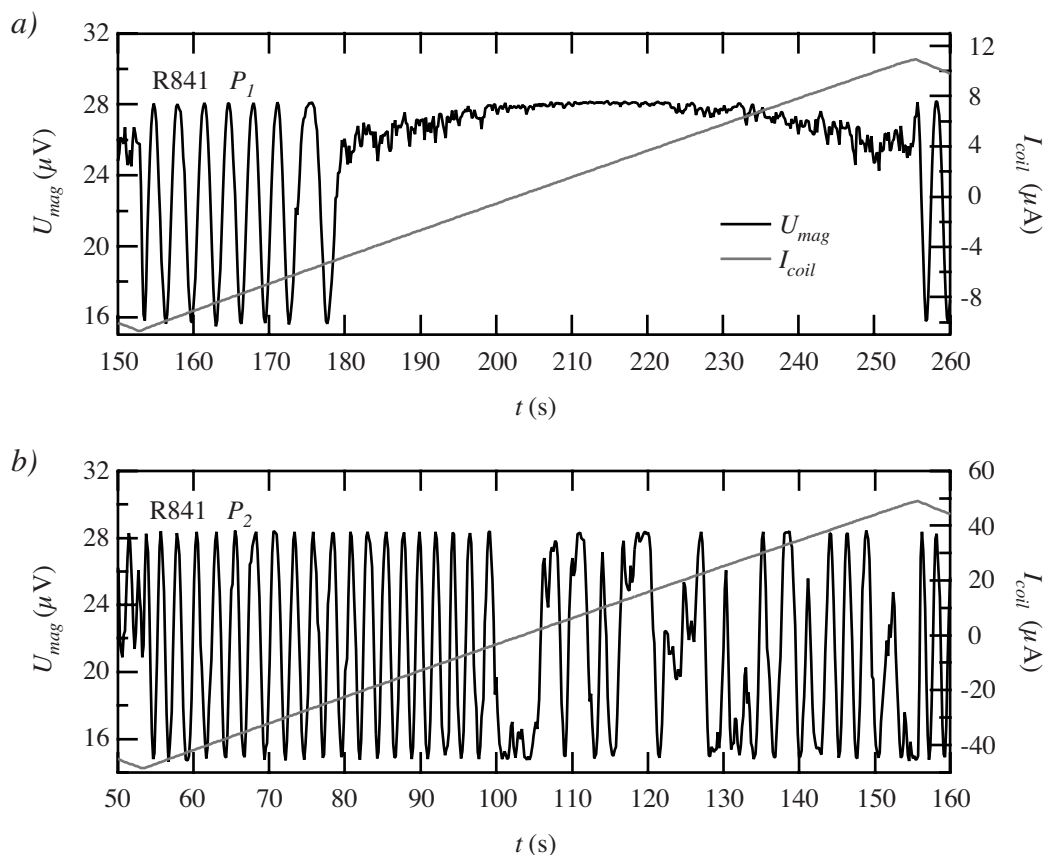


ABBILDUNG 5.4: Spannungs-Fluss-Kennlinien des Magnetometers R841 (Bauform DSC12) mit der kleinen Spule *a*) in Position P_1 und *b*) in Position P_2 . I_{coil} bezeichnet den Strom durch die Spule.

Das Magnetometer R841 in der Bauform DSC12, an dem diese Messungen vorgenommen wurden, ist sehr empfindlich für das Eindringen von Fluss. Messungen in homogenen Magnetfeldern zeigen, dass bereits ab einer Feldänderung von etwa 30 nT Fluss in die Aufnehmerschleife eindringt. Die Kennlinie in Abbildung 5.4 *a*) bestätigt dies. Nach einer Flussänderung von etwa sechs Flussquanten in der SQUID-Schleife beginnt sich die Modulation zu verändern. Bei einer Feldempfindlichkeit von $5.6 \text{ nT}/\Phi_0$ entspricht dies in etwa einem homogenen externen Feld von 34 nT.

Weiterhin zeigt Abbildung 5.4 *a*) deutlich das typische Verhalten für Fluss, der über die Korngrenzenüberführungen in die Aufnehmerschleife eindringt. Ab etwa 180 s ist der Beginn einer großen Modulation wie im Magnetometerexperiment in (V9) zu erkennen.

Ein völlig anderes Verhalten zeigt Abbildung 5.4 *b*). Ab etwa 100 s beginnt eine starke Fluktuation der Magnetometerspannung. Vergleichbares ist in Abbildung 3 in (V9) als stark schwankende Stromempfindlichkeit bei hohen positiven Strömen zu erkennen.

Die Ursache für die Nichtlinearitäten der Magnetometerempfindlichkeit in externen magnetischen Wechselfeldern ist also der in der Aufnehmerschleife induzierte Strom.

Experimente an Magnetometern ohne Korngrenzenüberführungen haben gezeigt, dass diese sehr große magnetische Wechselfelder verkraften, ohne dass eine Empfindlichkeitsänderung auftritt [52]. Die Schwachstellen sind demnach die Korngrenzenüberführungen.

Hier zeigt sich deutlich der Nachteil der Verwendung von Bikristallsubstraten. Durch die festgelegte Position der Korngrenze und damit auch der Josephson-Kontakte lassen sich diese Schwachstellen nicht vermeiden. Wünschenswert wäre etwa eine Korngrenze in einer Ecke des Substrates, die es ermöglicht, die gesamte Fläche des Substrates für die Aufnehmerschleife zu nutzen, ohne die Korngrenze überqueren zu müssen. Solche Substrate sind zwar technisch herstellbar, allerdings nur zu einem Vielfachen des Preises von herkömmlichen Substraten.

Eine andere Möglichkeit, die Korngrenzen in der Aufnehmerschleife zu vermeiden, ist die Aufteilung der Aufnehmerschleife in zwei Teile, die auf beiden Seiten der Korngrenze an das SQUID ankoppeln [53]. Da der induzierte Strom aus jeder der beiden Aufnehmerschleifen aber nur in die Hälfte der SQUID-Schleife einkoppeln kann, sind bei gegebener SQUID-Induktivität die erreichbaren effektiven Flächen nur halb so groß wie in herkömmlichen Bauformen. Für den Bau sehr rauscharmer Magnetometer ist diese Option also unattraktiv.

Das Konzept des *flux dam* wurde erstmals von *Koch et al.* in [54] entwickelt. Dabei wird absichtlich eine Schwachstelle (etwa eine Mikrobrücke, Korngrenzenüberführung) in die Aufnehmerschleife eingefügt. Überschreitet der Strom in der Aufnehmerschleife nun den kritischen Strom der Schwachstelle, so wird diese normalleitend, Fluss dringt in die Aufnehmerschleife ein, der Strom fällt ab und die Schwachstelle wird wieder supraleitend. Auf diese Weise sollen große Ströme vermieden werden, die zu unkontrolliertem Eindringen von Fluss in die Aufnehmerschleife führen.

In einigen Magnetometerentwürfen, wie z.B. in [55] und [56], entstehen solche als *flux dam* funktionierenden Schwachstellen zwangsweise, sozusagen als Nebeneffekt. Ein Problem dieses Konzeptes ist der Moment des Überschreitens des kritischen Stromes der Schwachstelle. Wie in den vorangegangenen Experimenten an langen Korngrenzenüberführungen gezeigt werden konnte, ist weder die Überschreitung des kritischen Stromes einer Mikrobrücke (SQUID-Schleife) noch das Durchrutschen von Fluss entlang einer Korngrenze ein wohl definierter Prozess. D.h. der Anknüpfungspunkt nach Schließen des *flux dam* ist nicht kontrollierbar. Gerade für Messungen in un abgeschirmter Umgebung ist aber zur Störsignalunterdrückung eine präzise Bestimmung der Störfelder über mehrere Größenordnungen notwendig [57].

Schließlich bleibt noch die Anpassung der Feldverteilung der Rückkoppelspule an das Problem. Mit der Bedingung, nicht größer zu sein als der Sensor (also üblicherweise $1 \times 1 \text{ cm}^2$), muss eine Spule so gebaut werden, dass bei geschlossener Regelschleife keine großen Ströme in der Aufnehmerschleife entstehen. Dies scheint möglich und sollte als aussichtsreichste Lösung in Betracht gezogen werden.

Um die Dynamik der Vortex-Bewegung entlang der Korngrenzenüberführung deutlich zu

machen, wurden die in (V9) durchgeführten Magnetometerexperimente auch mit rechteckförmigen externen Magnetfeldern durchgeführt. Es wurde also eine Feldänderung ΔB_{ext} durch An- und Abschalten einer Helmholtz-Spule erzeugt. Die Magnetometerspannung für zwei verschieden große Feldänderungen über der Zeit zeigt Abbildung 5.5. Bei etwa 1.4 s wurde das externe Feld angeschaltet, bei etwa 8.3 s wieder abgeschaltet.

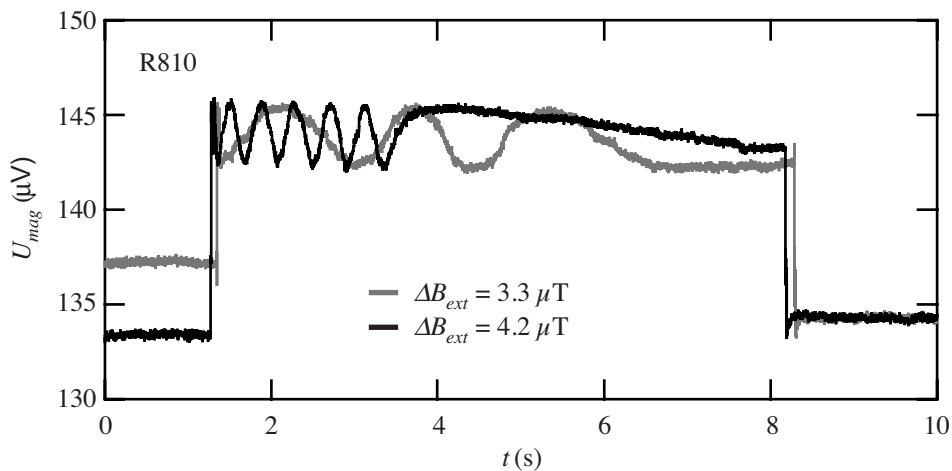


ABBILDUNG 5.5: Magnetometerspannung bei Anlegen eines rechteckförmigen Magnetfeldes mit zwei verschiedene Amplituden.

Deutlich zu sehen ist eine Modulation mit dem Modulationshub des Magnetometers. Obwohl sich das externe Feld im Zeitraum zwischen 1.4 s und 8.3 s nicht ändert, findet eine Flussänderung in der SQUID-Schleife statt. Die Magnetfeldänderung induziert einen Abschirmstrom in der Aufnehmerschleife, der zum Eindringen der Vortices in die Aufnehmerschleife und damit zum Abklingen des Stromes führt, bis schließlich keine Vortices mehr produziert werden. Der Prozess des Abklingens dauert offensichtlich einige Sekunden und führt dadurch zu der beobachteten Modulation.

Aus der Frequenz der Modulationen lässt sich für verschiedene Schaltfelder ΔB_{ext} die Anzahl N der Flussquanten berechnen, die pro Sekunde in die Aufnehmerschleife eindringen. Die Frequenz wurde dabei aus den ersten beiden auswertbaren Modulationen nach Einschalten des Feldes bestimmt.

Wie Abbildung 5.6 zeigt, skaliert N mit der Größe des Schaltfeldes. Dies ist durchaus zu erwarten, da mit größeren Feldänderungen auch höhere Ströme und damit stärkere Lorentz-Kräfte auf die Vortices wirken. Demnach müsste auch die Dauer des Abklingens, bzw. die Anzahl der Modulationen mit ΔB_{ext} skalieren, was aber nicht beobachtet wird. Vermutlich ist der Einschaltvorgang nicht definiert genug, und es bleibt unklar, wieviel Fluss bereits während des kurzen Feldanstiegs in die Aufnehmerschleife eindringt.

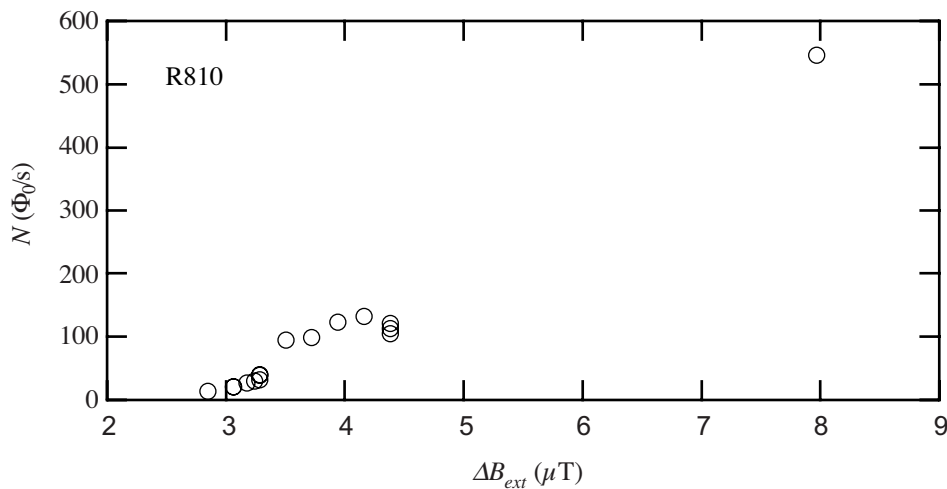


ABBILDUNG 5.6: Zahl der Flussquanten, die pro Sekunde in die Aufnehmerschleife eindringen, in Abhängigkeit von der Amplitude des Schaltfeldes.

So erklärt sich auch die Diskrepanz zu dem in (V9) berechneten Wert von $7200 \Phi_0/s$, abgesehen davon, dass dort durch die kontinuierliche Feldänderung während des Flusseindringens in die Aufnehmerschleife eine andere Situation herrscht als in diesem Experiment.

5.5 Magnetometer in magnetischen Querfeldern

Werden mehrere Magnetometer zu einem Gradiometersystem zusammengefasst, so geschieht dies unter der Annahme, dass es sich bei den Sensoren um reine Vektormagnetometer handelt, es also nur Magnetfeldabhängigkeiten in eine Richtung (senkrecht zur Substratebene) gibt. Da die verwendeten dc-SQUID-Magnetometer aus supraleitenden Schichten von 120 nm Dicke bestehen, ist nicht auszuschließen, dass auch Felder parallel zur Substratebene Signale erzeugen. Desweiteren muss die Linearität der Sensoren über den ganzen Raumwinkelbereich gewährleistet sein. Es stellt sich also die Frage, ob magnetische Querfelder, die in unabgeschirmter Umgebung nicht vermeidbar sind, einen Einfluss auf die Leistungen eines Magnetometers haben [58].

Um das zu untersuchen, wurde das bereits in Abschnitt 5.1 erwähnte Helmholtz-Spulensystem mit drei orthogonalen Helmholtz-Spulen verwendet. Mit drei unabhängigen Stromquellen lassen sich so Magnetfeldvektoren in beliebiger Richtung homogen über die Sensorfläche erzeugen. Mit Spulendurchmessern von 7.6 cm, 9 cm und 10.6 cm ergibt sich ein berechneter mittlerer Amplitudenfehler des Feldes von nur 0.07% über ein Volumen von $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ im Zentrum aller drei Spulen.

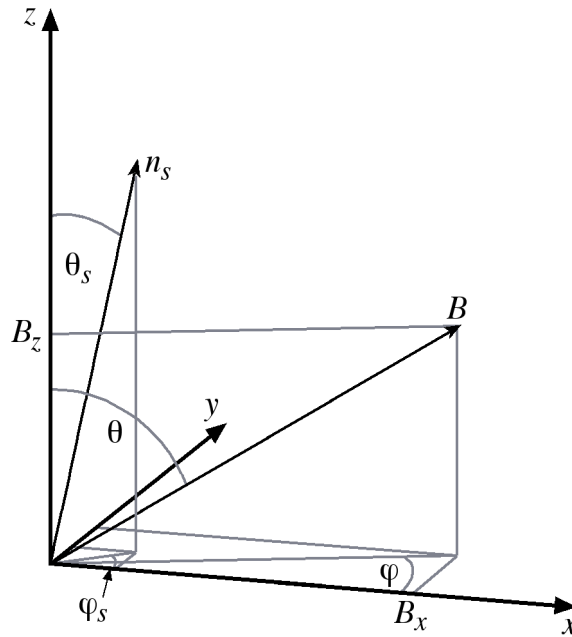


ABBILDUNG 5.7: Winkeldefinition für die Richtung des Magnetfeldes B (θ , φ) und die Verkippung der Sensornormalen n_s (θ_s , φ_s).

Um den genauen Winkel des Magnetfeldes relativ zur Substratoberfläche angeben zu können, muss eine eventuelle Verkippung des Sensors im Spulensystem bzw. relativ zum Magnetfeldvektor berücksichtigt werden. In Abbildung 5.7 sind die Winkelbezeichnungen für das angelegte Magnetfeld und die Verkippung des Sensors gezeigt.

Da eine mögliche Querfeldempfindlichkeit der Magnetometer bestimmt werden soll, bleibt in den folgenden Betrachtungen die B_z -Komponente des angelegten Feldes konstant. Eine Winkeländerung von θ und φ erfolgt also durch Veränderung von B_x und B_y bei konstantem B_z nach folgenden Gleichungen:

$$\begin{aligned} B_x &= B_z \cos(\varphi) \tan(\theta) \\ B_y &= B_z \sin(\varphi) \tan(\theta) \\ B_z &= \text{const} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Um Winkel nahezu senkrecht zur Sensornormalen zu erhalten, werden entsprechend große Felder in x - und y -Richtung angelegt. Unter der Annahme, es handle sich bei den untersuchten Magnetometern um reine Vektormagnetometer, lässt sich das Ausgangssignal B_s der Sensoren mit $|B| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned} B_s &= |B| \sin(\theta) \cos(\varphi) \sin(\theta_s) \cos(\varphi_s) + |B| \sin(\theta) \sin(\varphi) \sin(\theta_s) \sin(\varphi_s) \\ &\quad + |B| \cos(\theta) \cos(\theta_s) \end{aligned} \quad (5.3)$$

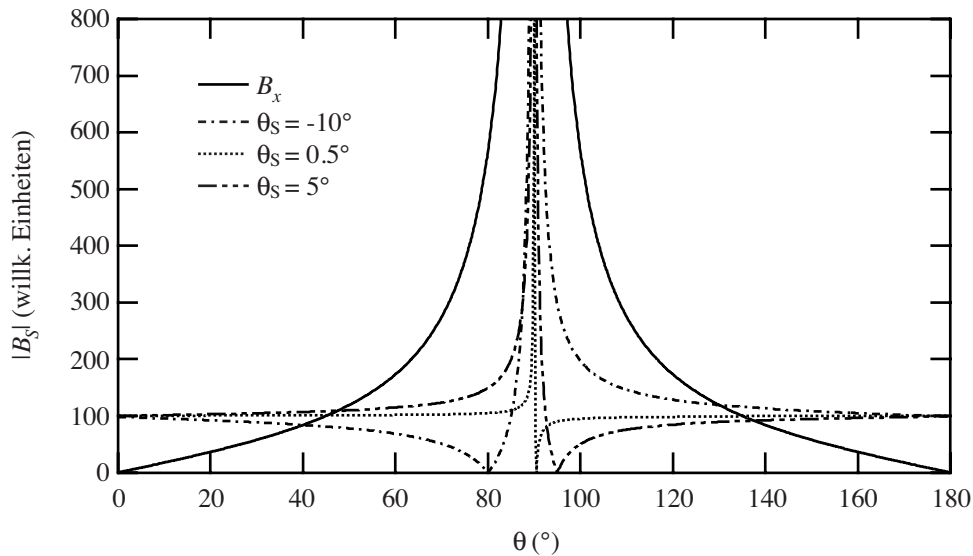


ABBILDUNG 5.8: Berechnetes Ausgangssignal B_s des Sensors in Abhängigkeit des Magnetfeldwinkels θ für verschiedene Sensorverkipnungen θ_s . Der Winkel $\theta_s = -10^\circ$ entspricht den Winkeln $\theta_s = 10^\circ$ und $\varphi_s = 180^\circ$. In allen Fällen ist $B_y = 0$ und $B_z = 100$. Deutlich zu sehen sind die Nullstellen bei den Winkeln θ , die gerade der Sensorverkippfung entsprechen.

Abbildung 5.8 zeigt die mit Gleichung (5.3) berechneten Sensorsignale B_s für verschiedene Winkel θ_s in Abhängigkeit des Magnetfeldwinkels θ . Die starke Änderung von B_s abhängig vom Verkippfungswinkel erlaubt die Bestimmung dieser Verkippfung. Gleichzeitig lässt sich mit dieser Methode der Einfluss von großen Querfeldern auf die Sensoren überprüfen, indem Messdaten mit den aus Gleichung (5.3) ermittelten Daten verglichen werden.

Die Messungen werden durchgeführt, indem das Magnetfeld für verschiedene Magnetfeldwinkel θ bis zu einem bestimmten B_z erhöht wird. Der Steuerstrom durch das Magnetometer wird dabei so gewählt, dass die Magnetometerspannung maximale Modulation zeigt. Von Messungen innerhalb einer geschlossenen Regelschleife wurde abgesehen, da dann der Einfluss einer möglichen Verkipfung der Rückkoppelspule nicht ausgeschlossen werden kann.

Für jeden Winkel θ wird nun eine Spannungs-Fluss-Kennlinie aufgenommen, die auf die B_z -Achse projiziert wird. Aus der $U(B_z)$ -Modulation lässt sich dann die projizierte effektive Fläche A_{proj} ermitteln und mit den berechneten Werten vergleichen. Diese projizierte effektive Fläche ist dann ein Maß für das Sensorsignal B_s in Gleichung (5.3).

Das Magnetometer R822 der Bauform DSC12 wurde auf diese Weise untersucht. Für 18 verschiedene Winkel φ zwischen 0° und 360° wurde θ jeweils in 5° Schritten von 0° bis 180° variiert. Bei jeder Winkelkombination wurde eine $U(B_z)$ -Kurve aufgenommen, aus welcher A_{proj} ermittelt wurde. Das gekapselte Magnetometer wurde dabei absichtlich verkippt in die

Mitte des Helmholtz-Spulensystems eingebaut.

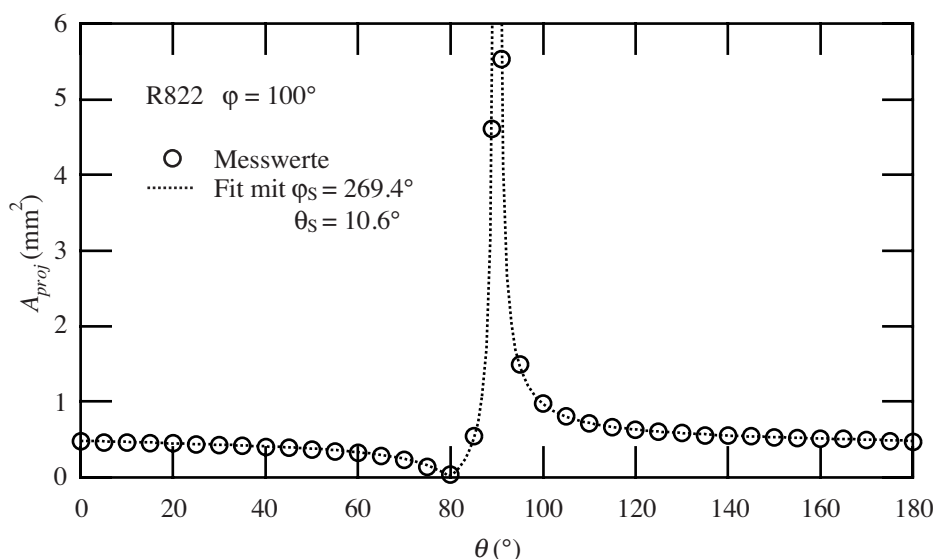


ABBILDUNG 5.9: Messdaten und Fit der projizierten effektiven Fläche A_{proj} in Abhängigkeit von θ bei $\varphi = 100^\circ$.

In Abbildung 5.9 ist eine Messung bei einem festen Winkel $\varphi = 100^\circ$ mit dem entsprechenden Fit dargestellt. Für alle Winkel ergeben sich bei den Parametern $\varphi_S = 269.4^\circ \pm 0.25^\circ$ und $\theta_S = 10.6^\circ \pm 0.18^\circ$ die geringsten Abweichungen. Die effektive Fläche des Magnetometers lässt sich sehr genau bestimmen und ergibt sich zu $A_{eff} = 0.491 \text{ mm}^2 \pm 0.011 \text{ mm}^2$. Die B_z -Komponente wurde für jeden Messpunkt um etwa 13 nT erhöht. Bei $\theta = 89^\circ$ und $\varphi = 100^\circ$ benötigt man dann nach Gleichung 5.2 eine B_y -Komponente von 734 nT. Die Querfelder sind also in der Größenordnung erwarteter Störfelder von ca. $1 \mu\text{T}$.

Im Rahmen der Messgenauigkeit konnte über den gesamten Raumwinkelbereich keine Querfeldabhängigkeit des Magnetometers festgestellt werden. Die hier vorgestellte Methode eignet sich sehr gut zur Fehlwinkelbestimmung von Magnetometern relativ zu einem Helmholtzspulensystem bzw. relativ zueinander. In Gradiometersystemen ist die Kenntnis solcher Fehlwinkel besonders wichtig, um eine gute Störfeldunterdrückung zu gewährleisten. Außerdem lässt sich die effektive Fläche mit dieser Methode unabhängig von einem eventuellen Fehlwinkel zur Messspule bis auf $1/1000 \text{ mm}^2$ bestimmen [59].

6 Biomagnetische Messungen mit einem Mehrkanalsystem

Um die Einsatzfähigkeit der Sensoren innerhalb eines Mehrkanalsystems zu demonstrieren, wurde ein 8-Kanalsystem mit dem Ziel aufgebaut, biomagnetische Messungen in zunächst moderat geschirmter Umgebung durchzuführen.

Die beiden bestuntersuchten biomagnetischen Signale sind das Magnetoenzephalogramm (MEG) und das Magnetokardiogramm (MKG). Das MEG ist ein wichtiges Instrument in der Grundlagenforschung und ermöglicht Einblicke in die Hirnfunktionen in Echtzeit. Aufgrund der kleinen Signale mit Amplituden von typischerweise 100 fT und der Notwendigkeit, viele Sensoren zu verwenden (in sog. Helmsystemen wird außer dem Gesichtsfeld und dem Halsbereich der gesamte Raumwinkelbereich mit mehreren hundert Sensoren abgedeckt), ist dies eine Domäne der Niob-basierten SQUID-Magnetometer und Gradiometer, die Rauschwerte von unter $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei einigen Hz erreichen. Schon das Eigenrauschen der Probanden oder Patienten ist hierbei hinderlich. Messungen in unabgeschirmter Umgebung kommen daher kaum in Frage.

Das MKG ist dagegen eine Diagnosemöglichkeit, die durchaus mit $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -basierten Magnetometersystemen realisiert werden kann. Die Signale sind mit etwa 50 pT groß genug, um mit geeigneten Störfeldunterdrückungen auch in unabgeschirmter Umgebung gemessen werden zu können.

6.1 Magnetokardiogramm

Das Magnetokardiogramm zeichnet die magnetischen Signale des Reizbildungs- und Reizleitungssystems des Herzens auf. Die Sensoren werden dabei über dem Brustkorb positioniert, wobei das Herz im Wesentlichen wie eine Stromquelle erscheint, deren Richtung und Amplitude sich zeitlich ändert. Das einfachste Modell, das Herz elektromagnetisch zu beschreiben, ist daher die Dipolnäherung [60]. Die Signale werden dabei auf einen einzigen Stromdipol zurückgeführt. Die Realität ist wesentlich komplizierter, und in aktuellen Modellen wird die Anatomie des Herzens immer mehr berücksichtigt, um aus den MKG-Daten auf die Stromverteilung im Gewebe zurückzuschließen [61-64].

Der im Folgenden beschriebene Ablauf der Erregung im Herzen und das daraus resultierende Signal sind in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt (siehe z.B. auch [65]). Die Bezeichnungen, die das MKG Signal beschreiben, sind dem EKG entnommen und historisch gewachsen.

Der zentrale Pulsgeber des Herzrhythmus' ist der Sinusknoten, dessen Erregung sich über die Vorhofmuskulatur bis zum Atrioventrikularknoten (AV-Knoten) ausbreitet. Diese Erregungsausbreitung dauert etwa 80 ms und wird im MKG als P-Welle bezeichnet. Der AV-Knoten verzögert nun die Reizweiterleitung um ca. 80 ms (PQ-Strecke), damit die

mechanische Kontraktion der Vorhöfe abgeschlossen werden kann, während derer das Blut in die Herzkammern fließt.

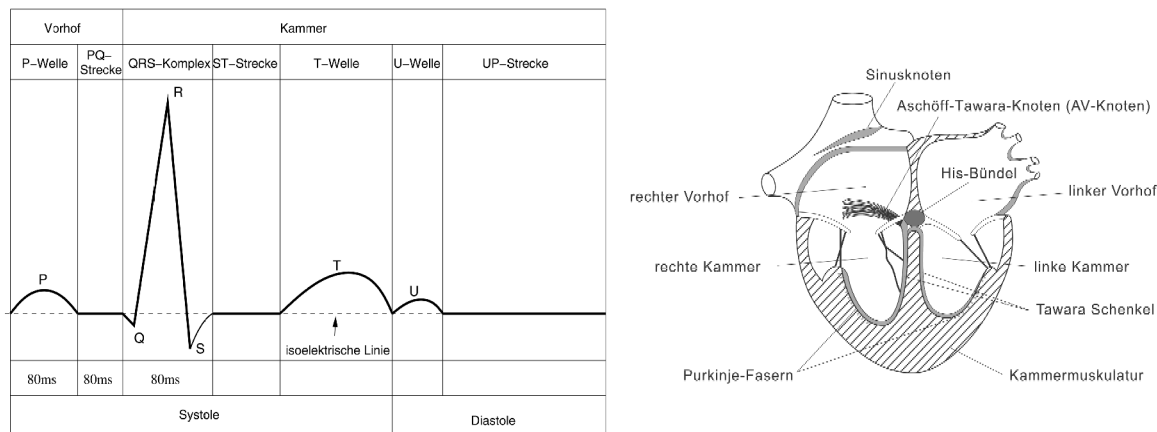


ABBILDUNG 6.1: Bezeichnungen und schematische Form eines MKG-Signals und die Anatomie des Herzens. Die angegebenen Zeiten sind Richtwerte.

Das größte elektrische und magnetische Signal (QRS-Komplex) entsteht nach der Weiterleitung der Erregung vom AV-Knoten über das HIS-Bündel und die Tawara-Schenkel an die Purkinje-Fasern durch die Polarisierung der Kammermuskelzellen. In der nun einsetzenden Kontraktion der Kammern (ST-Strecke) wird das Blut in den Körper gepumpt. Die Repolarisation der Herzkammerzellen führt dann zur T-Welle mit einer Kammernachschwankung (U-Welle) während der Erschlaffungsphase (UP-Strecke).

Je nach Lage des Herzens und Position der Sensoren können einige Wellen und Zacken im MKG nicht zu sehen sein und unterschiedliche Amplitudenverhältnisse haben. Aus diesem Grund ist es erstrebenswert, mit den Sensoren bei einer Messung eine große Fläche über dem Brustkorb abzudecken, um eine möglichst vollständige Magnetfeldinformation zu erhalten.

Die Aussagekraft des MKG in der kardiologischen Diagnose ist Gegenstand der aktuellen Forschung. Dabei stellt sich die primäre Frage, was das MKG für Vorteile gegenüber dem bereits lange etablierten EKG liefern kann. Es gibt Anzeichen, dass die magnetischen Daten in bestimmten Fällen bessere und zuverlässigere Diagnosen ermöglichen als die elektrischen Daten [66-70].

6.2 Systemaufbau und biomagnetische Messungen

Es wurde ein Mehrkanalsystem aufgebaut, das die Vorteile, die sich durch die Verwendung von HTS-Magnetometern ergeben, möglichst gut ausnutzt. So erlaubt die Kühlung mit flüssigem Stickstoff den Bau von kleinen, unkomplizierten und preiswerten Kryostaten [71]. Weiterhin sollte eine robuste Kapselung der Magnetometer eine hohe Flexibilität der Magnetometerpositionen innerhalb des Systems ermöglichen. Verschiedene Magnetometer- und Gradiometer-Konfigurationen lassen sich so innerhalb von kurzer Zeit testen.

Die in Veröffentlichung (V7) vorgestellten biomagnetischen Messungen wurden in der Abschirmkammer des Instituts für Physiologie im Universitätskrankenhaus-Eppendorf (UKE) in Hamburg durchgeführt. Dort werden mit zwei niobbasierten 31-Kanal Systemen überwiegend MEG-Daten zur Schmerzforschung aufgenommen. In Abbildung 6.2 ist durch die geöffnete Tür der Abschirmkammer auf der linken Seite der Kryostat eines Niobsystems zu sehen, rechts das wesentlich kleinere HTS-System in einer schwarzen Kunststoffhalterung.



ABBILDUNG 6.2: Blick in die Abschirmkammer des Instituts für Physiologie im UKE mit eingebautem und messbereitem HTS-System in der schwarzen Kunststoffhalterung.

Die Abschirmkammer besitzt zwei Lagen MUMETALL und eine Lage Kupfer. Es werden laut Hersteller in der Mitte der Kammer bei Frequenzen von 10 Hz Abschirmwerte im Bereich von einem Faktor 5000 erreicht.

Die im HTS-System verwendeten Magnetometer waren in den Bauformen DSC8 und DSC12 hergestellt und arbeiteten im Rahmen der Messungen sehr zuverlässig.

Low-noise biomagnetic measurements with a multichannel dc-SQUID system at 77 K

H.-J. Barthelmess, M. Halverscheid, B. Schiefenhövel, E. Heim, M. Schilling, R. Zimmermann

Abstract— Directly coupled dc-SQUID magnetometers made from the high-temperature superconductor (HTS) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ on symmetric 24° and 30° SrTiO_3 -bicrystals have been optimized for low-noise operation in static magnetic fields. These magnetometers are encapsulated, for reliable operation in liquid nitrogen. In our small glass cryostat, allowing even mobile applications, up to 24 magnetometers can be mounted in three levels for gradiometer arrangements. With first-order gradiometers an external noise suppression of more than a factor of 100 is achieved. In a magnetically shielded chamber we find a typical noise $\sqrt{S_B}(77\text{K}, 10\text{ Hz})$ of less than $50\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ and low-noise magnetocardiograms are recorded. Due to the low noise of the dc-SQUID sensors also electrically stimulated magnetoencephalography measurements were possible.

Keywords— dc-SQUIDS, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Biomagnetism

I. INTRODUCTION

AFTER the demonstration of biomagnetic measurements with single channel HTS systems, the next system generation provides the simultaneous multichannel measurement for spatial resolution of a magnetic field distribution, as developed in the last years [1], [2], [3]. Here, a new, small biomagnetic system, currently equipped with 8 low noise dc-SQUID Sensors, for operation with liquid nitrogen has been constructed. The complete system with the electronics in the background is depicted in Fig. 1. The dc-SQUID magnetometers are designed for operation in static magnetic fields up to at least $50\text{ }\mu\text{T}$ without an increase of the low-frequency noise, by patterning the whole of each device with 5 micrometer diameter holes, resulting in 6 micrometer maximum linewidth [4]. For the high quality biomagnetic measurements shown here we operated the system in a magnetically-shielded room. Inside this chamber the system can be shifted in its gantry to five positions so that up to 40 sensor positions can be measured successively. We employ the encapsulated dc-SQUID magnetometers operated in liquid nitrogen to demonstrate mapping measurements of magnetocardiographic (MCG) fields of the human heart and measurements of somatosensory evoked signals for magnetoencephalography (MEG).

Manuscript received September 18, 2000.

M. Schilling, +49 (40) 42838-3629, fax +49 (40) 42838-4368, schilling@physnet.uni-hamburg.de.

H.-J. Barthelmess, M. Halverscheid, B. Schiefenhövel, E. Heim, and M. Schilling are with the Institut für Angewandte Physik und Zentrum für Mikrostrukturforschung, Universität Hamburg, Jungiusstraße 11, D-20355 Hamburg, Germany, R. Zimmermann is with the Universitätsklinik Eppendorf, Martinistraße 52, D-20246 Hamburg, Germany.

This work has been supported by the Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie, Federal Republic of Germany, under contract number 13N7323/8.

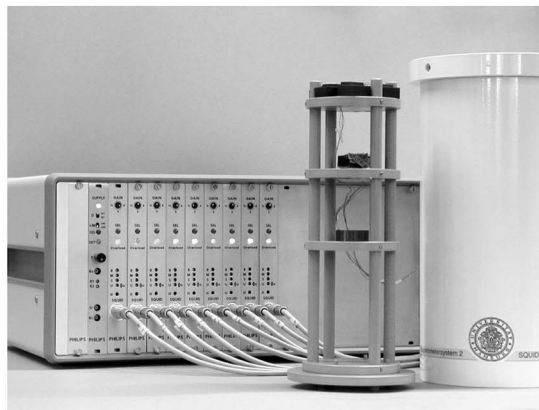


Fig. 1. Photograph of the HTS multichannel-system. On the left the multichannel SQUID electronics is depicted. In the center the magnetometer holder is shown. The cryostat at the right edge is about 400 mm high with an outer diameter of 140 mm.

II. MULTICHANNEL-SYSTEM CONFIGURATION

A. HTS dc-SQUID Magnetometers

As sensors we employ directly coupled dc-SQUID magnetometers based on symmetric 24° and 30° SrTiO_3 bicrystal substrates with all wide $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ lines perforated with holes to reduce vortex-induced low frequency noise when cooled and operated in static magnetic fields. Our HTS-dc-SQUIDS achieve a magnetic noise level below $50\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 10 Hz [5]. The difference between 24° and 30° SrTiO_3 bicrystal substrates is rather small, with a tendency of Josephson junctions on 30° SrTiO_3 bicrystals to have a higher normal state resistance and in proportion smaller critical currents. The noise performance of dc-SQUID magnetometers on both kinds of bicrystals is comparable. The sensors are encapsulated for protection against moisture during warm-up. The housings also contain a heater and the feedback-coil for flux-locked loop operation. The heating procedure for one sensor takes less than 2 minutes with a power of about 1 W. The construction is depicted in Fig. 2. Inside the shielding chamber we used magnetometer sensors instead of a gradiometer configuration. Consequently, low lying biomagnetic sources can also be detected, which otherwise would be attenuated significantly.

658

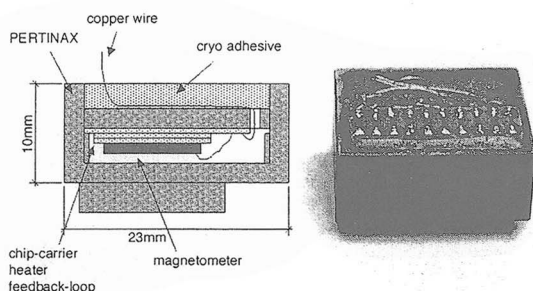


Fig. 2. Housing made from *Pertinax*TM and sealed with epoxy used for encapsulation of the dc-SQUID magnetometer chips.

B. Cryostat and Electronics

The sensors are mounted in a small, mobile cryostat with a distance of about 30 mm between the outside of the cryostat and the sensors. This rather large distance results from using a glass cryostat which reduces the cryogenic system costs to below 400 US\$. The outer dewar dimensions are comparable to our handheld dc-SQUID system [6]. But here the cryostat contains 1.5 l liquid nitrogen resulting in a measurement time of up to 40 hours. The cool-down of the whole system is completed in about 5 minutes. Here, for the use in shielded environment only the bottom plane is equipped with 8 sensors. For operation in unshielded environment the system can be equipped with up to 24 sensors in three planes to realize second order gradiometers. We use an 8 channel commercial electronics from Philips with ac-bias and flux modulation at 250 kHz [1]. The analog signals are digitized and evaluated with a commercial data acquisition system from Neuroscan. The MCG-mapping (see below) is calculated using the *CURRY*TM software [7] with a software low-pass filter of 70 Hz bandwidth.

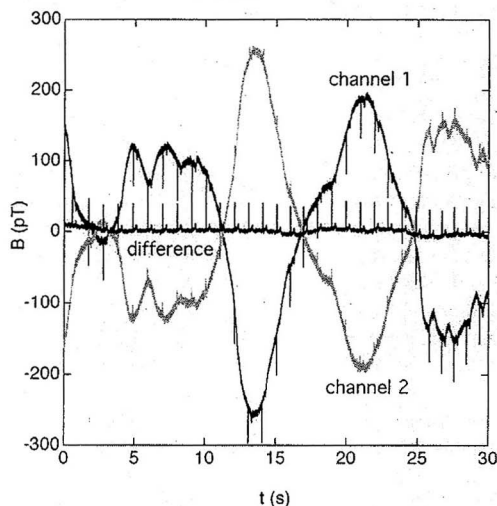


Fig. 3. Measured time traces of two magnetometers and their electronic difference signal for the axial first-order gradiometer.

In Fig. 3 the unfiltered MCG time traces of two channels in axial first-order gradiometer configuration are shown. Channel 1 is inverted for better overview. For these measurements sensors in the two lowest planes of the sample holder were used in a distance of 7 cm. The measurement was made inside the magnetically shielded chamber. In the difference signal the low-frequency noise can be suppressed by a factor of about 100. As can be seen in Fig. 3, the heart signal is also present in the channel 2 trace with an amplitude of about 19 pT. With a signal amplitude in channel 1 of about 57 pT, more than 30 % of the amplitude of the measuring signal are lost due to the subtraction of both sensor signals despite the quite large sensor distance of 7 cm.

C. Measurement Set-up

The biomagnetic measurements were performed in the magnetically shielded chamber of the University Hospital Eppendorf, Hamburg, where a low-temperature superconductor (LTS) multichannel system based on niobium and operated with liquid helium at 4.2 K is employed routinely for MEG-measurements. This has allowed the comparison of our HTS multichannel-system to a liquid helium cooled commercial LTS system from Philips on the same day with the same volunteers [8]. Our cryostat with 8 HTS-magnetometer channels is mounted in a gantry where it can be shifted horizontally to five positions. This results in 40 sensor positions for magnetic field mapping measurements. This arrangement is shown in Fig 4.

D. Biomagnetic Measurements

The MCG-measurements were made with ECG-trigger to correlate the relative time scales of the five system po-

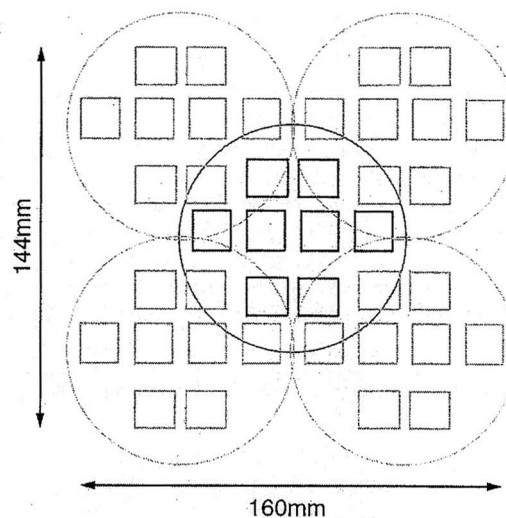


Fig. 4. Sensor arrangement in the five positions of the cryostat. From the central position the cryostat can be shifted by 6 cm to 4 further positions.

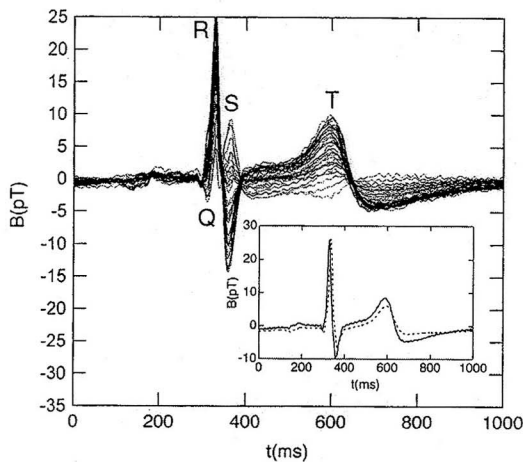


Fig. 5. Time traces of the 40 filtered channels after accumulation for 120 sec. The inset shows the comparison of one time-trace from our HTS multichannel system to a larger system equipped with niobium dc-SQUIDS operated at 4.2 K.

sitions. After measuring for 120 s in every position the time traces were averaged and for every time step the field map was calculated. One complete measurement cycle lasts less than 15 minutes. In Fig. 5 the averaged time traces of the 8 sensors for all five positions are shown. As can be seen in the inset the quality of our signal is quite the same as from a reference LTS multichannel system which was used for comparison on the same day and same volunteer. We find maximum signal amplitudes of about 25 pT in these magnetic signals of the heart. The corresponding field mapping at the time of the S-wave is depicted in Fig. 6. This time was chosen since then the

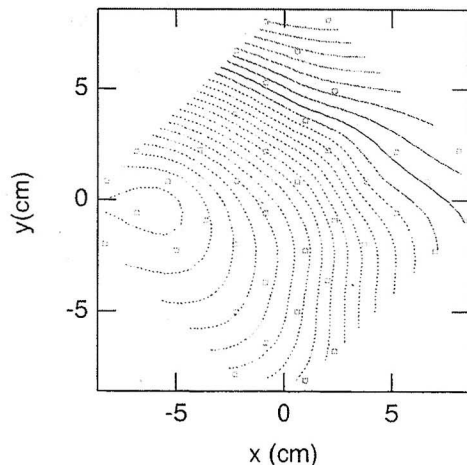


Fig. 6. Corresponding field map at the time of the S-wave. The dotted lines mark positive field direction, the solid lines negative direction. In the upper part of the depicted area the change of sign due to the dipole character of the signal can be seen.

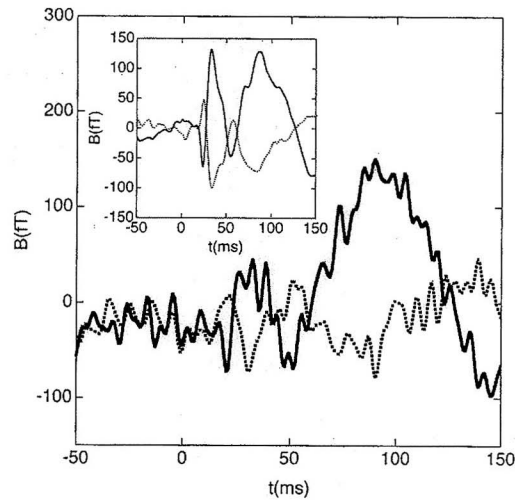


Fig. 7. MEG-signals of the electrically stimulated nervus medianus at two different positions, recorded with the HTS-system. The inset shows the reference measurements done with the LTS multichannel system.

dipole character of the heart signal can be recognized well, as depicted in Fig. 5 and 6. The map covers an area of about $144 \times 160 \text{ mm}^2$. Such an area should at least be covered to detect spatial changes in the magnetic signal due to heart diseases.

For the MEG-measurements one of the authors volunteered. Using an electric stimulus of the nervus medianus at the left hand of 4 mA at 2 Hz, evoked magnetic fields have been recorded. Figure 7 shows the signals of two channels after 2000 averages at different measurement positions (solid and dotted line) within our system with a software low-pass filter of 200 Hz bandwidth. The two signals show the positive and negative field components of the stimulated activity of the right hemisphere of the brain. The stimulation took place at 0 ms and the first response from the brain can be found about 30 ms later, with maximum amplitude around 100 ms. Reference measurements with the LTS multichannel system with average white system noise below $\sqrt{S_B} < 10 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ of the same volunteer at the same day are depicted in the inset of Fig. 7 and show almost the same temporal evolution of the signals, but with a better signal-to noise ratio [8].

III. CONCLUSIONS

We have built a handy 8-channel HTS-system with encapsulated sensors which gives us a great flexibility for sensor arrangement. The system has been working stable for half a year and allows low noise magnetocardiographic mappings with 40 sensor positions in shielded environment. Magnetoencephalographic measurements of electrically evoked magnetic signals in the brain are demonstrated as well. The current status allows the use of HTS dc-SQUID magnetometers for multichannel applica-

tions complementing LTS SQUID-systems in applications, where small mobile cryostats in moderately shielded environment are advantageous. For unshielded environment further measurements with different gradiometer arrangements are planned, which will be investigated to optimize noise cancellation.

REFERENCES

- [1] B. David, O. Dössel, V. Doormann, R. Eckart, W. Hoppe, J. Krüger, H. Laudan, and G. Rabe, "The Development of a High- T_c Magnetocardiography System for Unshielded Environment", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 7, pp. 3267–3270, June 1997.
- [2] H.J.M. ter Brake, N. Janssen, J. Flokstra, D. Veldhuis, and H. Rogalla, "Multichannel Heart Scanner based on High- T_c SQUIDs", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 7, pp. 2545–2548, June 1997.
- [3] P. Seidel, F. Schmidl, S. Wunderlich, L. Dörrer, T. Vogt, H. Schneidewind, R. Weidl, S. Lösche, U. Leder, O. Solbig, and H. Nowak, "High- T_c SQUID Systems for Practical Use", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 7, pp. 4077–4080, June 1997.
- [4] E. Dantsker, S. Tanaka, and J. Clarke, "High- T_c superconducting quantum interference devices with slots or holes: Low $1/f$ noise in ambient magnetic fields", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, 2037–2039, April 1997.
- [5] S. Krey, H.-J. Barthelmess, and M. Schilling, "Low-frequency noise and linearity of a $YBa_2Cu_3O_7$ dc superconducting quantum interference device magnetometer in static magnetic fields", *J. Appl. Phys.*, vol. 86, 6602–6604, December 1999.
- [6] M. Schilling, S. Krey, and R. Scharnweber, "Biomagnetic Measurements with an Integrated $YBa_2Cu_3O_7$ Magnetometer in a Hand-held Cryostat", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, 2749–2751, October 1996.
- [7] The CURRYTM software for display and current distribution reconstruction from magnetic field maps is available from NEUROSOFT, Inc.
- [8] H.-J. Barthelmess, M. Halverscheid, B. Schiefenhövel, E. Heim, M. Schilling, R. Zimmermann, "HTS Multichannel-System for Magnetocardiography and Magnetoencephalography", *Proceedings of BIOMAG 2000*, Helsinki, 2000, in press.

Das System arbeitete im Laufe der vorgestellten Messreihen sehr zuverlässig und unkompliziert. Auch das Verschieben des Systems innerhalb der Kunststoffhalterung und die damit verbundene Messunterbrechung bereiteten keine grundsätzlichen Probleme. Trotzdem ist es bei zukünftigen Systemen sinnvoll, die von Sensoren abgedeckte Fläche von vorneherein so groß zu gestalten, dass mindestens der gesamte Brustkorb abgedeckt wird.

Die Verteilung der Sensoren innerhalb dieser Fläche muss dabei nicht gleichmäßig sein. In Gebieten mit erhöhter Aktivität sollten die Sensoren dicht nebeneinander angeordnet sein, in anderen Regionen weiter entfernt voneinander [72]. Auf diese Weise können Sensoren eingespart werden, ohne wichtige Informationen zu verlieren.

Interessant wäre auch die Verwendung verschiedenster Gradiometeranordnungen und deren Anpassung an die jeweilige Messaufgabe. So gibt es z.B. die Überlegung, jeweils die gesamte Vektorinformation des Feldes in allen drei Raumrichtungen zu erfassen [73].

Generell sollte die Datenaufnahme, Datenverarbeitung und Auswertung in enger Zusammenarbeit mit Kardiologen erfolgen. So können schon beim Bau neuer Systeme die Anforderungen derer berücksichtigt werden, die schließlich mit den Daten arbeiten und Diagnosen stellen sollen.

Das Ziel bleibt natürlich ein HTS-Mehrkanalsystem, welches in un abgeschirmter Umgebung Magnetokardiogramme aufzeichnet, deren Qualität mit den Messungen in magnetischen Abschirmkammern vergleichbar sind.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden insgesamt 46 funktionierende $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dc-SQUID-Magnetometer auf Bikristall-Substraten in vier verschiedenen Bauformen untersucht. Aus diesen Daten konnten sowohl Ursachen grundsätzlicher Probleme ermittelt, als auch Optimierungsvorschläge für künftige Bauformen gemacht werden.

Das Verhalten der Magnetometer wurde in magnetischen Feldern untersucht, wie sie in typischen Messumgebungen auftreten.

Beim Abkühlen in statischen Feldern zeigten die Magnetometer ein erhöhtes $1/f$ -Rauschen durch sich bewegende Vortices in der supraleitenden Schicht. Dieses Eindringen von Fluss in die Schichten konnte verhindert werden, indem die maximale Strukturweite des Supraleiters auf $5.6 \mu\text{m}$ verkleinert wurde.

In magnetischen Wechselfeldern zeigten sich bei den Magnetometern Änderungen in der Flusseinkopplung, abhängig von der angelegten Feldänderung. Mit unterschiedlichen Messungen konnte festgestellt werden, dass die Überführungen der Aufnehmerschleife über die Korngrenze des Substrates die Schwachstellen sind, durch die Fluss in die Aufnehmerschleife eindringt. Diese Ergebnisse müssen im Design zukünftiger Systeme berücksichtigt werden.

In magnetischen Querfeldern zeigten die Sensoren keine Abweichung vom erwarteten Vektorsensorverhalten. Dabei wurde eine Methode entwickelt, die eine sehr genaue Bestimmung der Verkippungswinkel von Sensoren ermöglicht.

Schließlich konnte ein 8-Kanal-System gebaut werden, mit welchem biomagnetische Messungen in moderat abgeschirmter Umgebung erfolgreich durchgeführt wurden. Neben Magnetokardiogrammen mit virtuellen 40 Kanälen konnten auch Magnetoenzephalogramme der Erregung des Medianusnervs aufgenommen werden. Das System arbeitete dabei zuverlässig und war robust genug für den klinischen Einsatz.

So konnten wichtige Erfahrungen für die grundsätzliche Konzeption von Mehrkanalsystemen aus HTS-Magnetometern gesammelt werden, die in weiteren Systemen zum Tragen kommen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] *Sensors: A Comprehensive Survey, Vol. 5: Magnetic Sensors*, W. Göpel, Ed., VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim (1989).
- [2] J. P. WIKSWO, JR., *SQUID Magnetometers for Biomagnetism and Nondestructive Testing: Important Questions and Initial Answers*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **5**, 1 (1995).
- [3] A. D. WALLER, *A demonstration on man of electromotive changes accompanying the heart's beat*, J. Physiol. (London) **8**, 229 (1887).
- [4] G. M. BAUL, R. MCFEE, *Detection of the magnetic field of the heart*, Am. Heart. J. **66**, 95 (1963).
- [5] D. COHEN, E. A. EDELSACK, AND J. E. ZIMMERMAN, *Magnetocardiograms taken inside the shielded room with a superconducting point-contact magnetometer*, Appl. Phys. Lett. **16**, 278 (1970).
- [6] L. I. TITOMIR, *The remote past and near future of electrocardiology: View-point of a biomedical engineer*, Bratisl. lek. Listy **101**, 272 (2000).
- [7] J. G. BEDNORZ AND K. A. MÜLLER, *Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*, Z. Phys. **64**, 189 (1986).
- [8] J. BARDEEN, L. N. COOPER, J. R. SCHRIEFFER, *Microscopic theory of Superconductivity*, Phys. Rev. **106**, 162 (1957).
- [9] J. BARDEEN, L. N. COOPER, J. R. SCHRIEFFER, *Theory of Superconductivity*, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [10] J. Y. LEE AND T. R. LEMBERGER, *Penetration depth $\lambda_L(T)$ of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films determined from the kinetic inductance*, Appl. Phys. Lett. **62**, 2419 (1993).
- [11] F. LONDON, *Superfluids, Vol. 1*, Wiley (1950).
- [12] R. DOLL, M. NÄBAUER, *Experimental Proof of Magnetic Flux Quantisation in a Superconducting Ring*, Phys. Rev. Lett. **7**, 51 (1961).
- [13] B. S. DEEVER, JR., W. M. FAIRBANK, *Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders*, Phys. Rev. Lett. **7**, 43 (1961).
- [14] B. D. JOSEPHSON, *Possible new effects in superconductive tunneling*, Phys. Lett. **1**, 251 (1957).
- [15] W. C. STEWART, *Current-voltage characteristics of Josephson junctions*, Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968).
- [16] D. E. MCCUMBER, *Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions*, J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1968).
- [17] A. BARONE, G. PATERNO, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley, (1982).
- [18] O. A. ROSENTHAL, M. R. BEASLEY, K. CHAR, M. S. COLCLOUGH, AND G. ZAHARCHUK, *Flux focusing effects in planar thin-film grain-boundary Josephson junctions*, Appl. Phys. Lett. **59**, 3482 (1991).

-
- [19] K. ENPUKU, G. TOKITA, T. MARUO, AND T. MINOTANI, *Parameter dependencies of characteristics of a high- T_c superconducting quantum interference device*, J. Appl. Phys. **78**, 3498 (1995).
- [20] D. DRUNG, S. KNAPPE, AND H. KOCH, *Theory for the multiloop dc SQUID magnetometer and experimental verification*, J. Appl. Phys. **77**, 4088 (1995).
- [21] Y. Q. SHEN, Z. J. SUN, R. KROMAN, T. HOLST, P. VASE, AND T. FRELOFT, *Integrated high T_c superconducting magnetometer with multiturn input coil and grain boundary*, App. Phys. Lett. **67**, 2081 (1995).
- [22] D. KOELLE, A. H. MIKLICH, F. LUDWID, E. DANTSKER, D. T. NEMETH, J. CLARKE, *dc SQUID magnetometers from single layers of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* , Appl. Phys. Lett. **63**, 2271 (1993).
- [23] S. KREY, *Integrated SQUID Magnetometers with $YBa_2Cu_3O_7$ Grain Boundary Josephson Junctions for Biomagnetic Applications*, Dissertation, Universität Hamburg (1999).
- [24] B. SCHIEFENHÖVEL, *$YBa_2Cu_3O_7$ dc-SQUID Magnetometer für den Einsatz in einem 8-Kanal-System zur Messung biomagnetischer Signale*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2001).
- [25] J. CLARKE, W. M. GOUBOU, M. B. KETCHEN, *Tunnel Junction dc SQUID: Fabrication, Operation, and Performance*, J. Low Temp. Phys. **25**, 99 (1976).
- [26] P. DUTTA, P. M. HORN, *Low-frequency fluctuations in solids: 1/f noise*, Rev. Mod. Phys. **53**, 497 (1981).
- [27] M. KAWASAKI, P. CJAUDHARI, T. H. NEWMAN, A. GUPTA, *1/f noise in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconducting bicrystal grain-boundary junctions*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1065 (1992).
- [28] H.-M. CHO, R. MCDERMOTT, B. OH, K. A. KOUZNETSOV, A. KITTEL, J. H. MILLER JR., AND J. CLARKE, *Low Frequency Noise in Field Cooled Directly Coupled Magnetometers*. IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 3294 (1999).
- [29] Y. HUANG, K. L. MERKLE, *Microstructural origin of 1/f noise in high T_c bicrystal SQUID magnetometers*, Appl. Phys. Lett. **71**, 3703 (1997).
- [30] J. MANNHART, H. HILGENKAMP, B. MAYER, CH. GERBER, *Generation of Magnetic Flux by Single Grain Boundaries of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* , Phys. Rev. Lett. **77**, 2782 (1996)
- [31] D. DRUNG, *Advanced SQUID Read-Out Electronics in SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, H. Weinstock, Ed., NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 63 (1996).
- [32] M. K. WU, J. R. ASHBURN, C. J. TORNG, P. H. HOR, R. L. MENG, L. GAO, Z. J. HUANG, Y. Q. WANG, AND C. W. CHU, *Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure*, Phys. Rev. Lett. **58**, 908 (1987).
- [33] H. CLAUS, M. BRAUN, A. ERB, K. RÖHBERG, B. RUNTSCH, H. WÜHL, G. BRÄUCHLE, P. SCHWEIB, G. MÜLLER-VOGT, H. V. LÖHNNEYSSEN, *The "90K" plateau of oxygen deficient $YBaCuO$ single crystals*, Physica C **198**, 42 (1992).
- [34] J. D. JORGENSEN, B. W. VEAL, A. P. PAULIKAS, L. J. NOWIKI, G. W. CRABTREE, H. CLAUS, AND W. K. KWOCK, *Structural properties of oxygen-deficient $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , Phys. Rev. B. **41**, 1863 (1990).

- [35] Z. G. IVANOV, P. Å. NILSSON, D. WINKLER, J. A. ALARCO, T. CLAESON, E. A. STEPANTSOV, AND A. Y. TZALENTSCHUK, *Weak links and dc SQUIDS on artificial nonsymmetric grain boundaries in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , Appl. Phys. Lett. **23**, 3030 (1991).
- [36] M. SCHILLING, *Präparation und Charakterisierung von Volumenproben und dünnen Schichten aus Hochtemperatursupraleitern*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989).
- [37] J. K. HEINSOHN, D. REIMER, A. RICHTER, K. O. SUBKE, M. SCHILLING, *Interaction of process parameters in the laser deposition of $YBa_2Cu_3O_7$ films*, Physica C **299**, 98 (1998).
- [38] K.-O. SUBKE, *Multilayer technology for integrated $YBa_2Cu_3O_7$ magnetometers*, Dissertation, Universität Hamburg (1999).
- [39] K. ENPUKU, T. MARUO, AND T. MINOTANI, *Effect of large dielectric constant of $SrTiO_3$ substrate on the characteristics of high T_c dc superconducting quantum interference device*, J. Appl. Phys. **80**, 1207 (1996).
- [40] L. P. LEE, J. LONGO, V. VINETSKIY, AND R. CANTOR, *Low-noise $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ direkt-current superconducting quantum interference device magnetometer with direct signal injection*, Appl. Phys. Lett. **66**, 1539 (1995).
- [41] M. HALVERSCHEID, *Rauscharme Magnetometer aus $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ für die Anwendung in Mehrkanalsystemen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2000).
- [42] A. KAESTNER, M. VOLK, F. LUDWIG, AND M. SCHILLING, *$YBa_2Cu_3O_7$ Josephson junctions on $LaAlO_3$ bicrystals for terahertz-frequency applications*, Appl. Phys. Lett. **77**, 3057 (2000).
- [43] M. VOLK, *Ferninfrarot-Spektroskopie mit Josephson-Kontakten aus $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , Diplomarbeit, Universität Hamburg (2000).
- [44] V. FOGLIETTI, W. J. GALLAGHER, M. B. KETCHEN, A. W. KLEINSASSER, R. H. KOCH, AND R. L. SANDSTROM, *Performance of dc SQUIDS with resistively shunted inductance*, Appl. Phys. Lett. **55**, 1451 (1989).
- [45] F. KAHLMANN, W.E. BOOIJ, M. G. BLAMIRE, P. F. MCBRIEN, AND E. J. TARTE, *Transfer function and noise properties of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ direct-current superconducting-quantum-interference-device magnetometers with resistively shunted inductances*, Appl. Phys. Lett. **77**, 567 (2000).
- [46] H. BURKHARDT, *Electrical Properties of $YBa_2Cu_3O_7$ Ramp-Edge Josephson Junctions and Arrays with Different Barriers*, Dissertation, Universität Hamburg (2000).
- [47] M. KARGER, *Josephson-Kontakte in Rampengeometrie aus $YBa_2Cu_3O_7$ mit ZnO-Barrieren*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2000).
- [48] Y. P. MA AND J. P. WIKSWO, JR., *Magnetic shield for wide-bandwidth magnetic measurements for nondestructive testing and biomagnetism*, Rev. Sci. Instrm. **62**, 2654 (1991).
- [49] E. DANSKER, S. TANAKA, P.-Å. NILSSON, R. KLEINER, AND J. CLARKE, *Reduction of $1/f$ noise in high T_c dc superconducting quantum interference devices cooled in an ambient field*, Appl. Phys. Lett. **69**, 4099 (1996).

-
- [50] E. DANSKER, S. TANAKA, AND J. CLARKE, *HIGH- T_c super conducting quantum interference devices with slots or holes: Low $1/f$ noise in ambient magnetic fields*, Appl. Phys. Lett. **70**, 2037 (1997).
- [51] C. HINNRICHS, *Betrieb rauscharmer Magnetfeldsensoren in gestörter Umgebung*, Dissertation, Universität Hamburg (2002).
- [52] M. MATSUDA, S. ONO, K. KATO, T. MATSUURA, H. OYAMA, A. HAYASHI, S. HIRANO, S. KURIKI, AND K. YOKOSAWA, *High- T_c SQUID Magnetometers for Use in Moderate Magnetically-Shielded Room*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **11** (2001)
- [53] K. YOKOSAWA, S. KURIKI, S. HIRANO, H. OYAMA, D. SUZUKI AND K. TSUKADA, *Mechanisms of noise increase in direct-coupled high T_c superconducting quantum interference device magnetometers exposed to magnetic fields*, J. Appl. Phys. **90**, 4049 (2001).
- [54] R. H. KOCH, J. Z. SUN, V. FOGLIETTA, AND W. J. GALLAGHER, *Flux dam, a method to reduce extra low frequency noise when a superconducting magnetometer is exposed to a magnetic field*, Appl. Phys. Lett. **67**, 709 (1995).
- [55] F. LUDWIG AND D. DRUNG, *Low-frequency noise of improved direct-coupled high- T_c superconducting quantum interference device magnetometers in ac and dc magnetic fields*, Appl. Phys. Lett. **75**, 2821 (1999).
- [56] M. S. DILORIO, K.-Y. YANG, S. YOSHIZUMI, S. G. HAUPT, D. HARAN, R. H. KOCH, F. P. MILLIKEN, J. R. ROZEN, D. K. LATHROP, S. KUMAR, AND H. S. TRAMMELL III, *Sensitive High- T_c SQUID Magnetometers for Unshielded Operation*, IEEE Tans. Appl. Supercond. **9**, 4428 (1999).
- [57] K. KUCHENBRANDT, *Aufbau eines Zwölfkanal-Fluxgate-Gradiometers*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2000).
- [58] J.-K. HEINSOHN, R. DITTMANN, J. RODRÍGUES CONTRERAS, E. GOLDOBIN, A. M. KLUSHIN, AND M. SIEGEL, *Effect of the magnetic-field orientation on the modulation period of the critical current of ramp-type Josephson junctions*, J. Appl. Phys. **90**, 4623 (2001).
- [59] E. HEIM, *Ein 8-Kanal-System aus direkt gekoppelten $YBa_2Cu_3O_7$ -dc-SQUID-Magnetometern für biomagnetische Messungen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2001).
- [60] D. COHEN, H. HOSAKA, *Magnetic Field Produced by a Current Dipole*, J. Electrocard. **9**, 409 (1976).
- [61] J. SARVAS, *Basic mathematical and electromagnetic concepts of the biomagnetic inverse problem*, Phys. Med. Biol. **32**, 11 (1987).
- [62] C. R. JOHNSON, *Computational and Numerical Methods for Bioelectric Field Problems*, Crit. Rev. Biomed. Eng. **25** (1997).
- [63] K. SIMELIUS, J. NENONEN, R. HREN, AND B. M. HORACEK, *Electromagnetic extracardiac fields simulated with a bidomain propagation model*, Proc. 12th Int. Conf. on Biomagnetism, BIOMAG2001, 847 (2001).
- [64] K. PESOLA, *Cardiomagnetic Source Imaging*, Dissertation, Helsinki University of Technology (2000).
- [65] *Kompendium Elektromedizin: Grundlagen, Anwendungen*, Hrsg.: H. Kresse, Siemens-AG (1978).

- [66] A. LINK, P. ENDT, M. OEFF, L. TRAHMS, *Zeitreihen-Analyse von Herzsignalen zur Detektion abnormer Myokard-Aktivierung*, *Herzsch. Elektrophys.* **11**, 219 (2000).
- [67] B. HAILER AND P. VAN LEEUWEN, *Prediction of malignant arrhythmias after myocardial infarction on the basis of MCG*, Proc. 12th Int. Conf. on Biomagnetism, BIOMAG2001, 504 (2001).
- [68] O. KOSCH, P. MEINDL, U. STEINHOFF AND L. TRAHMS, *Physical aspects of cardiac magnetic fields and electric potentials*, Proc. 12th Int. Conf. on Biomagnetism, BIOMAG2001, 553 (2001).
- [69] H. VÄÄNÄNEN, P. KORHONEN, J. MONTONEN, M. MÄKIÄRVI, J. NENONEN, L. OIKARINEN, K. SIMELIUS, L. TOIVONEN, T. KATILA, *Non-invasive arrhythmia risk evaluation in clinical environment*, *Herzsch. Elektrophys.* **11**, 229 (2000).
- [70] P. HAAPALAHTI, M. MÄKIÄRVI, P. KORHONEN, P. TAKALA, J. MONTONEN, Y. SALORINNE, L. OIKARINEN, M. VIITASALO, L. TOIVONEN, *Magnetocardiographic QT dispersion during cardiovascular autonomic function tests*, *Basic Res. Cardiol.* **95**, 424 (2000).
- [71] M. SCHILLING, S. KREY, AND R. SCHARNWEBER, *Biomagnetic measurements with an integrated $YBa_2Cu_3O_7$ magnetometer in a hand-held cryostat*, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2749 (1996).
- [72] O. DÖSSEL, *Inverse Problem of Electro- and Magnetocardiography: Review and Recent Progress*, *Int. J. Bioelectromagn.* **2** (2000).
- [73] Y. UCHIKAWA, K. KOBAYASHI, M. KAWAKATSU, AND M. KOTANI, *A 3-D vector measurement and its application on biomagnetic signals*, Proc. 12th Int. Conf. on Biomagnetism, BIOMAG2001, 915 (2001).

Danke

Herzlichen Dank an alle, die mich fachlich, praktisch, theoretisch, moralisch, psychisch, musikalisch, kulinarisch und finanziell unterstützt haben.

Mein besonderer Dank geht an

Prof. Dr. Ulrich Merkt für die Übertragung dieser Arbeit,

Prof. Dr. Meinhard Schilling für die intensive Betreuung und Unterstützung,

Prof. Dr. Rainer Anton und Prof. Dr. Hans Koch für die Begutachtung,

Dr. Stefan Krey für die schöne Zeit während der Diplomarbeit,

Miriam Halverscheid, Bettina Schiefenhövel und Erik Heim, die mich während ihrer Diplomarbeiten ertragen mussten und ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre,

Dr. Roger Zimmermann für die großartige Unterstützung bei den Messungen im UKE,

die alte Garde der High-TeeCee-ler für eine Menge Spaß und Arbeit,

Colmar Hinrichs und MAGNICON für noch mehr Spaß und hoffentlich noch mehr Arbeit,

die Braunschweiger für die gute Zusammenarbeit,

die mechanische Werkstatt für das Ernstnehmen auch der absurdesten Aufträge,

die Ramanis für Sitzgelegenheit und Beleuchtung,

und an alle, die sich bis jetzt noch nicht angesprochen gefühlt haben für alles, was noch unerwähnt geblieben ist!

Ein Extradank an meine geduldigen Eltern!

1000 Dank an M + M für alles!