

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



Yanik Acker

Untersuchung des Einflusses von Wasserstoff auf
das niederfrequente magnetische Flussrauschen
in dc-SQUIDs

Bachelorarbeit

April 2019

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

BACHELORARBEIT
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Yanik Acker

aus Bad Orb

2019

Untersuchung des Einflusses von Wasserstoff auf das niederfrequente magnetische Flussrauschen in dc-SQUIDs

Die Bachelorarbeit wurde ausgeführt von Yanik Acker am 3. April 2019

Kirchhoff-Institut für Physik

unter der Betreuung von

Herrn Priv.-Doz. Dr. Sebastian Kempf

Eine mögliche Ursache für das häufig beobachtete niederfrequente magnetische Zusatzrauschen in supraleitenden Quanteninterferenz-Detektoren (SQUIDs) sind Fluktuationen magnetischer Momente. Solche magnetischen Momente können entweder an der Oberfläche beispielsweise in Form von Adsorbaten oder Oberflächendefekten oder im Inneren des Supraleiters sitzen. In diesem Kontext wurde in dieser Arbeit der Einfluss einer Wasserstoff-Beladung der SQUID-Schleifen auf die Eigenschaften von dc-SQUIDs insbesondere im Hinblick auf das niederfrequente magnetische Flussrauschen untersucht. Hierzu wurden vier 16-SQUID-Serien-Arrays während des Produktionsprozesses gezielt mit Wasserstoff beladen. Die charakteristischen Werte der SQUIDs sowie die aufgenommenen Rauschspektren wurden mit den Werten bzw. Spektren von vier unbeladenen 16-SQUID-Serien-Arrays desselben Wafers verglichen. Es wurden insgesamt 32 Rauschspektren bei Temperaturen unter 1 K aufgenommen und die daraus folgenden Exponenten α des niederfrequenten Rauschens sowie die Amplituden der spektralen Leistungsdichte $S_{\Phi,1/f}(1\text{ Hz})$ und die Energiesensitivitäten $\epsilon_{s,1/f}(1\text{ Hz})$ des niederfrequenten Rauschens untersucht. Es zeigte sich ein Hinweis darauf, dass potentiell mit Wasserstoff beladene SQUIDs höhere Rauschamplituden und Rauschexponenten besitzen. Des Weiteren wurde ein Kreuzkorrelationsaufbau charakterisiert, der es ermöglicht, das intrinsische Flussrauschen von dc-SQUIDs direkt zu messen.

Investigation of the influence of hydrogen on low-frequency excess flux noise in dc-SQUIDs

Spin fluctuations are a possible origin of the commonly observed magnetic excess flux noise in superconducting quantum interference devices (SQUIDs). These spins are believed to be located either at the surface of the superconductor, e.g. in form of adsorbates or as surface defects, or to be located inside the bulk superconductor. Within this context, the influence of hydrogen within the SQUID washer on the properties of the dc-SQUID especially the low-frequency magnetic flux noise was investigated. For this, four 16-SQUID-arrays were loaded with hydrogen during the fabrication process. The characteristic SQUID values and noise spectra were compared with four unloaded 16-SQUID-arrays of the same wafer. Overall, 32 noise spectra were recorded at temperatures below 1 K and the exponent α of the low-frequency magnetic flux noise, the amplitude of the power spectral density $S_{\Phi,1/f}(1\text{ Hz})$ and the energy sensitivity $\epsilon_{s,1/f}(1\text{ Hz})$ of the low-frequency magnetic flux noise were analyzed. The measurements indicate that SQUIDs with potential hydrogen loading have slightly higher noise amplitudes and noise exponents compared to unloaded SQUIDs. Furthermore, a cross-correlation setup was characterised which provides the possibility to measure the intrinsic noise of a sample SQUID directly in the future.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Flussquantisierung und Josephson-Effekte	3
2.1.1	Flussquantisierung	3
2.1.2	Josephson Effekte	5
2.2	dc-SQUIDS	6
2.3	Rauschen	9
2.3.1	Wasserstoff in Niob	12
3	Experimentelle Methoden	15
3.1	Aufbau und Entwurf der verwendeten dc-SQUIDS	15
3.2	Herstellung der dc-SQUIDS	17
3.2.1	Gezielte Wasserstoff-Beladung der SQUID-Leiterschleifen	18
3.3	Linearisierung des SQUID-Signals	20
3.4	Kreuzkorrelationsaufbau	21
3.5	Experimenteller Aufbau	24
4	Experimentelle Ergebnisse	27
4.1	Charakteristische Größen der dc-SQUID-Arrays	27
4.2	Niederfrequentes magn. Flussrauschen der untersuchten dc-SQUID-Arrays	33
4.3	Kreuzkorrelationsaufbau	40

4.4	Ausblick	42
5	Zusammenfassung	45
A	Anhang	47
	Literaturverzeichnis	57

1. Einleitung

Bei nahezu jedem physikalischen System werden wir mit Rauschen konfrontiert. Hierfür gibt es alltägliche Beispiele wie das hörbare Brummen eines laufenden Verbrennungsmotors, welches unter anderem aus den Vibrationen des Motors resultiert, oder das Geräusch eines Analog-Radios, das entsteht, wenn die Antenne nicht richtig ausgerichtet ist. Auch supraleitende Quanteninterferenz-Detektoren (SQUIDs), welche die derzeit präzisesten Messinstrumente zur Bestimmung von magnetischen Flussänderungen bei gleichzeitig hoher Bandbreite darstellen, bilden dabei keine Ausnahme. Während der thermische Rauschbeitrag dieser Instrumente zu niedrigen Temperaturen hin abnimmt, tritt bei SQUIDs ein niederfrequenter Beitrag zum magnetischen Flussrauschen auf, welcher vor allem bei Temperaturen unter 1 K relevant ist. Der Ursprung dieses niederfrequenten magnetischen Zusatzrauschens stellt seit nunmehr mehreren Jahrzehnten ein ungelöstes Rätsel dar [Wel87]. Jüngste Experimente legen nahe, dass Fluktuationen von magnetischen Momenten an der Oberfläche des Supraleiters eine mögliche Erklärung für das niederfrequente magnetische Zusatzrauschen darstellen [Koc07]. Nach [Kum16] sind im Vergleich zu intrinsischen Effekten auch extrinsische Defekte wie etwa extreme Oberflächenadsorption eine relevante Quelle für magnetische Momente. Darüber hinaus wird auch der Einfluss von magnetischen Momenten, die sich im Inneren des Supraleiters befinden, diskutiert [PSY18]. Wasserstoff stellt für beide Gruppen einen aussichtsreichen Kandidaten dar, weshalb in dieser Arbeit der Einfluss von Wasserstoff auf das niederfrequente magnetische Flussrauschen untersucht wird.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen diskutiert, die für das Verständnis der Funktionsweise eines SQUIDs notwendig sind. Insbesondere wird hierbei auf die Quantisierung des magnetischen Flusses in geschlossenen supraleitenden Leiterschleifen und auf die Josephson-Effekte eingegangen. Anschließend wird der grundlegende Aufbau von dc-SQUIDs und deren charakteristische Größen und Kennlinien erläutert. Zuletzt wird das typischerweise in dc-SQUIDs auftretende magnetische Flussrauschen diskutiert, wobei insbesondere auf das niederfrequente, $1/f$ -artige Flussrauschen und dessen mögliche Quellen eingegangen wird. Außerdem wird der Einfluss von Wasserstoff auf die Eigenschaften von Niob sowie der Josephson-Kontakte beschrieben.

In Kapitel 3 wird zunächst der Aufbau und die Funktionsweise eines Stromsensor-SQUIDs und eines N -SQUID-Serien-Arrays erläutert und anschließend der Herstellungsprozess der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten respektive charakterisierten SQUIDs beschrieben. In diesem Zusammenhang wird auf die gezielte Wasserstoff-

Beladung einzelner SQUIDs im Verlauf der Herstellung eingegangen. Es wird mit der Flussrückkopplung eine Technik zur Linearisierung des Ausgangssignals eines dc-SQUIDs beschrieben und mit dem Kreuzkorrelationsaufbau wird eine Methode zum direkten Messen des intrinsischen Rauschens eines SQUIDs vorgestellt. Anschließend werden die experimentellen Aufbauten diskutiert, mit denen die verschiedenen dc-SQUIDs im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert wurden und mit denen die durchgeführten Rauschmessungen erfolgten.

In Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse der Charakterisierung der für Rauschmessungen verwendeten SQUID-Arrays dargestellt. Darüber hinaus wird der im Rahmen dieser Arbeit beobachtete Einfluss einer Wasserstoff-Beladung auf die charakteristischen Größen der SQUIDs sowie auf die elektrischen Eigenschaften von Teststrukturen aus Niob, anhand derer der Erfolg der Wasserstoff-Beladung untersucht werden sollte, diskutiert. Des Weiteren werden die Ergebnisse der durchgeführten Rauschmessungen bei Temperaturen $T < 1\text{ K}$ von dc-SQUID-Arrays mit und ohne Wasserstoff-Beladung vorgestellt und diskutiert. Abschließend wird die grundlegende Charakterisierung des Kreuzkorrelationsaufbaus vorgestellt.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zusammengefasst, die zum Verständnis der Funktionsweise von supraleitenden Quanteninterferenz Detektoren (SQUIDs) erforderlich ist. Hierzu wird zunächst die Quantisierung des magnetischen Flusses in geschlossenen, supraleitenden Leiterschleifen sowie die Josephson-Effekte erläutert. Anschließend werden die charakteristische Größen und Kennlinien von dc-SQUIDs erläutert und deren grundlegender Aufbau betrachtet. Zuletzt wird das typischerweise in dc-SQUIDs auftretende magnetische Flussrauschen diskutiert, wobei insbesondere auf das niederfrequente, $1/f$ -artige Flussrauschen und dessen mögliche Quellen eingegangen wird. Außerdem wird der Einfluss von Wasserstoff auf die Eigenschaften von Niob sowie der Josephson-Kontakte beschrieben.

2.1 Flussquantisierung und Josephson-Effekte

Eine mikroskopische Beschreibung der Supraleitung in konventionellen Supraleitern, zu denen unter anderem das in dieser Arbeit verwendete Metall Niob zählt, bietet die Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) Theorie [Bar57]. Diese besagt, dass die Ladungsträger in Supraleitern sogenannte Cooper-Paare sind [Coo56]. Diese sind im Gegensatz zu den Elektronen, welche die Ladungsträger in Normalleitern sind, Bosonen und damit kann der Zustand aller Cooper-Paare in einem Supraleiter durch einen makroskopischen Quantenzustand beschrieben werden, der Bose-Einstein-Kondensat genannt wird und durch eine den ganzen Supraleiter überspannenden makroskopischen Wellenfunktion

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sqrt{n_s(\mathbf{r})} e^{i\varphi(\mathbf{r})} \quad (2.1)$$

beschrieben werden kann. Hierbei entspricht n_s der Anzahldichte der Cooper-Paare und $\varphi(\mathbf{r})$ der Phase der Wellenfunktion.

2.1.1 Flussquantisierung

Im Rahmen der BCS-Theorie kann gezeigt werden, dass der magnetische Fluss in einem geschlossenen supraleitenden Kreis quantisiert ist und eine Erhaltungsgröße darstellt. Zur Motivation dieses Zusammenhangs wird der in Abbildung 2.1 schematisch dargestellte Aufbau betrachtet [Lon50]. Die supraleitende geschlossene Leiterschleife wird von einem externen Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} durchsetzt.

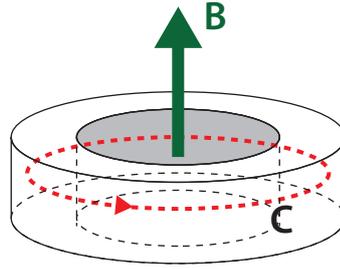


Abb. 2.1: Schematische Darstellung eines supraleitenden Ringes in einem Magnetfeld mit magnetischer Flussdichte \mathbf{B} , dessen Orientierung parallel zur Rotationsachse des Ringes gewählt wurde. Die rot gestrichelte Linie zeigt den Integrationspfad, der in Gleichung 2.4 verwendet wurde.

Infolge des Meißner-Ochsenfeld-Effekts [Mei33] fällt das Magnetfeld im Inneren eines Supraleiters exponentiell ab und dringt so nur bis auf eine endliche Tiefe in den Supraleiter ein. Diese Tiefe ist durch die Londonsche Eindringtiefe $\lambda_L = \sqrt{M/(\mu_0 n_s q^2)}$ gegeben, wobei M die Masse eines Cooper-Paares, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ die magnetischen Permeabilität des Vakuums, n_s die Teilchenanzahldichte und $q = 2e$ die Ladung des Cooper-Paars und $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ die Elementarladung ist. Mit dem quantenmechanischen Ausdruck

$$\mathbf{j} = i \frac{\hbar q}{2M} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{q^2}{M} \mathbf{A} \Psi^* \Psi \quad (2.2)$$

für die Wahrscheinlichkeitsstromdichte bei Anwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes in einem Magnetfeld kann hergeleitet werden, dass die Stromdichte \mathbf{j}_s der Cooper-Paare in einem Supraleiter durch die London-Gleichung

$$\mathbf{j}_s = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \cdot \left(\frac{\hbar}{2e} \nabla \varphi - \mathbf{A} \right) \quad (2.3)$$

gegeben ist. Hierbei ist $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum, φ die Phase der makroskopischen Wellenfunktion und \mathbf{A} das Vektorpotential des äußeren Magnetfeldes.

Entlang des in Abbildung 2.1 illustrierten geschlossenen Pfades \mathcal{C} , der sich tief im Inneren des supraleitenden Ringes befindet, verschwindet das Magnetfeld und somit auch die Suprastromdichte \mathbf{j}_s . Es folgt aus Gleichung 2.3, dass

$$0 = \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{j}_s d\mathbf{s} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \times \left(\frac{\hbar}{2e} \oint_{\mathcal{C}} \nabla \varphi d\mathbf{s} - \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{A} d\mathbf{s} \right) . \quad (2.4)$$

Das erste Integral auf der rechten Seite von Gleichung 2.4 entspricht der Phasendifferenz entlang des Integrationspfades. Da die makroskopische Welle in allen Punkten

eines Supraleiters eine wohldefinierte Größe ist und daher insbesondere eine stetig differenzierbare Funktion darstellen muss, kann die Phasendifferenz nur ganzzahlige Vielfache von 2π annehmen. Das zweite Integral auf der rechten Seite von Gleichung 2.4 entspricht dem magnetischen Fluss Φ , der die Leiterschleife durchsetzt. Der magnetische Fluss

$$\Phi = n \frac{h}{2e} = n \Phi_0 \quad \text{mit } n \in \mathbb{Z} \quad (2.5)$$

in einer geschlossenen supraleitenden Schleife kann folglich nur ganzzahlige Vielfache des magnetischen Flussquants $\Phi_0 \approx 2,067 \cdot 10^{-15} \text{ J/A}$ annehmen.

2.1.2 Josephson Effekte

Ein Josephson-Kontakt setzt sich aus zwei Supraleitern zusammen, die durch eine dünne, normalleitende oder isolierende Schicht getrennt in schwachem elektrischen Kontakt miteinander stehen. So wurden im Rahmen dieser Arbeit beispielsweise Nb/ AlO_x /Nb-Josephson-Tunnelkontakte verwendet, bei denen zwei supraleitenden Elektroden aus Niob durch eine isolierende Metalloxidschicht (AlO_x) getrennt sind. Sofern die Isolationsschicht hinreichend dünn ist, können Cooper-Paare kohärent durch die Barriere tunneln. Der Zustand der Cooper-Paare in den beiden supraleitenden Elektroden eines Josephson-Kontakt kann hierbei jeweils durch die makroskopischen Wellenfunktion Ψ_1 beziehungsweise Ψ_2 beschrieben werden, die in der Barriere exponentiell abfällt. Im Fall einer hinreichend dünnen Barriere kommt es zu einem Überlapp der beiden Wellenfunktionen und damit zu einer Kopplung. Dieses gekoppelte System kann vereinfacht durch die beiden gekoppelten Schrödingergleichungen

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_1 = \mu_1 \Psi_1 + \kappa \Psi_2 \quad (2.6)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_2 = \mu_2 \Psi_2 + \kappa \Psi_1 \quad (2.7)$$

beschrieben werden. Die Kopplungskonstante κ gibt die Stärke der Kopplung zwischen den beiden Wellenfunktionen wieder und μ_1 und μ_2 sind die chemischen Potentiale der beiden Elektroden. Setzt man die makroskopische Wellenfunktion $\Psi(\mathbf{r})$ aus Gleichung 2.1 in die Gleichungen 2.6 und 2.7 ein und nimmt an, dass die beiden Supraleiter aus dem gleichen Material bestehen, somit auch die gleiche Anzahldichte an Cooper-Paaren $n_{s1} = n_{s2} = n_s$ besitzen, folgt aus der Trennung der Real- und Imaginärteile aus den Gleichungen 2.6 und 2.7, dass

$$\dot{n}_{s1} = \dot{n}_{s2} = \frac{2\kappa}{\hbar} n_s \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2.8)$$

$$\hbar(\dot{\varphi}_2 - \dot{\varphi}_1) = -(\mu_2 - \mu_1) = 2eU \quad , \quad (2.9)$$

wobei genutzt wurde, dass gemäß $\mu_1 - \mu_2 = 2eU$ die Differenz der chemischen Potentiale proportional zu der über dem Kontakt abfallenden Spannung U ist.

Der Strom, der durch den Josephson-Kontakt fließt, ist proportional zu der Änderung der Ladungsträgerdichte \dot{n}_s und wird Suprastrom oder auch Josephson Strom genannt. Die erste Josephson-Gleichung

$$I_s = I_c \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2.10)$$

beschreibt diesen Strom, wobei $I_c = 2\kappa/\hbar n_s$ der kritische Strom ist.

Man unterscheidet nun die beiden Fälle, bei denen nach Gleichung 2.9 eine Spannung über den Josephson-Kontakt abfällt oder keine Spannung abfällt. Betrachtet man zunächst den spannungsfreien Fall, indem die Differenz der zeitlichen Ableitungen der Phasen der makroskopischen Wellenfunktionen der beiden Supraleitern $(\dot{\varphi}_2 - \dot{\varphi}_1) = 0$ verschwindet. In diesem Fall ist \dot{n}_s nach Gleichung 2.8 auch konstant. Eine zeitlich konstante Änderung der Ladungsträger entspricht einem Gleichstrom, der durch den Josephson-Kontakt fließt. Dass ein Strom durch den Josephson-Tunnelkontakt fließt, ohne dass eine Spannung abfällt, wird als **Josephson-Gleichstromeffekt** bezeichnet.

Solange der Strom, der durch den Kontakt fließt, kleiner als der kritische Strom I_c ist, fällt keine Spannung ab. Wird jedoch ein Strom I in den Josephson-Kontakt eingepreßt, der den kritischen Strom übersteigt, d. h. $I > I_c$, so kann dieser nicht mehr alleine durch den Suprastrom I_s aus Gleichung 2.10 getragen werden. Es muss zusätzlich ein Quasiteilchenstrom durch den Josephson-Kontakt fließen. Der Strom ist jedoch mit einer endlichen Spannung $U \neq 0$ über den Josephson-Kontakt verbunden. Durch Integration der Gleichung 2.9 zeigt sich, dass der Spannungsabfall mit einer zeitlich linear ansteigender Phase

$$(\varphi_2 - \varphi_1) = \omega_J t + \varphi_0 \quad \text{mit } \omega_J = \frac{2\pi}{\Phi_0} U \approx 484 \frac{\text{MHz}}{\mu\text{V}} \quad (2.11)$$

einhergeht. Gemäß der ersten Josephson-Gleichung führt eine sich zeitlich linear ändernde Phasendifferenz zu einem sinusförmigen Suprastrom $I_s(t)$, der durch den Ausdruck

$$I_s = I_c \sin(\omega_J t + \varphi_0) \quad (2.12)$$

gegeben ist. Das Auftreten dieses oszillierenden Wechselstroms wird **Josephson-Wechselstromeffekt** genannt.

2.2 dc-SQUIDS

In diesem Abschnitt wird der grundlegende Aufbau eines dc-SQUIDS, der in Abbildung 2.2 dargestellt ist, erläutert und die für das Verständnis dieser Arbeit wichtigen physikalischen Eigenschaften kurz zusammengefasst. Wie in Abbildung 2.2

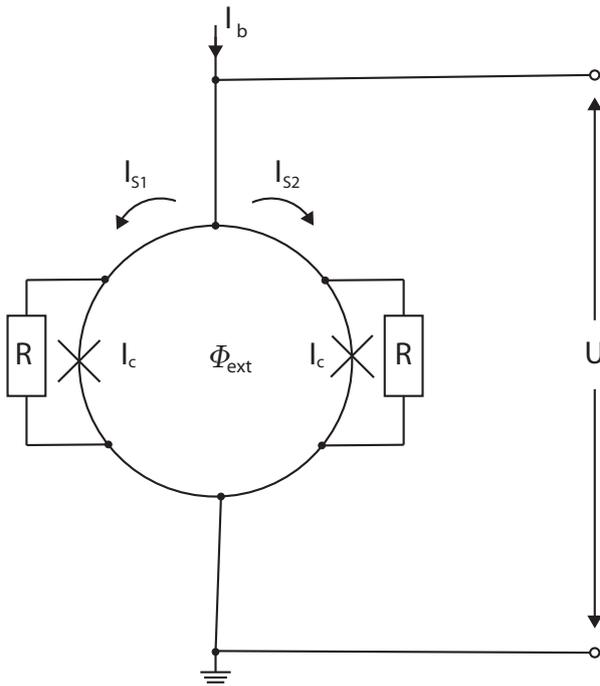


Abb. 2.2: Elektrisches Ersatzschaltbild eines dc-SQUIDS. Die Josephson-Tunnelkontakte, die jeweils mit einem Parallelwiderstand R geschuntet sind, um hysteretisches Verhalten zu unterdrücken [McC68], sind mit einem Kreuz gekennzeichnet und haben den kritischen Strom I_c .

zu sehen ist, besteht ein dc-SQUID aus einer geschlossenen supraleitenden Leiter-
schleife, die von zwei Josephson-Tunnelkontakten unterbrochen wird. Parallel zu den
Josephson-Tunnelkontakten sind Shunt-Widerstände geschaltet, welche ein hystere-
tisches Verhalten des Kontaktes unterdrücken [McC68]. In das SQUID wird nun ein
Betriebsstrom I_b eingespeist. Es fällt erst eine Spannung über dem SQUID ab, wenn
der eingepreßte Strom größer als der kritische Strom des SQUIDS ist. Der kriti-
sche Strom des SQUIDS hängt dabei periodisch vom extern erzeugten magnetischen
Fluss Φ ab, der die SQUID-Schleife durchdringt, und wird maximal für $\Phi = n\Phi_0$
beziehungsweise minimal für $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$. Hierbei ist n eine ganze Zahl und
 $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Vs das magnetische Flussquant. Abbildung 2.3 zeigt zwei Kennlini-
en eines im institutseigenen Reinraum hergestellten 16-SQUID-Serien-Arrays (siehe
Abschnitt 3.1). Abbildung 2.3 a) zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien für zwei ver-
schiedene magnetische Flüsse, welche $\Phi = n\Phi_0$ beziehungsweise $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$
entsprechen. Die Spannung in Abhängigkeit des externen magnetischen Flusses für
einen konstanten Betriebsstrom $I_b = 7,1 \mu\text{A}$ ist in Abbildung 2.3 b) dargestellt.
Zu erkennende Merkmale sind zum einen die periodische Abhängigkeit der Span-
nung von dem externen Fluss mit einer Periodizität von Φ_0 und zum anderen die
Spannungsamplitude ΔU , welche als Spannungshub bezeichnet wird. Der Betrag der
Steigung der Fluss-Spannungs-Kennlinie

$$V_\Phi = \left| \left(\frac{\partial U}{\partial \Phi_{\text{ext}}} \right)_{I_b = \text{const.}} \right|, \quad (2.13)$$

der als Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient bezeichnet wird, gibt an wie sensitiv das SQUID bei einem bestimmten Betriebsstrom und magnetischen Flusswert auf infinitesimal kleine äußere Flussänderungen reagiert. Im Strombetrieb kann anhand der Spannung der magnetische Fluss bestimmt werden, der die von der SQUID-Leiterschleife eingeschlossene Fläche durchsetzt und das SQUID als Fluss-zu-Spannungs-Konverter eingesetzt werden. V_Φ wird als Transferkoeffizient bezeichnet. Der Arbeitspunkt sollte jeweils so gewählt werden, dass der Transferkoeffizienten V_Φ maximal wird. Analog dazu kann ein dc-SQUID auch als Fluss-zu-Strom-Konverter genutzt werden, wenn sich das SQUID nicht im Strombetrieb, sondern im Spannungsbetrieb befindet. Hierbei wird eine konstante Spannung an das SQUID angelegt und der durch das SQUID fließende Strom stellt die Messgröße dar, die periodisch von magnetischen Fluss durch die SQUID-Schleife abhängt. Der entsprechende Fluss-zu-Strom-Transferkoeffizient I_Φ ist durch

$$I_\Phi = \left| \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi_{\text{ext}}} \right)_{U=\text{const.}} \right| \quad (2.14)$$

gegeben.

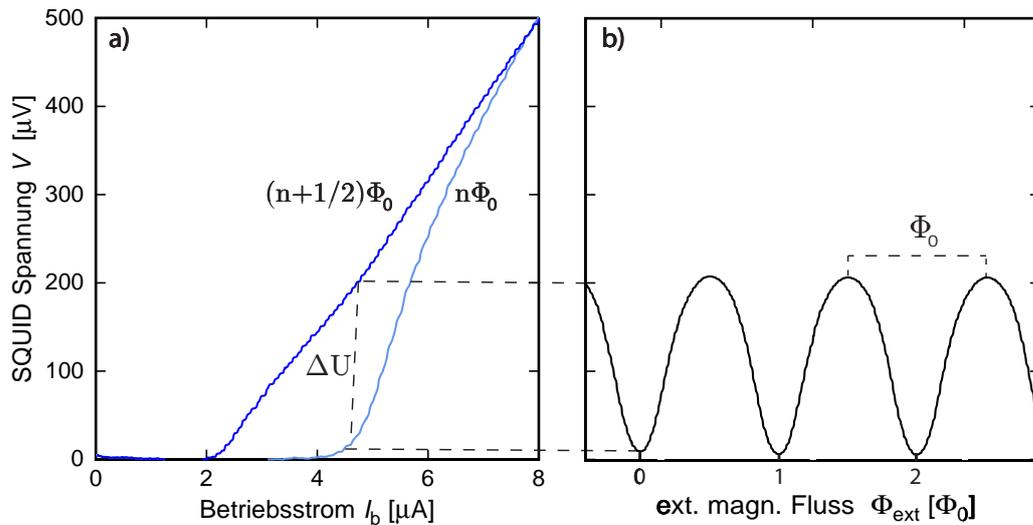


Abb. 2.3: Kennlinien eines im institutseigenen Reinraum hergestellten 16-SQUID-Serien-Arrays. **a)** Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien für die magnetischen Flüsse $\Phi = n \cdot \Phi_0$ und $\Phi = (n + 1/2) \Phi_0$. **b)** Gemessene Fluss-Spannungs-Kennlinie. Die Kennlinie ist periodisch zum eingekoppelten magnetischen Fluss mit einer Periode von Φ_0 . Der Spitze-Spitze-Wert der Kennlinie wird als Spannungshub ΔU bezeichnet.

2.3 Rauschen

In der Praxis ist jeder physikalischen Messung Rauschen überlagert. Dies gilt dementsprechend auch für Messungen mit supraleitenden Quanteninterferenzdetektoren. In diesem Abschnitt werden die in dc-SQUIDs auftretenden Rauschquellen vorgestellt und speziell auf niederfrequentes, $1/f$ -artiges Flussrauschen eingegangen.

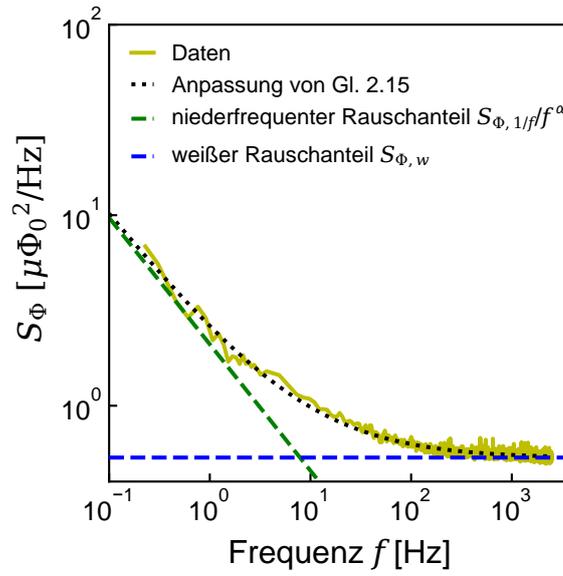


Abb. 2.4: Spektrale Leistungsdichte des Rauschspektrums eines im institutseigenem Reinraum hergestellten dc-SQUIDs. An den Datensatz wurde Gleichung 2.15 numerisch angepasst. Zusätzlich sind in der Abbildung der frequenzabhängige weiße Rauschanteil sowie der $1/f$ -artige, niederfrequente Rauschbeitrag eingezeichnet.

Abbildung 2.4 zeigt beispielhaft die spektrale Leistungsdichte des Rauschspektrums eines dc-SQUIDs, das sich in vielen Fällen aus zwei unabhängigen Rauschbeiträgen zusammensetzt:

$$S_\Phi(f) = S_{\Phi, w}(f) + \frac{S_{\Phi, 1/f}(1 \text{ Hz})}{f^\alpha} \quad (2.15)$$

Der Anteil $S_{\Phi, w}$ ist als Nyquist- oder Johnson-Rauschen bekannt und frequenzunabhängig, weshalb man das Rauschen auch, in Analogie zum Licht, weißes Rauschen nennt. Der zweite Anteil zeigt eine $1/f^\alpha$ -artige Frequenzabhängigkeit und die Amplitude $S_{\Phi, 1/f}(1 \text{ Hz})$ bei einer Frequenz von 1 Hz. Dieser niederfrequente Rauschbeitrag zum magnetischen Flussrauschen dominiert das Rauschen bei niedrigen Frequenzen und nimmt hin zu hohen Frequenzen ab, sodass bei hohen Frequenzen das weiße Rauschen dominant wird.

Zunächst soll auf den weißen Rauschbeitrag eingegangen werden. In Normalleitern

resultiert aus den thermischen Fluktuationen der Leitungselektronen ein Nyquist-Rauschen, dessen spektrale Leistungsdichte proportional zur Temperatur zunimmt [Nyq28]. In dc-SQUIDs wird das weiße Flussrauschen durch thermische Fluktuationen in den Shunt-Widerständen hervorgerufen. Numerische Simulationen [Tes77] zeigen, dass aus dem thermischen Rauschen in den Shunt-Widerständen ein Spannungsrauschen

$$S_{V,w} = 18k_B T R \quad (2.16)$$

im SQUID resultiert, welches von der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$, der Temperatur T und dem elektrischen Widerstand R eines Shunt-Widerstands abhängt.

Das Spannungsrauschen lässt sich mit Hilfe des Fluss-zu-Spannungs-Koeffizienten V_ϕ in Flussrauschen überführen:

$$S_{\phi,w} = \frac{S_{V,w}}{V_\phi^2} \quad (2.17)$$

Anders als für den thermischen Rauschanteil $S_{\phi,w}$ ist der physikalische Ursprung des niederfrequenten Flussrauschens in supraleitenden Quanteninterferenzdetektoren bislang noch nicht vollständig geklärt.

In [Dut81] wurde gezeigt, dass unkorrelierte Zwei-Niveau-Systeme $1/f^\alpha$ -Rauschen verursachen. Ein Zwei-Niveau-System nimmt genau zwei Zustände an und kann, statistisch getrieben, zufällig zwischen diesen Zuständen hin und her wechseln. Die durchschnittliche Dauer, in der das System in einem Zustand verharrt, wird häufig als τ bezeichnet. Mit jedem Wechsel des Zustandes ist eine Änderung der Amplitude der dazugehörigen physikalischen Größe verknüpft. Dies ist in Abbildung 2.5 schematisch illustriert. Die spektrale Leistungsdichte dieses Amplitudenverlaufs ist in Abbildung 2.5 b) dargestellt. Für Frequenzen $f \gg 1/\tau$ zeigt das Spektrum eine $1/f^2$ -Abhängigkeit, während es für $f \ll 1/\tau$ konstant ist. Betrachtet man nun die spektrale Leistungsdichte des Signals eines Ensembles vieler unkorrelierter Zwei-Niveau-Systeme, so setzt sich dieses aus der inkohärenten Summe der spektralen Leistungsdichten der einzelnen Zwei-Niveau-Systeme zusammen, wobei die Zeitkonstante τ für jedes System verschieden ist. Die spektrale Leistungsdichte des Gesamtsystems (siehe Abbildung 2.5 c)) zeigt sich eine Frequenzabhängigkeit von $1/f^\alpha$ mit $\alpha \leq 2$.

In SQUIDs können verschiedene Arten von unkorrelierten Zwei-Niveau-Systemen vorkommen, die zum niederfrequenten Flussrauschen beitragen. Unter anderem können Fluktuationen des kritischen Stromes I_c in den Josephson-Kontakten über ein Zwei-Niveau-System beschrieben werden. Solche Fluktuationen folgen aus dem Einfangen und verzögerten Emittieren der am Tunnelprozess beteiligten Elektronen an lokalen Defekten in der Tunnelbarriere [Wel04]. Dieser Rauschanteil kann durch Optimierung des Fabrikationsprozesses minimiert werden und nimmt zusätzlich mit

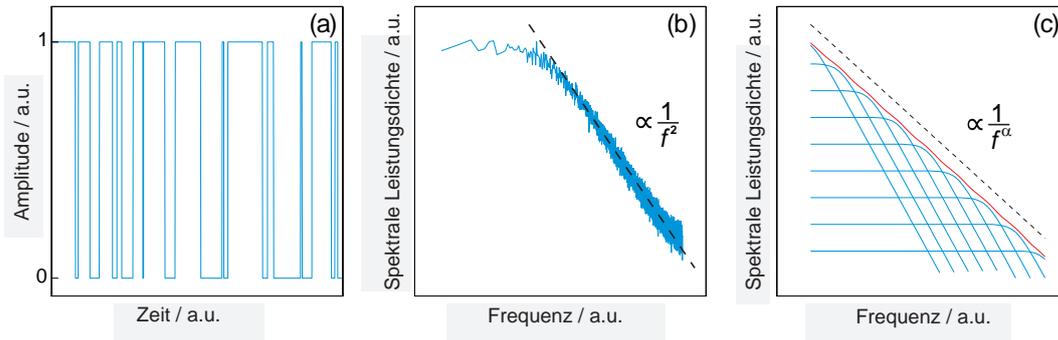


Abb. 2.5: (a) Beispielhafter Verlauf eines Zwei-Niveau-Systems, (b) Spektrale Leistungsdichte des in (a) dargestellten Signals, (c) In blau die unkorrelierten Spektren von einzelnen Zwei-Niveau-Systemen und in rot deren inkohärente Summe [Ant13].

sinkender Temperatur ab.

Den dominierenden Rauschbeitrag bei niedrigen Frequenzen und Temperaturen unterhalb von 1 K liefern physikalische Phänomene, deren Ursprung bis heute nicht ausreichend verstanden ist. Jüngste Experimente legen nahe, dass Fluktuationen von magnetischen Momenten im Supraleiter der Grund für dieses niederfrequente magnetische Zusatzrauschen sein könnte [Koc07]. Mögliche Ursachen dafür sind metallinduzierte Bandlückenzustände [Cho09], freie Bindungen [dS07] oder Kernspins [LaF15]. Nach [Kum16] ist im Vergleich zu intrinsischen Effekten der Einfluss extrinsischer Defekte, wie die Adsorption von Sauerstoff an der Oberfläche des Supraleiters, eine weitere Quelle für magnetische Momente. Eine Beseitigung von adsorbierten Sauerstoff reduziert zwar das Flussrauschen, eliminiert es jedoch nicht ganz. Dies legt nahe, dass neben Sauerstoff weitere Quellen für das niederfrequente magnetische Zusatzrauschen anzunehmen sind. Wasserstoff kann eine solche Quelle sein. Das konnte experimentell für supraleitende Quantendetektoren aus Al_2O_3 gezeigt werden [dG17]. Wasserstoff-Absorption kann zu lokalen Spin-Fluktuationen an Oberflächen führen, sowie die Adsorption weiterer Moleküle, wie O_2 , an der Oberfläche erleichtern, welche zusätzliche Spin-Fluktuationen bewirken [Wan18].

Geht man bei der Betrachtung des niederfrequenten magnetischen Flussrauschens von einer lokalen Theorie der Supraleitung (London-Theorie [Lon35]) aus, die die Ausdehnung der Ladungsträger vernachlässigt, tragen nur Spin-Fluktuationen nahe der Oberfläche zum Rauschen bei. Kürzlich erschienene numerische Berechnungen [PSY18] legen jedoch nahe, eine nicht lokale Theorie (Pippard-Theorie [ABP53]) bei der Untersuchung von niederfrequentem magnetischem Flussrauschen anzunehmen. Im sogenannten Pippard-Regime tragen sowohl Spin-Fluktuationen an der Oberfläche, als auch Spin-Fluktuationen im Inneren des Supraleiters zum Exzess-Flussrauschen bei.

Unter Berücksichtigung dieser Erkenntnisse ist es denkbar, dass im Supraleiter gespeicherter Wasserstoff einen Einfluss auf das niederfrequente magnetische Flussrauschen hat.

2.3.1 Wasserstoff in Niob

Die Betrachtungen in Abschnitt 2.3 legen nahe, dass eine Wasserstoff-Beladung sich auf das niederfrequente Flussrauschen von Quantendetektoren auswirken kann. Der Einfluss von Wasserstoff auf die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten dc-SQUIDs mit Nb/AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten, soll in diesem Abschnitt betrachtet werden.

Aufgrund der geringen Größe kann Wasserstoff gut in Metallen diffundieren. So kann Niob bei Raumtemperatur große Mengen an Wasserstoff aufnehmen. Der Stoffmengenanteil an absorbiertem Wasserstoff kann bis zu $c_H = n_H/n \sim 50\%$ betragen [Ant03], wobei n_H die Stoffmenge von Wasserstoff und n die gesamte Stoffmenge ist. Die Diffusionskonstante von Wasserstoff in Niob bei 300 K entspricht $D \approx 2,5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ [Sch68] und die Aktivierungsenergie des Diffusionsprozesses ist mit 0,106 eV in Niob die kleinste aller Elemente [Tol11].

Wie [Hin10] zeigte, haben Wasserstoff-Verunreinigungen sowohl negative Auswirkungen auf die Supraleitung von Niob, als auch auf die Qualität von Nb/AlO_x/Nb-Josephson-Tunnelkontakten. Ein Nb/AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte zeigt deutlich geringere kritische Ströme I_c , sobald mindestens eine Niob-Elektrode mit Wasserstoff beladen ist. Zum einen führt in Niob diffundierter Wasserstoff zu einer starken Abschwächung der Kopplung zwischen Elektronen und akustischen Phononen, welche unerlässlich für die Bildung von Cooper-Paaren ist. Zum anderen zeigt sich durch eine Änderung des chemischen Potentials ein Ansteigen der Potentialbarriere und damit des Widerstand R_N des Josephson-Kontaktes, was einen um eine Größenordnung stärkeren Effekt auf den kritischen Strom hat als die Änderung der Supraleitung.

Wasserstoffmoleküle H₂ sind zu einem Anteil von etwa 5×10^{-5} in Luft enthalten. Eine Anzahl, die bereits ausreichen würde, um atomares Niob bei direktem Kontakt mit Luft mit Wasserstoff zu sättigen. Jedoch bildet sich auf einer ungeschützten Nioboberfläche bei Kontakt mit Luft eine dünne Oxidschicht, die eine Diffusion von Wasserstoff stoppt. Eine Kontaminierung durch atomaren Wasserstoff und Wasserstoff-Ionen H⁺ bei der Herstellung von dc-SQUIDs ist weitaus relevanter. Bei der Produktion der in der Arbeitsgruppe gefertigten SQUIDs, auf die in Kapitel 3.2 genauer eingegangen wird, werden wässrigen Lösungen verwendet, die H⁺-Ionen und OH⁻-Moleküle enthalten, welche beide zu einer Wasserstoff-Beladung von Niob führen können [Ant03]. Da in den relevanten Produktionsschritten zunächst keine Oxidschicht an der Niob Oberfläche vorhanden ist, kann Wasserstoffdiffusion stattfinden. Dieser Prozessschritt wird im Rahmen dieser Arbeit genutzt, um was-

serstoffbeladene SQUIDs herzustellen und deren Rauschverhalten gegenüber nicht beladenen SQUIDs zu untersuchen.

3. Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel soll zunächst der Entwurf der in dieser Arbeit zur Untersuchung des niederfrequenten Flussrauschens verwendeten dc-SQUIDs vorgestellt werden. Anschließend wird sowohl auf die Herstellung der SQUIDs als auch auf die gezielte Kontaminierung der SQUID-Schleife mit Wasserstoff eingegangen. Des Weiteren wird der experimentelle Aufbau erläutert, mit dem die im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Messungen durchgeführt wurden. Hierbei wird insbesondere auf den verwendeten Kreuzkorrelationsaufbau und das Flussrückkopplungsverfahren eingegangen.

3.1 Aufbau und Entwurf der verwendeten dc-SQUIDs

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Ausführungen von dc-SQUIDs zur Untersuchung des niederfrequenten Flussrauschens verwendet. Hierbei handelt es sich zum einen um einzelne Stromsensor-SQUIDs und zum anderen um N -SQUID-Serien-Arrays, deren Aufbau im Detail in [Fer15] erläutert und im Folgenden in ihren grundlegenden Strukturen vorgestellt werden.

In Abbildung 3.1 a) ist der Entwurf des Stromsensor-SQUIDs schematisch gezeigt, welches in der Arbeitsgruppe unter anderem zum Auslesen von metallischen magnetischen Kalorimetern [Fle03] entwickelt wurde. Das SQUID besteht aus vier grau dargestellten, supraleitenden Schleifen, die derart miteinander verschaltet sind, dass jeweils benachbarte Leiterschleifen einen alternierenden Windungssinn vorweisen. In Abbildung 3.1 a) haben demnach die Leiterschleifen oben rechts und unten links einen umgekehrten Windungssinn bezogen auf die Schleifen oben links und unten rechts. Befindet sich das SQUID in einem sich ändernden externen Magnetfeld, so werden aufgrund der Erhaltung des magnetischen Flusses in geschlossenen supraleitenden Schleifen Ströme in den Leiterschleifen induziert, deren Richtung dem Windungssinn der Schleifen entspricht. In der hier gezeigten Anordnung werden Störsignale homogener Magnetfelder, deren Richtung senkrecht zu der Ebene des SQUIDs verläuft, sowie von Magnetfeldern mit linearem Gradienten stark unterdrückt und ein resultierender Nettostromfluss durch die Josephson-Kontakte verhindert, da sich die in den Leiterschleifen induzierten Ströme gegenseitig aufheben. Ein auf diese Art verschaltetes SQUID stellt somit ein Gradiometer zweiter Ordnung [Cla04] dar. Die SQUID-Leiterschleifen sind in Form von planaren Washern¹ [Det79] realisiert und bestehen aus einer breiten Ringscheibe mit einem schmalen Spalt. Auf jedem Washer

¹Aus dem Englischen für Unterlegscheibe, Scheibe

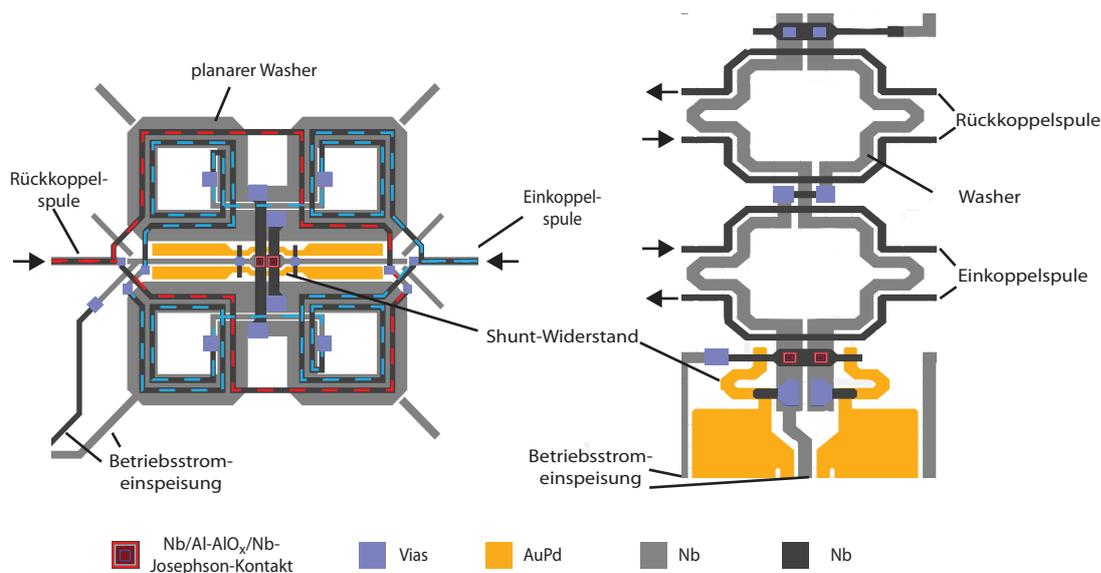


Abb. 3.1: a) Schematische Darstellung des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten gradiometrischen Stromsensor-SQUIDs mit planaren Washern, auf denen jeweils eine Einkoppel- und eine Rückkoppelspule verläuft. b) Schematische Darstellung einer gradiometrischen SQUID-Zelle eines N -SQUID-Serien-Arrays. Die Einkoppel- und die Rückkoppelspule verlaufen in diesem Fall neben dem eigentlichen SQUID-Washer.

verläuft galvanisch von diesem getrennt eine Einkoppelspule mit jeweils eineinhalb Windungen, die in Abbildung 3.1 a) blau gestrichelt gekennzeichnet ist. Über die Einkoppelspule kann mit Hilfe eines von außen eingepprägten Stroms effektiv magnetischer Fluss in das SQUID eingekoppelt werden. Zusätzlich ist auf dem SQUID eine rot gestrichelt dargestellte Rückkoppelspule mit je einer halben Windung pro Washer angebracht, welche ebenfalls durch eine isolierende Schicht galvanisch von dem Washer getrennt ist. Die $5,5 \mu\text{m} \times 5,5 \mu\text{m}$ großen Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte mit einem kritischen Strom $I_c = 7,9 \mu\text{A}$ sind mittig zwischen den Washern platziert. Parallel zu diesen Kontakten sind Shunt-Widerstände aus AuPd geschaltet, um ein hysteretisches Verhalten des SQUID zu vermeiden [Cla04]. Die Widerstände sind mit großen, ebenfalls aus AuPd bestehenden Kühlflächen verbunden, um die bei Betrieb des dc-SQUIDs entstehende Wärme abzuleiten. Die in Abbildung 3.1 als Vias gekennzeichneten Strukturen stellen in der Isolationsschicht ausgesparte Flächen dar, die einen elektrischen Kontakt zwischen der oberen Nb-Lage und unteren Metallschichten erlauben.

Ein N -SQUID-Serien-Array besteht aus N in einer Serienschaltung aneinander gereihten, baugleichen SQUID-Zellen. Wird in alle SQUID-Zellen der gleiche magnetische Fluss eingekoppelt, so kann das N -SQUID-Serien-Array als ein einzelnes SQUID betrachtet werden, welches einen erhöhten Spannungshub aufweist [Dru96]. Den sche-

matischen Aufbau einer einzelnen SQUID-Zelle der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten 16-SQUID-Arrays zeigt Abbildung 3.1 b). Hierbei besitzen die beiden in Serie verschalteten und in grau dargestellten SQUID-Leiterschleifen einen entgegengesetzten Windungssinn, weshalb die Anordnung ein Gradiometer erster Ordnung darstellt [Cla04]. In dieser Anordnung werden sich ändernde homogene externe Magnetfelder unterdrückt. Neben den Leiterschleifen verlaufen eine Einkoppel- und eine Rückkopplerspule. Die Leiterschleifen sind durch zwei $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$ große Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Tunnelkontakte mit einem kritischen Strom $I_c = 4,2\ \mu\text{A}$ unterbrochen, welche sich am unteren Ende des gradiometrischen Aufbaus befinden. Zur Vermeidung von hysteretischem Verhalten werden diese mit Shunt-Widerständen aus AuPd parallel geschaltet, welche zur Wärmeabfuhr mit Kühlflächen verbunden sind.

3.2 Herstellung der dc-SQUIDs

Die Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten dc-SQUIDs erfolgt durch verschiedene Dünnschichtverfahren im institutseigenen Reinraum. Eine detaillierte Beschreibung der im Folgenden aufgelisteten Prozessschritte findet sich in [Kem13].

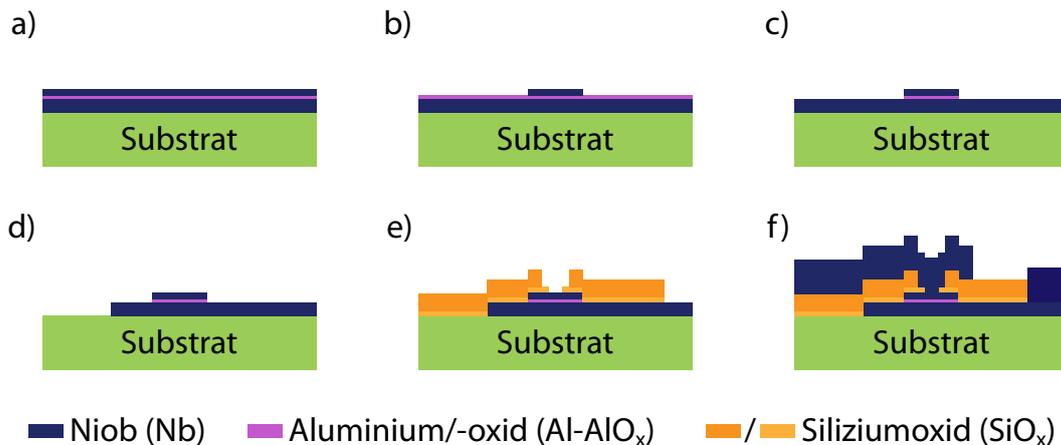


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des zur Herstellung von dc-SQUIDs verwendeten Fabrikationsprozesses für Josephson-Kontakte. Gezeigt sind verschiedene Zwischenschritte des Prozesses. a) nach der Deposition der Nb/Al-AIO_x/Nb Dreischicht-Struktur, b) nach der Strukturierung der Deckelektrode durch einen Trockenätzprozess, c) nach der Strukturierung der Aluminiumschicht mit einer alkalischen oder sauren Ätzlösung, d) nach der Strukturierung der Basiselektrode durch einen Trockenätzprozess, e) nach der elektrischen Isolation der Josephson-Kontakte mittels zweier SiO_x-Schichten, f) nach der Abscheidung einer Nb-Schicht zur elektrischen Kontaktierung der Tunnelkontakte. [Kem13]

Der Herstellungsprozess der dc-SQUIDs mit qualitativ hochwertigen und gut reproduzierbaren Josephson-Kontakten soll anhand der in Abbildung 3.2 dargestellten

Produktionsschritte erläutert werden. Wie in Abbildung 3.2 a) zu sehen ist, wird zu Beginn der Fabrikation in-situ eine Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischicht-Struktur durch drei aufeinanderfolgende Sputterprozesse auf ein thermisch oxidiertes Siliziumsubstrat mit einem Durchmesser von 3 Zoll aufgetragen. Als unterste Schicht wird eine 250 nm Niobschicht abgeschieden. Auf der Niobschicht wird eine 20,5 nm Aluminiumschicht in-situ abgeschieden, deren Oberfläche in einer reinen Sauerstoff-Atmosphäre mit konstantem Druck oxidiert wird. Die Dicke der Oxidschicht kann durch Einstellen des Druckes der Sauerstoffatmosphäre und der Oxidationszeit variiert werden. Nach erfolgter Oxidation wird auf die Al-AlO_x-Schicht eine 125 nm dicke Niobschicht abgeschieden.

Nach der Deposition der Dreischicht-Struktur werden die Josephson-Kontakte, die SQUID-Leiterschleifen sowie elektrische Zuleitungen mittels drei aufeinander folgenden Ätzschritten erstellt. Zunächst wird die Deckelektrode der Josephson-Kontakte mit Hilfe von UV-Fotolithografie mit einem Positivlack strukturiert und anschließend durch ICP-RIE²-Trockenätzen hergestellt (Abbildung 3.2 b)). Im nächsten Ätzschritt wird die Al-AlO_x-Schicht weitestgehend entfernt, wobei die zurückbleibenden Strukturen durch die Deckelektroden vorgegeben werden (Abbildung 3.2 c)). Das dabei angewendete nasschemische Ätzverfahren wird in Abschnitt 3.2.1 genauer erläutert. Die Strukturierung der unteren Niobschicht erfolgt analog zur oberen Niobschicht (Abbildung 3.2 d)) mit einem ICP-RIE-Trockenätzverfahren. Die elektrische Isolation bereits hergestellter Schichten erfolgt durch zwei aufeinanderfolgende SiO_x-Schichten, die eine Schichtdicke von 125 nm beziehungsweise 200 nm aufweisen. Diese Schichten werden mit Hilfe eines Negativlackes strukturiert und mittels eines Sputterverfahrens mit anschließendem Lift-Off-Prozess hergestellt (Abbildung 3.2 e)). Flächen, bei denen später eine elektrische Verbindung erforderlich ist, werden bei diesem Produktionsschritt freigelassen. Für das Aufbringen der Shunt-Widerstände wird anschließend eine 250 nm dicke AuPd-Schicht aufgesputtert. Diese Widerstände werden über eine darauffolgende, ebenfalls gesputterte 600 nm dicke Niobschicht kontaktiert. Mit Hilfe dieser Lage werden ebenfalls die Josephson-Kontakte kontaktiert und die Rückkoppel- und die Einkoppelspule erstellt (Abbildung 3.2 f)). Beide Schichten werden ebenfalls mit einem Negativlack strukturiert und durch ein Lift-Off-Verfahren abgeschieden.

3.2.1 Gezielte Wasserstoff-Beladung der SQUID-Leiterschleifen

In dieser Arbeit wurde der Einfluss von absorbiertem Wasserstoff in den Niob-Leiterschleifen auf das 1/*f*-Flussrauschen von dc-SQUIDs untersucht. Eine Beladung von Niob-Strukturen mit Wasserstoff an Luft ist, wie bereits in Abschnitt

²Aus dem Englischen für: inductively coupled plasma reactive ion etching

2.3 erwähnt, nicht im relevanten Ausmaß möglich, da sich an der Atmosphäre eine Oxidschicht auf der Nioboberfläche bildet, die als Diffusionsbarriere für Wasserstoff wirkt. Während des Herstellungsprozesses ist eine Verunreinigung der dc-SQUIDs mit Wasserstoff jedoch möglich. Konkret kann beim nasschemischen Ätzen der Al-AlO_x-Schicht Wasserstoff in die unter dem Aluminium liegende Niobschicht diffundieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene wässrige Ätzlösungen verwendet, um die unterste Niobschicht kontrolliert mit Wasserstoff zu beladen, respektive eine Beladung zu vermeiden.

Zunächst wird ein Teil der auf dem Wafer befindlichen Al-AlO_x-Schicht mit einer sauren Lösung geätzt, bei der keine Wasserstoff-Beladung der unter dieser Schicht befindlichen Niobschicht zu erwarten ist. Bei dieser sauren Lösung handelt es sich um eine Aluminium-Ätze mit einer chemischen Zusammensetzung aus den Bestandteilen 8 H₃PO₄ : 1/2 HNO₃ : 1/2 CH₂COOH : 1 H₂O. Während des Ätzvorgangs wird die vorhandene AlO_x-Schicht durch die Phosphorsäure (H₃PO₄) gelöst. Elementares Aluminium, welches sich unter der AlO_x-Schicht befindet, wird durch die Salpetersäure (HNO₃) oxidiert, bevor es ebenfalls durch die Phosphorsäure gelöst werden kann. Die Essigsäure dient zur Benetzung und Pufferung der Salpetersäure, während der Anteil an Wasser in der Lösung zum Einstellen der Ätzrate verwendet wird. Ist die gesamte Al-Schicht abgetragen, so führt die in der Ätzlösung enthaltene Salpetersäure zu einer Oxidation der freiliegenden Niobschicht. Diese Oxidschicht dient als Diffusionsbarriere und verhindert somit ein Eindringen von Wasserstoff in die Niobschicht, obwohl dieser in ausreichender Menge in der wässrigen Lösung vorhanden ist.

Der andere Teil der Al-AlO_x-Schicht wird hingegen mit einer basischen Ätzlösung, konkret einem Entwickler für Fotolack, geätzt, bei dem eine Wasserstoff-Beladung der unteren Niobschicht zu erwarten ist. Der dazu verwendete Entwickler AZ351B, der von Firma Mircochemicals GmbH vertrieben wird, basiert auf einer alkalischen Lösung aus gepufferter NaOH in einem Verdünnungsverhältnis von 1 : 4. Bei Kontakt des Entwicklers mit der Niobschicht entsteht keine Nioboxidschicht, sodass das elementare Niob in direktem Kontakt mit der wässrigen Lösung steht. Die Anwesenheit von großen Mengen Wasserstoff sowie Wasserstoff-Ionen in der wässrigen Entwicklerlösung führt zur Wasserstoff-Beladung der gesamten von diesem Ätzprozess betroffenen Niobschicht. Wird das Substrat anschließend aus der Lösung genommen, bildet sich an der Raumluft eine Nioboxidschicht, die ein Ausgasen des Wasserstoffs aus der Niobschicht verhindert.

3.3 Linearisierung des SQUID-Signals

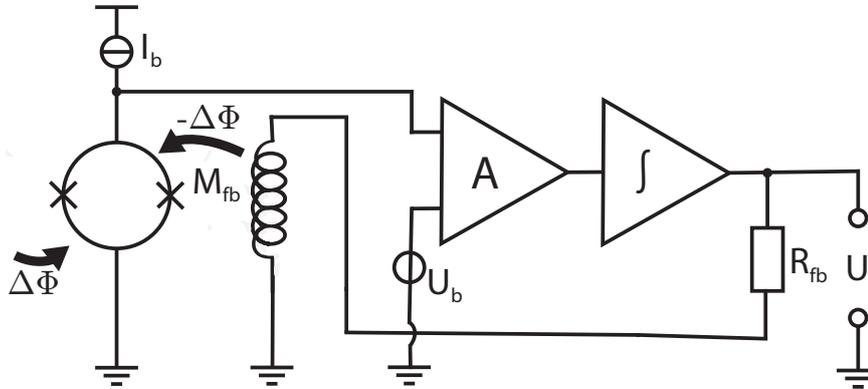


Abb. 3.3: Schaltplan eines einstufigen SQUID-Aufbaus mit Flussrückkopplung zur Linearisierung des Ausgangssignals des dc-SQUIDs. Das dc-SQUID wird mit dem Betriebsstrom I_b betreiben. Die Differenz der über dem SQUID abfallenden Spannung und einer Referenzspannung U_b wird verstärkt und integriert. Das Ausgangssignal des Integrators wird mit Hilfe des Rückkoppelwiderstands R_{fb} und einer Rückkoppelspule, die über die Gegeninduktivität M_{fb} an das SQUID gekoppelt ist, als magnetischer Fluss in das SQUID eingekoppelt, um die initiale Flussänderung im SQUID zu kompensieren.

Wie in Abschnitt 2.2 erwähnt wurde, hängt die Fluss-Spannungs-Kennlinie eines dc-SQUIDs periodisch vom magnetischen Fluss durch die SQUID-Schleife ab und weist somit eine starke Nichtlinearität auf. Aus diesem Grund ist eine lineare Beziehung zwischen dem Ausgangssignal eines SQUIDs und dem Eingangssignal auf einen kleinen Bereich des magnetischen Flusses von etwa $\Delta\Phi_{lin} \lesssim \Phi_0/4$ beschränkt. Eine Möglichkeit, die Beziehung zwischen dem Eingangssignal und dem Ausgangssignal zu linearisieren, besteht durch den Einsatz eines dc-SQUID-Aufbaus mit negativer Flussrückkopplung [Dru04]. Abbildung 3.3 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen dc-SQUID-Aufbaus. Das dc-SQUID wird mit einem konstanten Betriebsstrom I_b betrieben. Die über dem SQUID abfallende Spannung wird mit einer Referenzspannung U_b verglichen und die resultierende Spannungsdifferenz wird mit einem Verstärker um den Faktor A verstärkt und nachfolgend zeitlich integriert. Anschließend wird mit Hilfe eines Widerstands R_{fb} ein zu diesem Spannungssignal proportionaler Strom durch eine Rückkoppelspule erzeugt, die mit der Gegeninduktivität M_{fb} an das dc-SQUID gekoppelt ist. Der durch diesen Strom verursachte magnetische Fluss $-\Delta\Phi$ im SQUID kompensiert hierbei die initiale Flussänderung $\Delta\Phi$ im SQUID. Auf diese Weise wird der Arbeitspunkt des SQUIDs konstant gehalten und man erhält eine lineare Beziehung zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal des SQUIDs. Die initiale Flussänderung $\Delta\Phi$ im SQUID kann schließlich mit Hilfe des

Zusammenhangs

$$U = \frac{R_{\text{fb}}}{M_{\text{fb}}} \Delta \phi \quad (3.1)$$

aus der Spannung U am Ausgang des Integrators berechnet werden.

Der Raumtemperatur-Verstärker, der zur Verstärkung der Differenz der über dem SQUID abfallenden Spannung sowie der Referenzspannung verwendet wird, liefert einen Rauschbeitrag, der, abhängig von den charakteristischen Werten des Aufbaus, signifikant zum Rauschen des Gesamtaufbaus beitragen kann. Die spektrale Leistungsdichte des scheinbaren Flussrauschens

$$S_{\phi} = S_{\phi, \text{SQ}} + \frac{S_{V, \text{el}}}{V_{\phi}^2} + \frac{S_{I, \text{el}}}{I_{\phi}^2} \quad (3.2)$$

eines SQUIDs, welches mit dem oben diskutierten Aufbau mit negativer Flussrückkopplung ausgelesen wird, ergibt sich aus der spektralen Leistungsdichte des intrinsischen Flussrauschens des SQUIDs $S_{\phi, \text{SQ}}$, der spektralen Leistungsdichte des Spannungsrauschens $S_{V, \text{el}}$ und des Stromrauschens $S_{I, \text{el}}$ des Raumtemperatur-Verstärkers sowie dem Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten V_{ϕ} und dem Fluss-zu-Strom-Transferkoeffizienten I_{ϕ} . Verglichen mit dem Spannungsrauschen des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Raumtemperatur-Verstärkers liefert das Stromrauschen der verwendeten SQUID-Elektronik einen vernachlässigbaren Anteil zum Gesamtrauschen und ist somit von nur untergeordneter Bedeutung. Die Verwendung von N -SQUID-Serien-Arrays bietet den Vorteil gegenüber einem einzelnen dc-SQUID, dass sie aufgrund eines größeren Spannungshubs einen höheren Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten V_{ϕ} besitzen. Nach Gleichung 3.2 wird somit der relative Einfluss des Spannungsrauschens des Raumtemperatur-Verstärkers auf das Gesamtrauschen S_{ϕ} proportional zur Anzahl der SQUID-Zellen im SQUID-Array verringert.

3.4 Kreuzkorrelationsaufbau

Wie im letzten Abschnitt verdeutlicht wurde, kann der Raumtemperatur-Verstärker einen erheblichen Anteil zum Gesamtrauschen eines SQUID-Aufbaus mit negativer Flussrückkopplung liefern. Der relative Rauschbeitrag der Raumtemperatur-Elektronik zum Messsignal kann durch einen zweistufigen SQUID-Aufbau verringert werden, bei dem das Ausgangssignal des Stromsensor-SQUIDs mit Hilfe eines SQUID-Arrays rauscharm vorverstärkt wird [Dru04]. Obwohl bei Verwendung eines zweistufigen SQUID-Aufbaus der Betrag des Raumtemperatur-Verstärkers zum Gesamtrauschen deutlich reduziert werden kann, sind im Rauschspektrum des Gesamtaufbaus noch Anteile des zur Vorverstärkung verwendeten SQUIDs sowie des Raumtemperatur-Verstärkers enthalten, die eine Bestimmung des intrinsischen Rauschbeitrags des auslesenden SQUIDs erschweren. Mit Hilfe der Methode der Kreuzkorrelation können

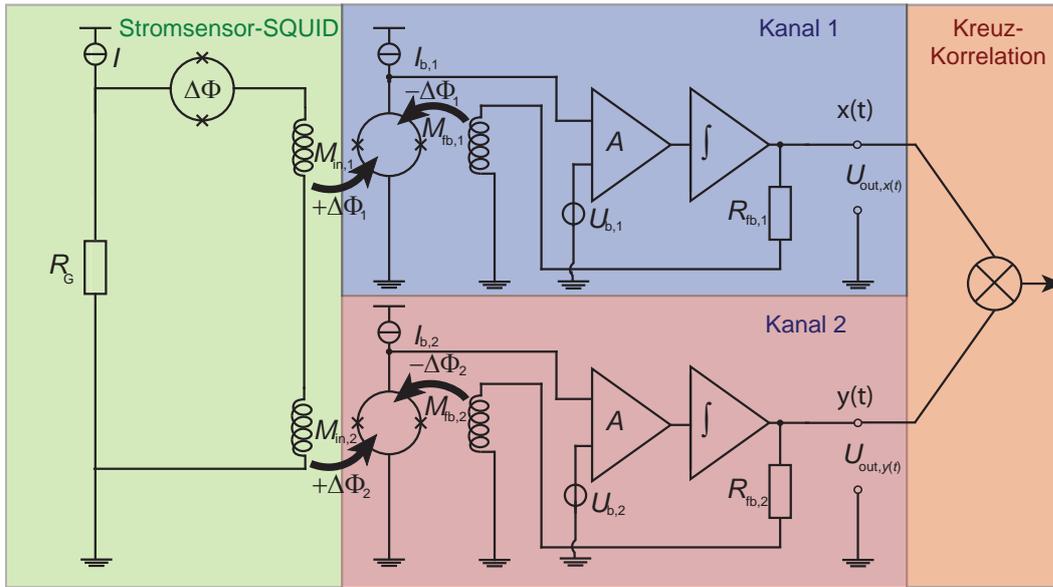


Abb. 3.4: Schematische Darstellung des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kreuzkorrelationsaufbaus zur Messung des Ausgangsstroms eines zu charakterisierenden Stromsensor-SQUIDs. Das Stromsensor-SQUID ist durch jeweils eine Spule induktiv an ein N -SQUID-Serien-Array gekoppelt, die mit dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten Aufbau ausgelesen werden. Die Ausgangssignale dieser beiden Kanäle werden kreuzkorreliert.

die Rauschbeiträge der Verstärkung deutlich reduziert werden. Eine genaue Beschreibung der experimentellen Methode der Kreuzkorrelation ist in [Rub10] zu finden.

In Abbildung 3.4 ist der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Kreuzkorrelationsaufbau schematisch dargestellt. Parallel zu dem Stromsensor-SQUID, dessen Flussrauschen untersucht werden soll, befindet sich ein Widerstand $R_G \ll R_{\text{dyn}}$, der viel kleiner als der dynamische Widerstand R_{dyn} des SQUIDs ist. Mittels einer Stromquelle wird ein konstanter Strom I eingespeist, der fast ausschließlich durch den Widerstand R_G fließt und einen nahezu konstanten Spannungsabfall über dem SQUID erzeugt. Das SQUID befindet sich demnach im Spannungsbetrieb. Zu dem Stromsensor-SQUID sind zwei Spulen in Serie geschaltet. Diese Spulen bilden die Einkoppelspulen zweier unabhängiger 16-SQUID-Serien-Arrays und sind mittels der Gegeninduktivitäten $M_{\text{in},1}$ und $M_{\text{in},2}$ induktiv an die jeweiligen SQUID-Arrays gekoppelt. Das Ausgangssignal des primären Stromsensor-SQUIDs wird durch diese Spulen in Form eines magnetischen Flusses in die beiden SQUID-Arrays eingekoppelt. Die SQUID-Arrays werden mit einem Betriebsstrom $I_{b,1}$ beziehungsweise $I_{b,2}$ im Strombetrieb betrieben. Die Ausgangssignale der beiden SQUID-Arrays, die jeweils vom Strom durch die Einkoppelspulen abhängen, werden bei Raumtemperatur verstärkt und mit Hilfe der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Rückkopplungstechnik linea-

risiert. Die beiden Ausgangssignale der SQUID-Arrays werden mit dem im Folgenden diskutierten Verfahren kreuzkorreliert.

Die spektrale Leistungsdichte des scheinbaren magnetischen Flussrauschens eines Einzelkanals ist

$$S_{\Phi} = S_{\Phi, \text{Array}} + \frac{S_{I, \text{el}}}{I_{\Phi, \text{Array}}^2} + \frac{S_{V, \text{el}}}{V_{\Phi, \text{Array}}^2} + \frac{4k_{\text{B}}TR_{\text{G}}}{(R_{\text{G}} + R_{\text{N}})^2} M_{\text{in}}^2 + S_{\Phi, \text{sens}} \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi} \right)^2 M_{\text{in}}^2, \quad (3.3)$$

wobei $S_{\Phi, \text{Array}}$ die spektrale Leistungsdichte des Rauschens des SQUID-Arrays, $S_{\Phi, \text{sens}}$ die spektrale Leistungsdichte des intrinsischen Rauschens des Stromsensor-SQUIDs und $S_{I, \text{el}}$ beziehungsweise $S_{V, \text{el}}$ die spektralen Leistungsdichten des Strom- und Spannungsrauschens der Raumtemperatur-Elektronik sind. Ferner sind $I_{\Phi, \text{Array}}$ und $V_{\Phi, \text{Array}}$ die Fluss-zu-Strom- und Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten des Arrays, k_{B} ist die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und $\partial I / \partial \Phi$ ist der Strom-zu-Fluss-Transferkoeffizient des Stromsensor-SQUIDs. Das gesamte Flussrauschen eines Kanals setzt sich aus dem intrinsischen Rauschanteil des Stromsensor-SQUIDs sowie Rauschanteilen des SQUID-Array und des Raumtemperatur-Verstärkers zusammen.

Betrachtet man die Kreuzkorrelation der Ausgangssignale $x(t)$ und $y(t)$ der beiden in Abbildung 3.4 gezeigten Kanäle, dann ist die spektrale Leistungsdichte S_{xy} des kreuzkorrelierten Spektrums nach dem Wiener-Chintschin-Theorem [Khi34] durch

$$\langle S_{yx} \rangle_m = \frac{1}{\Delta t} \langle Y(f)X(f)^* \rangle_m \quad (3.4)$$

gegeben. Hierbei entspricht Δt der Messzeit, $Y(f)$ und $X(f)$ sind die Fouriertransformierte der Signale $y(t)$ respektive $x(t)$, A^* bezeichnet die komplexe Konjugation der Größe A und $\langle \rangle_m$ das arithmetische Mittel über m Segmente. Dabei sind die Ausgangssignale

$$x(t) = a(t) + s(t) \quad y(t) = b(t) + s(t) \quad (3.5)$$

durch das intrinsische Rauschsignal $s(t)$ des Stromsensor-SQUIDs und dem parasitären Rauschen $a(t)$ und $b(t)$ der Kanäle 1 und 2 gegeben, welches von dem SQUID-Array und dem Raumtemperatur-Verstärker resultiert. Als Erwartungswert $\mathbb{E}\{S_{yx}\}$ eines kreuzkorrelierten Spektrums zweier solcher Signale ergibt sich unter der Annahme, dass $a(t)$, $b(t)$ und $s(t)$ voneinander statistisch unabhängig sind:

$$\begin{aligned} \mathbb{E}\{S_{yx}\} &= \frac{1}{\Delta t} \mathbb{E}\{YX^*\} \\ &= \frac{1}{\Delta t} \mathbb{E}\{(S+B) \cdot (S+A)^*\} \\ &= \frac{1}{\Delta t} (\mathbb{E}\{SS^*\} + \mathbb{E}\{SA^*\} + \mathbb{E}\{BS^*\} + \mathbb{E}\{BA^*\}) \\ &= S_{ss} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Für diesen Fall verschwinden für statistisch unabhängige Größen die Erwartungswerte $\mathbb{E}\{SA^*\} = \mathbb{E}\{BS^*\} = \mathbb{E}\{BA^*\} = 0$. Das resultierende Spektrum S_{ss} ist unabhängig von den Signalen $a(t)$ und $b(t)$, weshalb die Rauschbeiträge der SQUID-Arrays beziehungsweise der Raumtemperatur-Verstärker stark unterdrückt werden und somit das intrinsische Rauschen des Stromsensor-SQUIDs direkt bestimmt werden kann. Betrachtet man nun die Kreuzkorrelation zweier Rauschspektren, wie sie in Gleichung 3.3 beschrieben sind, so ist die spektrale Leistungsdichte des kreuzkorrelierten Rauschspektrums durch

$$S_{\Phi} = S_{\Phi,\text{sens}} \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi} \right)^2 M_{\text{in}}^2 + \frac{4k_{\text{B}}TR_{\text{G}}}{(R_{\text{G}} + R_{\text{N}})^2} M_{\text{in}}^2 \quad (3.7)$$

gegeben.

3.5 Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Aufbauten erläutert, mit denen die im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Messungen durchgeführt wurden. In diesem Zusammenhang wird zunächst gezeigt, auf welche Weise die verwendeten dc-SQUIDs initial bei einer Temperatur von etwa $T = 4,2\text{ K}$ charakterisiert wurden. Anschließend werden die SQUID-Aufbauten vorgestellt, mit denen die Rauschmessungen bei Temperaturen zwischen 100 mK und 750 mK erfolgten.

Die in dieser Arbeit verwendeten dc-SQUIDs wurden in einer Transportkanne für flüssiges Helium bei einer Temperatur von etwa $T = 4,2\text{ K}$ getestet und charakterisiert. Die SQUIDs wurden dazu auf eine Leiterplatte geklebt und mit Aluminium-Bonddrähten elektrisch kontaktiert. Durch die Verwendung eines in der feinmechanischen Werkstatt des Instituts hergestellten, weichmagnetischen Abschirmung aus Cryoperm³ sowie eines supraleitenden Schilds aus Niob wurde der Einfluss von externen, magnetischen Störsignalen stark reduziert. Die Charakterisierungsmessungen der SQUID-Arrays erfolgten in einem einstufigen Aufbau im Strombetrieb unter Verwendung einer breitbandigen SQUID-Elektronik des Typs XXF-1 der Firma Magnicon-GmbH. Diese Messungen beinhalteten die Aufzeichnung der Strom-Spannungs-Kennlinien sowie der Fluss-Spannungs-Kennlinien mittels eines digitalen Speicheroszilloskops, die Bestimmung der Gegeninduktivitäten M_{in} und M_{fb} zwischen der Einkoppel- beziehungsweise Rückkoppelspule und der SQUID-Leiterschleife, die Ermittlung des Spannungs-zu-Fluss-Transferkoeffizienten V_{Φ} und Strom-zu-Fluss-Transferkoeffizienten I_{Φ} sowie die Messung der Widerstände der SQUIDs und der Spulen bei Raumtemperatur.

³Cryoperm ist eine von der Firma Vacuumschmelze GmbH & Co KG hergestellte weichmagnetische Legierung, deren Permeabilitätswert bei tiefen Temperaturen ein Maximum durchläuft

Die Messungen der Rauschspektren wurden in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungs-Kryostaten mit einer zweistufigen Pulsröhrenkühlung durchgeführt. Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungs-Kryostaten ist in [Ens05] zu finden. Für die Rauschmessungen wurden die Experimente auf der Experimentierplattform der Mischkammer des Kryostaten befestigt, die auf eine Basistemperatur von unter 10 mK gekühlt werden kann. Mit Hilfe eines Heizwiderstands auf der Mischkammer und einer PID-Regelschaltung kann die Temperatur der Experimentierplattform zwischen Basistemperatur und etwa 750 mK variiert und stabilisiert werden.

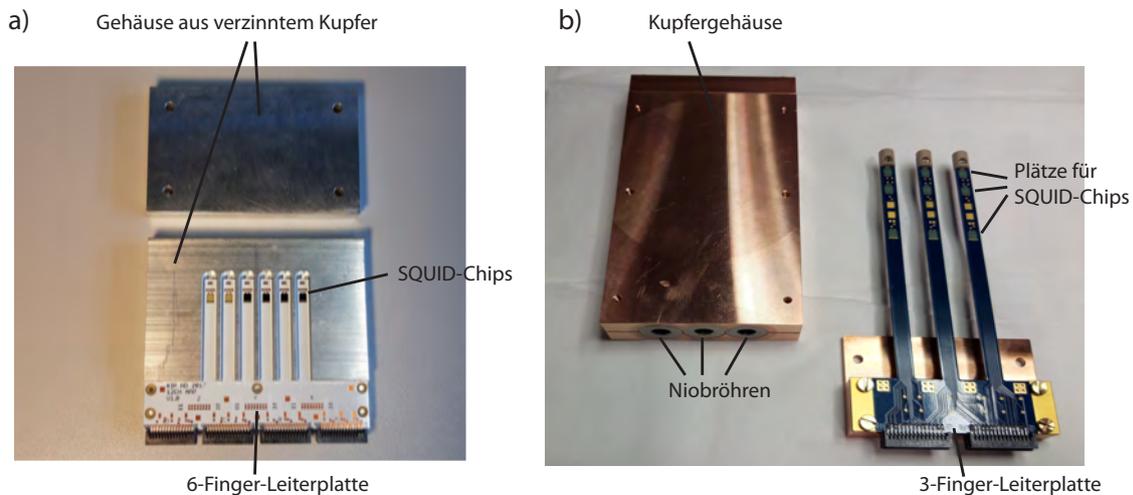


Abb. 3.5: a) Fotografie des geöffneten experimentellen Aufbaus für die Messung der Rauschspektren von SQUID-Arrays. Der Aufbau verwendet eine 6-Finger-Leiterplatte in einer Abschirmung aus verzinntem Kupfer. Auf vier der sechs Finger befinden sich SQUID-Chips mit jeweils zwei dc-SQUID-Arrays. b) Fotografie des geöffneten experimentellen Aufbaus, der für die Kreuzkorrelationsmessung an einem Stromsensor-SQUID verwendet wurde. Zu sehen ist die Abschirmung aus drei Niob-Röhren, die in einem Kupfergehäuse untergebracht ist. In dem in dieser Arbeit umgesetzten Aufbau wird der erste Finger genutzt.

Abbildung 3.5 a) zeigt einen der beiden verwendeten experimentellen Aufbauten, bei dem insgesamt vier SQUID-Chips auf vier der sechs Finger einer in der Arbeitsgruppe entworfenen Leiterplatte aufgeklebt wurden und mit Hilfe von Bonddrähten aus Aluminium elektrisch kontaktiert wurden. Auf jedem Chip befinden sich zwei 16-SQUID-Serien-Arrays, welche mit einem konstantem Betriebsstrom betrieben wurden. Dabei wurde jeweils eines der beiden Arrays während der Mikrofabrikation gezielt mit Wasserstoff kontaminiert (siehe Abschnitt 3.2). Durch den geringen räumlichen Abstand zwischen dem mit Wasserstoff beladenen SQUID und dem nicht kontaminierten SQUID werden Inhomogenitäten der Schichtdicken, welche bei der Abscheidung der

verschiedenen Materialschichten verursacht werden können, klein gehalten und somit eine gute Vergleichbarkeit der SQUIDs herbeigeführt. Die SQUID-Arrays wurden mit einem verzinnnten Kupfer-Gehäuse vor magnetischen Störsignalen abgeschirmt.

Bei dem zweiten Experiment handelt es sich um einen Kreuzkorrelationsaufbau, der bereits in Abschnitt 3.4 schematisch beschrieben wurde. Hierfür wurde ein, während der Herstellung mit Wasserstoff kontaminiertes, Stromsensor-SQUID auf einen Finger der in Abbildung 3.5 b) gezeigten Leiterplatte aufgeklebt und elektrisch mit Aluminium-Bonddrähten kontaktiert. Die Auslesung des Stromsensor-SQUIDs erfolgte mit Hilfe von zwei 16-SQUID-Serien-Arrays, die während der Produktion keine Wassertoff-Beladung erfahren haben und sich ebenfalls auf dieser Leiterplatte befinden. Zur Abschirmung und thermischen Kontaktierung des Kreuzkorrelationsaufbaus wird die in Abbildung 3.5 b) gezeigte Halterung verwendet, welche aus drei Niob-Röhren besteht, die von einem Kupferrahmen umschlossen sind.

Alle SQUIDs der beiden experimentellen Aufbauten wurden mit Hilfe der breitbandigen Raumtemperatur-Elektronik des Typs XXF-1 der Firma Magnicon GmbH ausgelesen. Das Ausgangssignal der SQUID-Elektronik wurde anschließend mit einem Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 100 kHz gefiltert, um den Alias-Effekt [Nyq28, Sha49] zu unterdrücken. Nachdem das Signal mit einem batteriebetriebenen Verstärker abermals verstärkt wurde, wurde es mit Hilfe eines Analog-Digital-Wandler USB-6361 der Firma National Instruments für die weitere Auswertung digitalisiert.

4. Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der Charakterisierung der für Rauschmessungen verwendeten SQUID-Arrays dargestellt. Darüber hinaus wird der im Rahmen dieser Arbeit beobachtete Einfluss einer Wasserstoff-Beladung auf die charakteristischen Größen der SQUIDs sowie auf die elektrischen Eigenschaften von Teststrukturen aus Niob, anhand derer der Erfolg der Wasserstoff-Beladung untersucht werden sollte, diskutiert. Des Weiteren werden die Ergebnisse der durchgeführten Rauschmessungen bei Temperaturen $T < 1$ K von dc-SQUID-Arrays mit und ohne Wasserstoff-Beladung vorgestellt und diskutiert. Abschließend wird die grundlegende Charakterisierung des Kreuzkorrelationsaufbaus vorgestellt.

4.1 Charakteristische Größen der dc-SQUID-Arrays

Die grundlegende Charakterisierung der dc-SQUID-Arrays erfolgte bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K mit Hilfe des in Abschnitt 3.5 beschriebenen experimentellen Aufbaus. Die insgesamt acht charakterisierten SQUID-Arrays befinden sich auf vier gleich aufgebauten SQUID-Chips. Auf jedem dieser SQUID-Chips befindet sich ein 16-SQUID-Serien-Array, bei welchem während der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Mikrofabrikation die einzelnen SQUID-Schleifen des Arrays gezielt mit Wasserstoff beladen wurden, und ein 16-SQUID-Serien-Array bei dem keine gezielte Beladung mit Wasserstoff stattgefunden hat. Darüber hinaus wurden auf den Chips befindliche mäanderförmige Leiterstrukturen aus Niob charakterisiert, mit deren Hilfe der Erfolg der Wasserstoff-Beladung getestet werden sollte. Bei dieser Art von Teststruktur konnte in der Arbeitsgruppe bereits in der Vergangenheit gezeigt werden, dass eine Wasserstoff-Beladung mit der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Methode möglich ist. Konkret wurden mäanderförmige Leiterstrukturen hergestellt, die zunächst in Form einer Nb/Al-Zweischichtstruktur mittels eines Lift-Off-Verfahrens auf einem Substrat abgeschieden wurden. Bei einer Hälfte dieser Leiterstrukturen wurden die auf dem Nb befindliche Al-Lage mittels der alkalischen Entwicklerlösung und bei der anderen Hälfte mittels der säurebasierten Al-Ätze entfernt (siehe Abschnitt 3.2.1). Die im Anschluss an diesen Strukturen durchgeführten elektrischen Messungen zeigten, dass der Raumtemperatur-Widerstand der Nb-Leiterstrukturen, die mittels der Entwicklerlösung von der Aluminiumschicht befreit wurden und damit potentiell eine Wasserstoff-Beladung erfahren haben, zwischen 10% und 40% höher ist als bei den mit der mit Al-Ätze freigelegten Nb-Leiterbahnen. Der kritische Strom I_c einer Nb-Leiterstruktur mit einer Schichtdicke von 250 nm und einer Bahnbreite von 5 μm

fällt durch Wasserstoff-Beladung von $I_c \approx 150$ mA auf einen Wert von $I_c < 100$ mA. In einigen Fällen hat die Wasserstoff-Beladung sogar dazu geführt, dass die Struktur bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K überhaupt nicht mehr supraleitend ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ähnliche Leiterstrukturen zur Beurteilung des Erfolgs der Wasserstoff-Beladung verwendet. Diese Strukturen wurden aus der Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstruktur gefertigt, bei der zunächst die Deckelektrode mittels ICP-RIE-Verfahren (siehe Abschnitt 3.2) entfernt wurde. Die Al-Schicht wurde dann entweder mit der Entwicklerlösung oder mit der säurebasierten Al-Ätze entfernt, bevor im letzten Prozessschritt die mäanderförmigen Leiterbahnen mittels ICP-RIE-Verfahren aus der Basiselektrode der Dreischichtstruktur gefertigt wurden. Die verschiedenen Ätzschritte sind hierbei identisch zu den Ätzschritten bei der Herstellung der SQUID-Arrays, das heißt beide Strukturen wurden jeweils simultan gefertigt.

SQUID/zugehörige Nb-Struktur	Wasserstoff-Beladung	$I_{c,Nb}$ [mA]	T_c [K]	R_{300K} [Ω]
HDSQH2 w1 1A7 SQ1	Ja	139	7,6	1201
HDSQH2 w1 1A7 SQ2	Nein	/	7,6	1173
HDSQH2 w1 2A7 SQ1	Ja	143	7,6	1192
HDSQH2 w1 2A7 SQ2	Nein	138	7,6	1153
HDSQH2 w1 2A11 SQ1	Ja	129	7,6	1179
HDSQH2 w1 2A11 SQ2	Nein	140	7,6	1180
HDSQH2 w1 3B11 SQ1	Ja	135	7,7	1244
HDSQH2 w1 3B11 SQ2	Nein	130	7,7	1214

Tab. 4.1: Übersicht über die Werte des kritischen Stroms I_c von Niob-Leiterstrukturen, sowie der kritischen Temperatur T_c und dem Raumtemperatur-Widerstand verschiedener SQUID-Arrays.

Tabelle 4.1 fasst die gemessenen Werte für den kritischen Strom $I_{c,Nb}$ der mäanderförmigen Leiterstrukturen sowie die kritische Temperatur T_c und den Raumtemperatur-Widerstand R_{300K} der zu diesen Leiterstrukturen gehörenden SQUID-Arrays zusammen. Die kritischen Ströme der getesteten Leiterstrukturen stimmen im Rahmen der experimentellen Genauigkeit überein und liegen geringfügig unter dem aus vorherigen Messungen erwarteten Wert von $I_c = 150$ mA für nicht mit Wasserstoff beladenes Niob. Insbesondere wurden, entgegen der ursprünglichen Erwartung, keine geringeren Werte für den kritischen Strom für die nominell mit Wasserstoff beladenen Strukturen gemessen. Die kritische Temperatur T_c der SQUID-Arrays wurde in einem ³He/⁴He-Verdünnungs-Kryostaten gemessen. Für die getesteten SQUID-Arrays lag die kritische Temperatur bei $T_c = 7,6$ K beziehungsweise 7,7 K und damit unter dem erwarteten Wert für Nb-Vollmaterial, der bei $T_c = 9,2$ K liegt. Weiterführende Messungen haben hier allerdings gezeigt, dass aktuell alle in der Arbeitsgruppe gefertig-

ten Nb-Strukturen eine gegenüber Vollmaterial signifikant reduzierte kritische Temperatur besitzen. Die Ursache hierfür ist aktuell nicht bekannt. Der Raumtemperatur-Widerstand R_{300K} eines SQUID-Arrays wird maßgeblich durch den Widerstand der Leiterstrukturen aus Niob bestimmt. Bei den potentiell mit Wasserstoff beladenen SQUID-Arrays ist in drei von vier Fällen ein leicht erhöhter Widerstandswert zu erkennen (Tabelle 4.1).

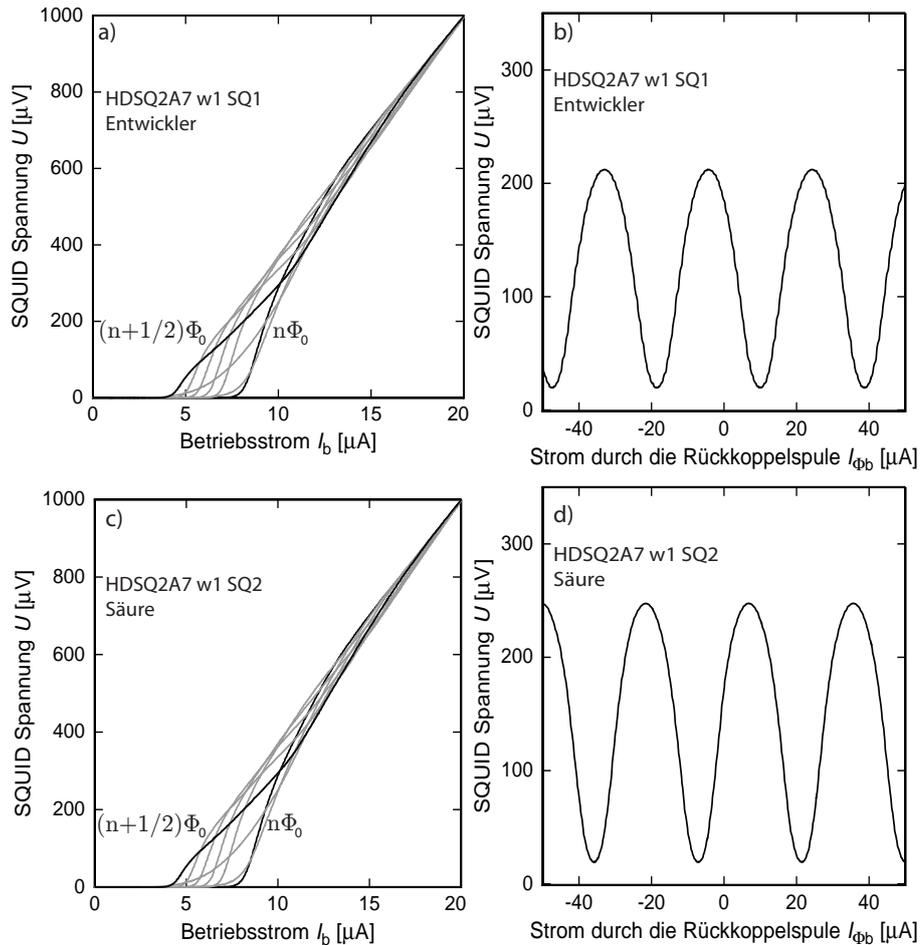


Abb. 4.1: a) + c): Exemplarische Strom-Spannungs-Kennlinien zweier dc-SQUID-Arrays bei verschiedenen externen magnetischen Flüssen b) + d): Die SQUID-Spannung in Abhängigkeit des in die Rückkoppelspule eingepprägten Stroms $I_{\Phi,b}$ bei maximalem Spannungshub.

Für die elektrische Charakterisierung der einzelnen SQUID-Arrays wurden jeweils die Strom-Spannungs-Kennlinie sowie die Fluss-Spannungs-Kennlinie gemessen. In Abbildung 4.1 sind exemplarisch die Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedene Werte des magnetischen Flusses Φ , die zwischen $n\Phi_0$ und $(n+1/2)\Phi_0$ liegen, sowie die Fluss-Spannungs-Kennlinien bei maximalem Spannungshub ΔU_{\max} für zwei verschiedene SQUID-Arrays gezeigt, wobei die Al-Lage bei einem der SQUID-Arrays mit Ent-

wicklerlösung und bei dem anderen SQUID-Array mit säurebasierter Al-Ätze entfernt wurde. Aus den gemessenen Kennlinien wurden die Werte für den kritischen Strom $I_{c,SQ}$ und den Normal-Widerstand $R_{N,SQ}$ sowie der maximale Spannungshub der Fluss-Spannungs-Kennlinie ΔU_{\max} , die Gegeninduktivität M_{fb} der Rückkoppelspule bezüglich der SQUID-Schleife, sowie der Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient V_{ϕ} und der Fluss-zu-Strom-Transferkoeffizient I_{ϕ} bestimmt. In Tabelle 4.2 sind die jeweiligen Werte für die acht charakterisierten dc-SQUID-Arrays zusammengefasst. Ferner ist angegeben, welche SQUID-Arrays potentiell mit Wasserstoff beladen wurden.

SQUID	Wasserstoff- Beladung	$I_{c,SQ}$ [μA]	$R_{N,SQ}$ [Ω]	ΔU_{max} [μV]	M_{fb}^{-1} [$\frac{\mu A}{\phi_0}$]	I_{ϕ} [$\frac{\mu A}{\phi_0}$]	V_{ϕ} [$\frac{\mu V}{\phi_0}$]
HDSQH2 w1 1A7 SQ1	Ja	2,92	62,4	224	28,6	12,23	750,95
HDSQH2 w1 1A7 SQ2	Nein	3,86	68,8	272	28,6	16,35	1021,75
HDSQH2 w1 2A7 SQ1	Ja	2,99	58,5	185	28,5	10,37	712,75
HDSQH2 w1 2A7 SQ2	Nein	4,36	70,0	249	28,6	16,32	1098,73
HDSQH2 w1 2A11 SQ1	Ja	3,10	64,2	156	28,6	10,06	491,38
HDSQH2 w1 2A11 SQ2	Nein	3,81	72,4	258	28,5	9,78	950,66
HDSQH2 w1 3B11 SQ1	Ja	3,16	65,4	215	28,7	13,20	714,95
HDSQH2 w1 3B11 SQ2	Nein	3,9	73,2	251	28,6	12,25	1020,39

Tab. 4.2: Übersicht über die aus den Strom-Spannungs-Kennlinien und Fluss-Spannungs-Kennlinien ermittelten charakteristischen Größen der untersuchten SQUID-Arrays. Die Bedeutung der verschiedenen Größen ist im Text angegeben.

Der kritische Strom $I_{c,SQ}$ wurde durch $I_{c,SQ} \approx I_{b,max}/2$ anhand der Strom-Spannungs-Kennlinie abgeschätzt, wobei $I_{b,max}$ der größte Strom ist, der an das SQUID angelegt werden kann, ohne dass eine Spannung über dem SQUID abfällt. Die Rauschverrundung der Kennlinie wurde nicht berücksichtigt. Anhand der Kennlinien in Abbildung 4.1 a) und 4.1 c) ergeben sich die kritischen Ströme von $I_{c,SQ} \approx 3,0 \mu A$ beziehungsweise $I_{c,SQ} \approx 4,4 \mu A$. Im Durchschnitt liegt der kritische Strom für die potentiell mit Wasserstoff beladenen SQUIDs bei $I_{c,SQ} \approx 3,0 \mu A$ und für nicht beladene SQUIDs bei $I_{c,SQ} \approx 4,1 \mu A$. Nach den zur Herstellung der SQUID-Arrays verwendeten Prozessparametern (vergleiche Abschnitt 3.2) sollte der kritische Strom bei $I_{c,SQ} \approx 4,2 \mu A$ liegen. Dieser Wert stimmt sehr gut mit den experimentell bestimmten kritischen Strömen der SQUID-Arrays überein, welche nicht gezielt mit Wasserstoff beladen wurden. Bei den nominell beladenen SQUID-Arrays ist der kritische Strom geringer. Dieser Effekt kann, wie bereits in Abschnitt 2.3.1 erwähnt, daher resultieren, dass Wasserstoff in mindestens einer Nb-Elektrode des Josephson-Tunnelkontaktes durch eine Änderung des chemischen Potentials zu einem Anstieg der Potentialbarriere führt, wodurch der kritische Strom des Josephson-Tunnelkontaktes sinkt.

Der Widerstand $R_{N,SQ}$ wurde über die Steigung der Strom-Spannungs-Kennlinie bei hohen Betriebsströmen bestimmt, bei denen sich das SQUID-Array im normalleitenden Zustand befindet. Experimentell zeigt sich ein höherer Widerstand $R_{N,SQ}$ bei SQUID-Arrays, bei denen die Al-Lage mit der säurebasierten Al-Ätze entfernt wurde. Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, bildet sich bei dem Entfernen der Al-Schicht mit säurebasierter Al-Ätze eine Oxidschicht auf der unteren Niobschicht, die eine Diffusionsbarriere für Wasserstoff darstellt. Durch die Oxidierung der Niobschicht nimmt die effektive elektrische Dicke der Nb-Schicht die Nioblage geringfügig ab, was zu einer Erhöhung des elektrischen Widerstandes führt. Um den gemessenen Effekt allein durch die Oxidierung der Nioblage zu erklären, müsste die Oxidschicht etwa 30 nm dick sein, obwohl für die sich bei dem Ätzprozess bildende Oxidschicht nur eine Dicke von wenigen nm erwartet wird. Ferner zeigen Messdaten in [Hin08] an mit Wasserstoff beladenen Nb/ AlO_x /Nb-Josephson-Kontakten, dass sowohl der kritische Strom $I_{c,SQ}$ als auch der Normal-Widerstand $R_{N,SQ}$, sowie das $I_{c,SQ}R_{N,SQ}$ -Produkt durch Wasserstoff-Beladung einer Niob-Elektrode sinkt. Dies steht im Einklang mit dem im Rahmen dieser Arbeit gemachten Beobachtungen.

Weiterhin lässt sich anhand der bei maximalem Spannungshub gemessenen Kennlinien in Abbildung 4.1 b) und d) erkennen, dass mit Wasserstoff kontaminierte SQUID-Arrays einen deutlich geringeren Spannungshub aufweisen. Der geringere Spannungshub $\Delta U_{max} \propto I_{c,SQ}R_{N,SQ}$ ist ein Resultat aus den geringeren Werten für $I_{c,SQ}$ und $R_{N,SQ}$. Ferner zeigt sich, dass sich die SQUID-Arrays in Hinblick auf die Gegeninduktivitäten der Rückkoppelspulen erwartungsgemäß nicht unterscheiden. Nominell mit Wasserstoff beladene SQUID-Arrays weisen in Vergleich zu ihren auf

dem gleichen Chip befindlichen nicht beladenen Partnern einen deutlich geringeren Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient auf. Dieser Unterschied folgt aus einem Unterschied im Spannungshub ΔU der jeweiligen SQUID-Arrays. Der Fluss-zu-Strom-Transferkoeffizient variiert leicht, ohne einen eindeutigen Trend abzubilden.

4.2 Niederfrequentes magn. Flussrauschen der untersuchten dc-SQUID-Arrays

In einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungs-Kryostaten wurde die spektrale Leistungsdichte der Rauschspektren der im vorherigen Abschnitt behandelten dc-SQUID-Arrays in einem einstufigen Aufbau mit negativer Flussrückkopplung (siehe Abschnitt 3.3) bei Temperaturen T von 113 mK, 221 mK, 414 mK und 743 mK gemessen. Hierfür wurde der in Abschnitt 3.5 beschriebene experimentelle Aufbau verwendet und für jeweils 30 min ein Zeitverlauf des Spannungssignals der SQUID-Elektronik aufgenommen. In Abbildung 4.2 a) ist exemplarisch ein solcher Spannungsverlauf gezeigt. Obwohl zur Vermeidung von Störsignalen eine supraleitende Abschirmung für den experimentellen Aufbau verwendet wurde, traten während der Messungen sehr häufig derartige Störsignale auf. Die Ursache dieser Störsignale konnte nicht identifiziert werden. Bei diesen Störsignalen handelte es sich in erster Linie um unregelmäßige Spitzen, die entweder direkt in das SQUID oder in den Messaufbau elektromagnetisch einkoppeln. Zur Entfernung dieser Störsignale bei der anschließenden Berechnung der Rauschspektren wurde ein Peak-Entfernungs-Algorithmus verwendet, dessen Vorgehensweise beispielhaft anhand der in Abbildung 4.2 gezeigten Messung verdeutlicht wird. Bei dem Peak-Entfernungs-Algorithmus wird manuell ein Minimal- und Maximalwert für die Spannungsamplitude festgelegt außerhalb derer das Signal verworfen wird. Bei der zur Berechnung des Rauschspektrums verwendeten Fouriertransformation wird der gemessene Zeitverlauf in Intervalle unterteilt.

Liegt nun ein Spannungswert nicht innerhalb der durch den Minimal- und Maximalwert festgelegten Grenzen, wird das betroffene Intervall bei der Fouriertransformation nicht berücksichtigt. Auf diese Weise kann ein großer Teil der Störsignale nachträglich herausgefiltert werden. Allerdings muss bei diesem Verfahren darauf geachtet werden, dass noch eine ausreichende Menge genügend großer Intervalle an Messpunkten übrig bleibt, um auch bei sehr niedrigen Frequenzen bis unter 1 Hz ein zuverlässiges Spektrum berechnen zu können. Aufgrund dessen können bei einer zu hohen Dichte an Störsignalen nicht alle Peaks entfernt werden. In Abbildung 4.2 a) sind beispielhaft drei verschiedenen Grenzen für den Peak-Entfernungs-Algorithmus dargestellt. Im Fall der blau gewählten Grenzen werden keine Bereiche des Spannungsverlaufs entfernt. Im Fall mit den im grün dargestellten Grenzen werden grobe Störsignale aus dem Zeitverlauf des Spannungssignals entfernt, während für die gelb dargestellten

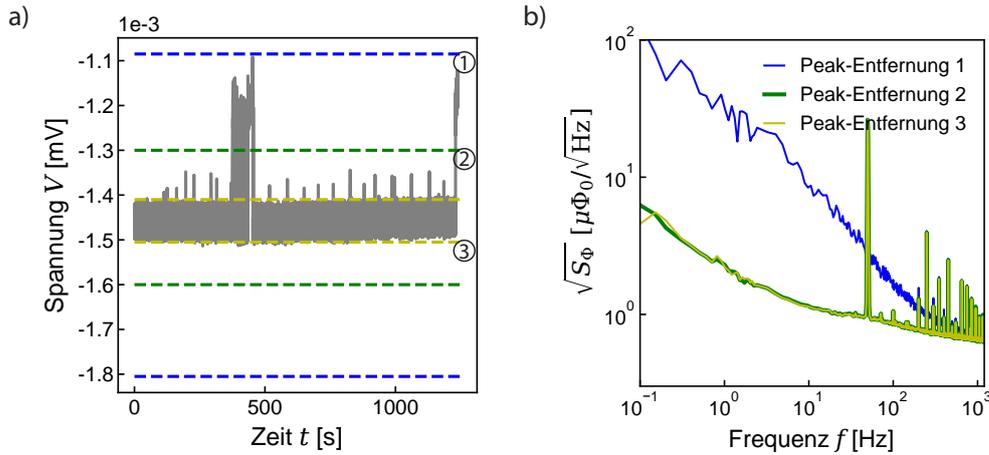


Abb. 4.2: a) Gemessener Zeitverlauf der Spannung der SQUID-Elektronik, die zum Auslesen eines SQUID-Arrays verwendet wird. Zusätzlich eingezeichnet sind drei verschiedene Grenzen des Spannungssignals, die für den zur Bereinigung von Störsignalen eingesetzten Peak-Entfernungs-Algorithmus verwendet wurden. b) Die aus dem bereinigten Zeitverlauf für die in a) dargestellten Grenzen des Peak-Entfernungs-Algorithmuses resultierenden Rauschspektren.

Grenzen der größtmögliche Teil der auf dem Rauschen befindlichen Peaks von dem Zeitverlauf entfernt werden. In Abbildung 4.2 b) sind in den jeweiligen Farben, die aus den verschiedenen Grenzen resultierenden Spektren gezeigt. Daraus ist zu schließen, dass der verwendete Algorithmus zur Entfernung von Störsignalen geeignet ist und zuverlässige Spektren bestimmt werden können.

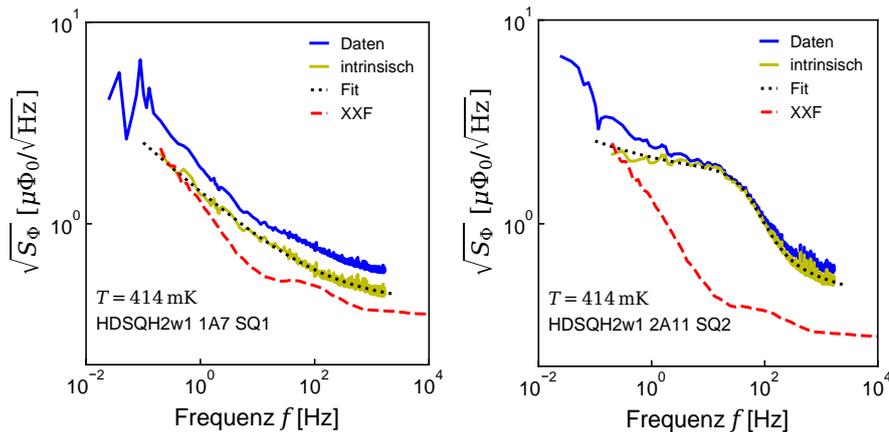


Abb. 4.3: Zwei Typische im Rahmen dieser Arbeit gemessene Rauschspektren der untersuchten SQUID-Arrays, wobei in blau das gemessene Rauschspektrum dargestellt ist, in rot das berechnete Rauschen der SQUID-Elektronik und in gelb das intrinsische Rauschspektrum des jeweiligen SQUID-Arrays.

Abbildung 4.3 a) zeigt ein typisches im Rahmen dieser Arbeit gemessenes Rauschspektrum. Um das Spektrum in einem späteren Schritt numerisch anpassen zu können, wurden die Peaks entfernt, die etwa in Abbildung 4.2 b) auf dem Rauschspektrum zu erkennen sind. Diese resultieren hauptsächlich von der Netzversorgung und deren Oberschwingungen. Das von Peaks bereinigte Spektrum ist in Abbildung 4.3 in blau dargestellt. Man kann das Plateau des weißen Rauschens für hohe Frequenzen, sowie die $f^{-\alpha}$ -Abhängigkeit bei geringen Frequenzen erkennen. Das Rauschen der zur Auslesung der SQUID-Arrays verwendeten Raumtemperatur-Elektronik liefert im einstufigen Aufbau einen Beitrag zum Gesamtrauschen. Der Rauschanteil der Elektronik wird nach der Gleichung 3.2 berechnet, wobei der Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient V_{ϕ} und der Fluss-zu-Strom-Transferkoeffizient I_{ϕ} vor jeder Messung experimentell bestimmt wurden. Der Beitrag der SQUID-Elektronik ist in rot in Abbildung 4.3 dargestellt. Das Rauschen der Raumtemperatur-Elektronik wird vom gemessenen Rauschspektrum abgezogen, um das intrinsische Rauschen des SQUID-Arrays zu erhalten.

Durch die numerische Anpassung der Gleichung 2.15 an das Spektrum des intrinsischen Rauschens ergeben sich die Rauschparameter $S_{\phi,w}$, $S_{\phi,1/f}$ und α . Bei einem Teil der gemessenen Spektren ist eine Tiefpass-Verhalten zu beobachten (siehe Abbildung 4.3 b)), weshalb hierfür eine um eine Lorentz-Kurve erweiterte Version

$$S_{\phi}(f) = S_{\phi,w}(f) + S_{\phi,\frac{1}{f}}(1 \text{ Hz}) \cdot f^{-\alpha} + \frac{A\tau}{1 + (\tau f)^2} \quad (4.1)$$

von Gleichung 2.15 zur numerischen Anpassung verwendet wurde. Die Parameter A und τ sind hierbei freie Anpassungsparameter. Eine solche Lorentz-Kurve stellt beispielsweise das Rauschspektrum eines Zwei-Niveau-Systems dar, welches statistisch zwischen seinen Zuständen fluktuiert [Ant13]. Das Auftreten von Rauschen durch ein einzelnes sowie einer Vielzahl von Zwei-Niveau-Systemen in SQUIDs und dessen mögliche Ursachen wurde in Abschnitt 2.3 behandelt. Zur Erklärung des niederfrequenten magnetischen Zusatzrauschens in SQUIDs mit einer Amplitude von etwa $1 \mu\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz durch zufällig angeordnete Zwei-Niveau-Systeme wird eine Defektdichte von $5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$ [Koc07] angenommen. Um die gemessene Charakteristik des in Abbildung 4.3 b) Rauschspektrums mit einem einzigen Zwei-Niveau-System zu erklären, müsste dieses um einen grob geschätzten Faktor 10^{17} erhöhtes Dipolmoment besitzen oder in einem um einen Faktor 10^{17} erhöhten elektrischen Feld sitzen. Dementsprechend ist es sehr unwahrscheinlich, dass das beobachtete Verhalten durch ein einziges intrinsisches Zwei-Niveau-System erklärt werden kann.

Aus der numerischen Anpassung der Gleichung 2.15 respektive Gleichung 4.1 an die intrinsischen Rauschspektren der SQUID-Arrays (siehe Anhang A) bei verschiedenen Temperaturen wurden Werte für den Exponenten α des niederfrequenten Flussrauschens, sowie die Amplitude der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ bestimmt

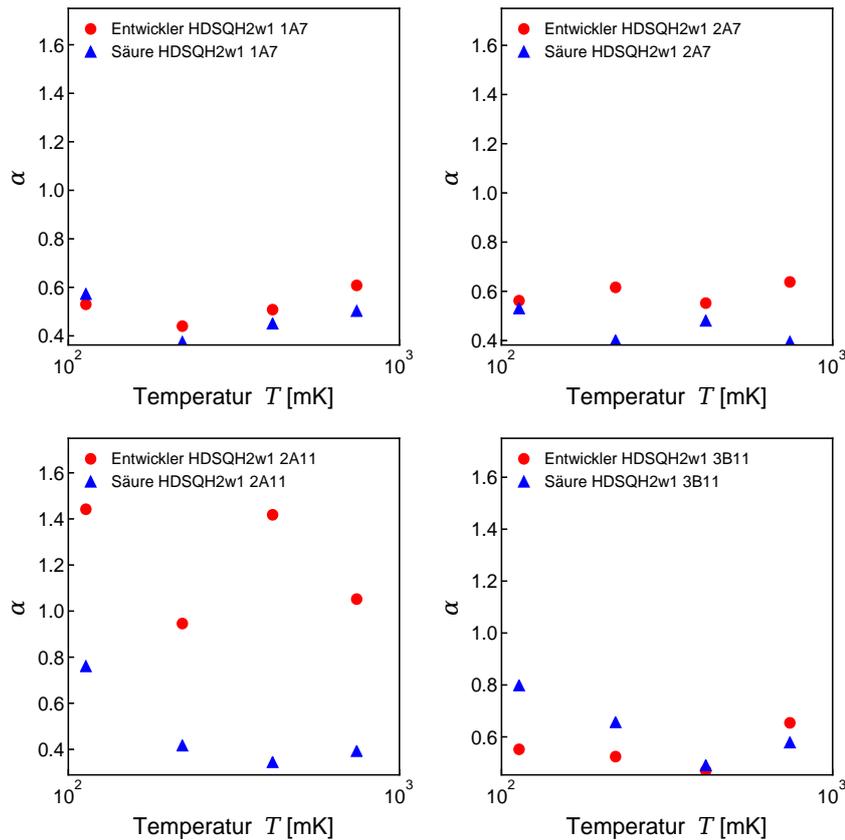


Abb. 4.4: Aus der numerischen Anpassung des intrinsischen Flussrauschens der verschiedenen charakterisierten dc-SQUID-Arrays ermittelte Exponenten α des niederfrequenten Flussrauschens in Abhängigkeit von der Temperatur. Es werden jeweils die auf demselben SQUID-Chip befindlichen SQUID-Arrays miteinander verglichen.

und in Abbildung 4.4 respektive Abbildung 4.5 für jeden SQUID-Chip gegen die Temperatur aufgetragen. Werte von SQUID-Arrays, bei denen die Al-Schicht mit einer Entwicklerlösung entfernt wurde und die deshalb nominell mit Wasserstoff beladen sind, sind in den Abbildungen als rote Kreise dargestellt, während Werte der mit Säure behandelten SQUID-Arrays als blaue Dreiecke dargestellt sind. In Abbildung 4.4 ist für die SQUID-Chips HDSQH2w1 1A7, HDSQH2w1 2A7 und HDSQH2w1 3B11 kein eindeutiger Trend im Unterschied zwischen nominell beladenen und nicht nominell beladenen SQUID-Arrays zu erkennen. Bei dem SQUID-Chip HDSQH2w1 2A11 liegen die Werte für α bei dem mit Entwickler behandelten SQUID-Array im kompletten Temperaturgang über den mit Säure behandelten SQUID-Arrays. Ein analoges Verhalten zeigen die spektralen Leistungsdichten $S_{\Phi,1/f}(1\text{ Hz})$, wobei hier das mit Säure behandelte SQUID-Array auf Chip HDSQH2w 3B11 leicht höherer Werte für $S_{\Phi,1/f}(1\text{ Hz})$ aufweist. In Abschnitt 2.3 wurde der Einfluss von Wasserstoff-Beladung in dc-SQUIDs auf das niederfrequente Flussrauschen diskutiert. Wasserstoff an der

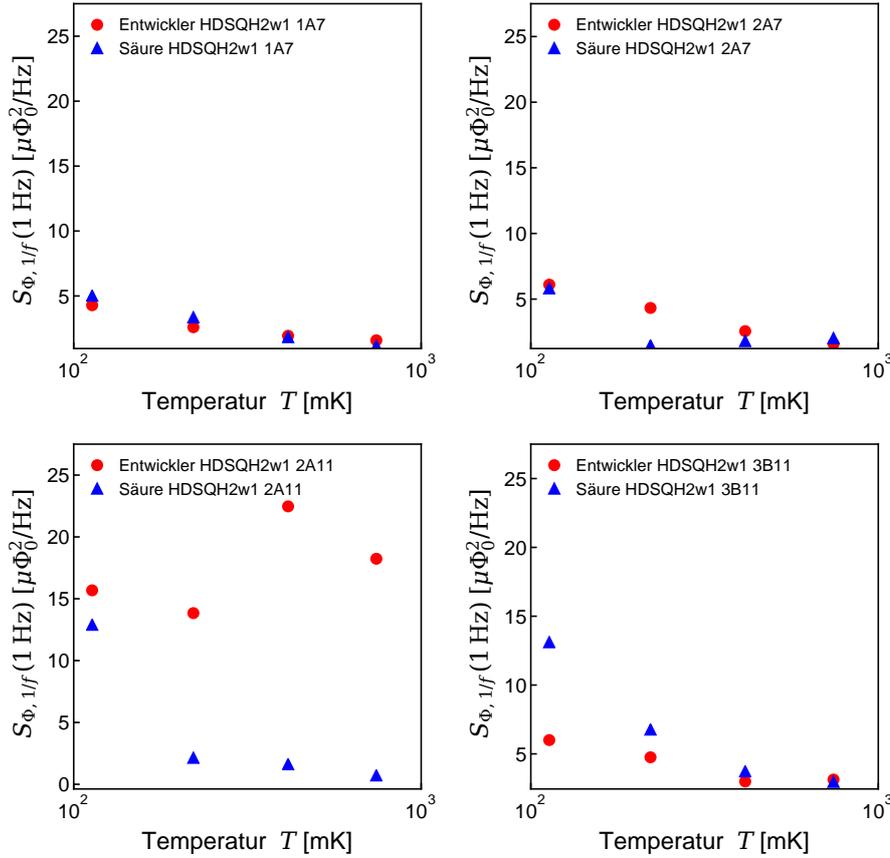


Abb. 4.5: Aus der numerischen Anpassung des intrinsischen Flussrauschens der verschiedenen charakterisierten dc-SQUID-Arrays ermittelte Amplitude der spektralen Leistungsdichte $S_{\Phi, 1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit von der Temperatur. Es werden jeweils die auf demselben SQUID-Chip befindlichen SQUID-Arrays miteinander verglichen.

Oberfläche von Niob als auch in dessen Inneren kann eine Quelle für magnetische Momente sein, welche unkorrelierte Zwei-Niveau-Systeme darstellen, die zum niederfrequenten Flussrauschen beitragen. Somit ist zu erwarten, dass mit Wasserstoff beladene SQUIDS erhöhte Werte für α und $S_{\Phi, 1/f}$ aufweisen. Dieses Verhalten wird bei einem der vier getesteten SQUID-Array Paare beobachtet.

Um das Rauschen der in dieser Arbeit untersuchten SQUIDS besser mit anderen Daten von SQUID-Arrays mit anderer Induktivität L vergleichen zu können, werden die Werte in die Energiesensitivität

$$\epsilon_s(f) = \frac{S_{\Phi}(f)}{2L} \quad (4.2)$$

umgerechnet, die für die folgenden Diskussionen verwendet werden. Hierbei bezeichnet $S_{\Phi}(f)$ die spektrale Leistungsdichte des Flussrauschens des dc-SQUIDS und L die SQUID-Induktivität. Betrachtet man aus Gleichung 2.15 den frequenzabhängi-

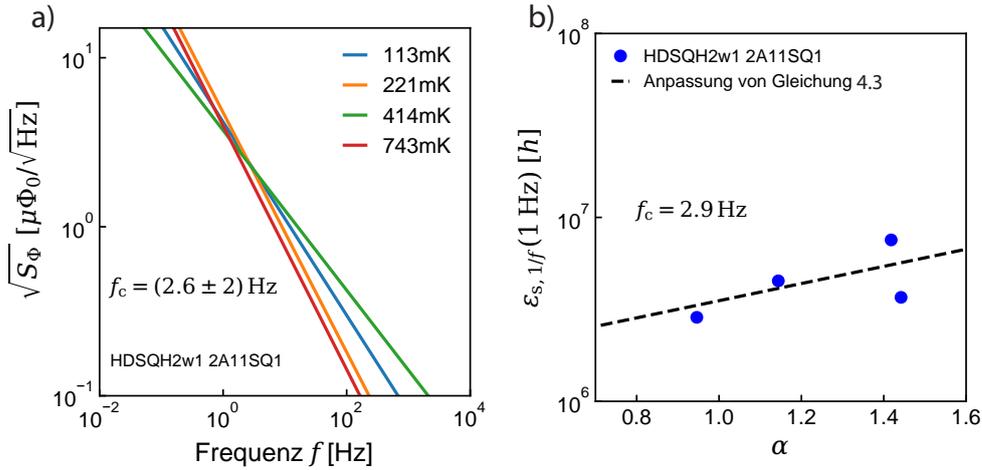


Abb. 4.6: **a)** Grafische Darstellung des niederfrequenten Flussrauschens eines SQUID-Arrays, das aus den Parametern der numerischen Anpassungen berechnet wurde, bei vier verschiedenen Temperaturen. Die Spektren schneiden sich bei einer Frequenz von $f_c = (2.6 \pm 2.0)$ Hz. **b)** Darstellung der Energiesensitivität des niederfrequenten Flussrauschens $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ gegen den Rauschexponenten α für ein SQUID-Array bei verschiedenen Temperaturen. Aus der numerischen Anpassung der Gleichung 4.3 an die Messpunkte wurde $f_c = (2.9 \pm 3.0)$ Hz als Schnittfrequenz bestimmt.

gen Anteil des Flussrauschens eines dc-SQUID-Arrays bei verschiedenen Temperaturen erkennt man, wie auch in [Ant13] beobachtet, dass die Spektren sich bei einer bestimmten Frequenz f_c schneiden. Für die aus der numerischen Anpassung ermittelten Parameter α und $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ ist das niederfrequente Flussrauschen bei vier verschiedenen Temperaturen in Abbildung 4.6 a) für ein SQUID-Array exemplarisch gezeigt. Anhand der Abbildung kann eine Schnittfrequenz $f_c = (2.6 \pm 2.0)$ Hz abgeschätzt werden. Analoge grafische Darstellungen der anderen SQUID-Arrays sind im Anhang A zu finden. Bei dieser Schnittfrequenz f_c ist somit die Amplitude der spektralen Leistungsdichte des niederfrequenten Flussrauschens $S_{s,1/f}(f_c)$ respektive die Energiesensitivität $\epsilon_{s,1/f}(f_c)$ temperaturunabhängig. Das birgt einen großen Vorteil gegenüber $S_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ beziehungsweise $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$, weshalb der frequenzabhängige Teil des Rauschspektrums aus Gleichung 2.15 mit der Energiesensitivität in der Form

$$\epsilon_{s,1/f}(f) = \epsilon_{s,1/f}(f_c) \cdot \left(\frac{f_c}{f}\right)^\alpha \quad (4.3)$$

dargestellt werden kann.

In Abbildung 4.6 b) ist exemplarisch die für das SQUID-Array HDSQH2w1 2A11 SQ1 bei verschiedenen Temperaturen bestimmte Energiesensitivität des niederfrequenten Flussrauschens $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ gegen den Rauschexponenten α aufgetragen. An die Datenpunkte wurde die Gleichung 4.3 numerisch angepasst. Aus dieser numeri-

schen Anpassung resultiert eine Schnittfrequenz von $f_c = 2.9$ Hz mit einem Fehler von 3 Hz, was mit der anhand von Abbildung 4.6 a) manuell bestimmten Schnittfrequenz $f_c = (2.6 \pm 2.0)$ Hz sehr gut übereinstimmt.

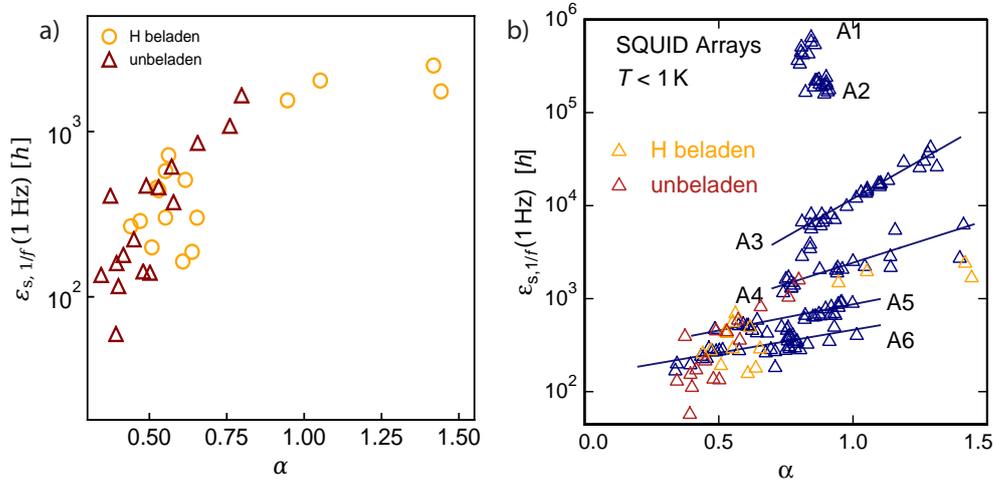


Abb. 4.7: a) Die Amplitude der Energiesensitivität $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α aller im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Spektren für nominell mit Wasserstoff beladene und nominell unbeladene dc-SQUID-Arrays. b) Vergleich der Amplituden der Energiesensitivität $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ gegen den Rauschexponenten α der dc-SQUID-Arrays, welche in [Kem16] vorgestellt wurden (blau) mit den in dieser Arbeit vorgestellten dc-SQUID-Arrays, welche nominell mit Wasserstoff kontaminiert wurden (orange) und nominell nicht kontaminiert wurden (rot).

In Abbildung 4.7 a) sind die Amplituden der Energiesensitivität $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α für alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Rauschspektren von nominell mit Wasserstoff beladenen und nominell unbeladenen dc-SQUID-Arrays gezeigt. Auch wenn kein signifikanter Unterschied zu erkennen ist, zeigt sich, dass tendenziell nominell mit Wasserstoff beladene SQUID-Arrays gegenüber unbeladenen SQUID-Arrays höhere Werte für α und $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ aufweisen. Abbildung 4.7 b) zeigt einen Vergleich der Amplitude der Energiesensitivität des niederfrequenten Flussrauschens $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ gegen den Rauschexponenten α der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten dc-SQUID-Arrays mit nomineller Wasserstoff-Beladung (orange) und nominell ohne Wasserstoff-Beladung (rot) mit den Daten der dc-SQUID-Arrays, die in [Kem16] vorgestellt wurden. Hierbei repräsentiert in Abbildung 4.7 b) jeder Punkt eine einzelne Rauschmessung eines SQUID-Arrays bei einer Temperatur unter 1 K. Die Daten aus [Kem16] sind in Gruppen A1 bis A6 aufgeteilt, wobei für die Gruppen A3 bis A6 durch schwarzen Linien numerische Anpassungen der Gleichung 4.3 an die Datenpunkte dargestellt sind. Es ist zu erkennen, dass die Daten der in dieser Arbeit untersuchten SQUID-Arrays vergleichbare Amplituden der Energiesensitivität wie die Vergleichsdaten der Gruppen A6 und A5 besitzen,

jedoch stärker streuen. Auch für die Werte von α sind die Daten bis auf wenige Ausnahmen vergleichbar mit den Gruppen A5 und A6. Aus dieser Analyse von $\epsilon_{s,1/f}$ und α lässt sich schlussfolgern, dass der erwartete Anstieg des niederfrequenten Flussrauschens durch Wasserstoff-Beladung in den vorgestellten SQUID-Arrays hinsichtlich der Parameter $\epsilon_{s,1/f}$ und α in einem geringen Maß zu beobachten ist, es jedoch keinen signifikanten Unterschied zwischen den in dieser Arbeit mit Entwickler behandelten und mit Säure behandelten SQUID-Arrays zu sehen ist.

4.3 Kreuzkorrelationsaufbau

Bei Rauschmessungen an einzelnen SQUIDs in einem einstufigen Aufbau liefert die Raumtemperatur-Elektronik einen signifikanten Rauschbeitrag zum scheinbaren magnetischen Flussrauschen des Gesamtsystems (vergleiche Abschnitt 3.3). Die Verwendung eines zweistufigen SQUID-Aufbaus kann diesen Beitrag zwar verringern, jedoch sind in dem Rauschspektrum des Gesamtaufbaus immer noch Anteile des zur Vorverstärkung verwendeten SQUID-Arrays sowie des Raumtemperatur-Verstärkers, welche eine Bestimmung des intrinsischen Rauschens des auszulesenden SQUIDs erschweren. Der in Abschnitt 3.4 beschriebene Kreuzkorrelationsaufbau bietet gegenüber dem einstufigen und zweistufigen Aufbau den großen Vorteil, dass das intrinsische Rauschen des SQUIDs direkt gemessen werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste Charakterisierungsmessungen an dem in Abschnitt 3.5 gezeigten Kreuzkorrelationsaufbau getätigt. Eine systematische Messung des niederfrequenten magnetischen Flussrauschens von einzelnen SQUIDs, die potentiell mit Wasserstoff beladen wurden, mit Hilfe dieses Kreuzkorrelationsaufbaus war aus Zeitgründen vor Abschluss dieser Arbeit nicht mehr möglich. Jedoch sind diese Messungen zeitnahe geplant.

Für die Charakterisierung des Kreuzkorrelationsaufbaus wurde das Stromsensor-SQUID nicht betrieben, das heißt die abfallende Spannung über dem SQUID ist null. In diesem Betriebsmodus wird das Rauschen in der in Abbildung 3.4 grün hinterlegten Stufe nur durch das Stromrauschen des Widerstands R_G bestimmt, während das Stromsensor-SQUID nicht zum Rauschen beiträgt. In diesem Fall vereinfacht sich die spektrale Leistungsdichte des scheinbaren magnetischen Flussrauschens eines Kanals nach Gleichung 3.3 zu

$$S_{\Phi} = S_{\Phi, \text{Array}} + \frac{S_{I, \text{el}}}{I_{\Phi, \text{Array}}^2} + \frac{S_{V, \text{el}}}{V_{\Phi, \text{Array}}^2} + \frac{4k_B T}{R_G} M_{\text{in}}^2 \quad . \quad (4.4)$$

Durch die Kreuzkorrelation der Signale beider Kanäle fallen die Rauschbeiträge der SQUID-Arrays sowie der Raumtemperatur-Verstärkung weg und die spektrale Leis-

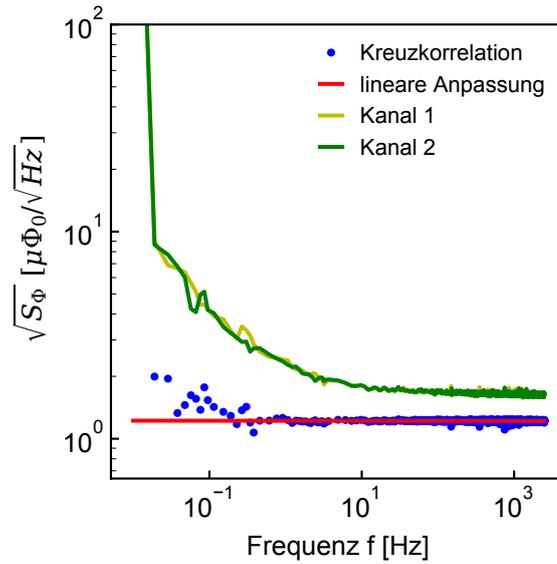


Abb. 4.8: Typische, mit Hilfe des Kreuzkorrelationsaufbaus aufgenommene Rauschspektren des Widerstandsrauschens des Widerstandes R_G . In gelb und grün ist die an Kanal 1 beziehungsweise 2 gemessene spektrale Leistungsdichte des scheinbaren magnetischen Flussrauschens des Gesamtsystems gegen die Frequenz aufgetragen. In blau ist die Kreuzkorrelation der beiden Spektren aufgetragen, an welche die in rot eingezeichnete lineare Funktion numerisch angepasst wurde.

tungsdichte des Flussrauschens hängt mit

$$S_\phi = \frac{4k_B T}{R_G} M_{\text{in}}^2 \quad (4.5)$$

nur noch vom thermischen Rauschen des Widerstandes ab. Dieser Rauschbeitrag steigt linear mit der Temperatur, weshalb der Aufbau als Rauschthermometer genutzt werden kann.

Anhand dieses einfachen Modells kann der Kreuzkorrelationsaufbau getestet werden. Hierzu wurden bei Temperaturen zwischen 100 mK und 750mK Zeitverläufe der Ausgangsspannung der SQUID-Elektronik gemessen und wie in Abschnitt 4.2 beschrieben von Störsignalen bereinigt. Die daraus resultierenden Einzelspektren wurden anschließend kreuzkorreliert. Abbildung 4.8 zeigt exemplarisch für eine Temperatur von $T = 743$ mK in gelb und grün die Rauschspektren der beiden Kanäle (vergleiche Abbildung 3.4), sowie in blau das Spektrum der Kreuzkorrelation beider Kanäle, an welches eine lineare Funktion numerisch angepasst wurde. Die numerische Anpassung zeigt, dass das Rauschen des Widerstandes wie erwartet auf einem konstanten Rauschniveau liegt. Die so bestimmten spektralen Leistungsdichten des aufgrund des thermischen Rauschens im Widerstand R_G erzeugten Flussrauschens sind in Abbildung 4.9 in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Exemplarisch wurde bei

414 mK mit der gemessenen spektralen Leistungsdichte anhand der Gleichung 4.5 der Wert des Widerstands R_G zu $R_G = 299,5 \text{ m}\Omega$ bestimmt. Der Widerstand R_G besteht aus einer 250 nm dicken Schicht aus Gold-Palladium und besitzt ein Aspektverhältnis $l/b = 0,3$ und einen spezifischen Flächenwiderstand von $1,28 \text{ }\Omega/\square$, womit sich ein Widerstand von $R_G = 313 \text{ m}\Omega$ ergibt. Der spezifische Flächenwiderstand wurde anhand des gemessenen elektrischen Widerstand des SQUID-Arrays im normalleitenden Zustand $R_{N,SQ}$ und dem Aspektverhältnis der Shuntwiderstände des SQUID-Arrays bestimmt. Der so bestimmte Wert für R_G bestätigt den exemplarisch anhand des Rauschplateaus bei einer Temperatur $T = 414 \text{ mK}$ bestimmten Widerstandswert. Der Kreuzkorrelationsaufbau konnte im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich getestet

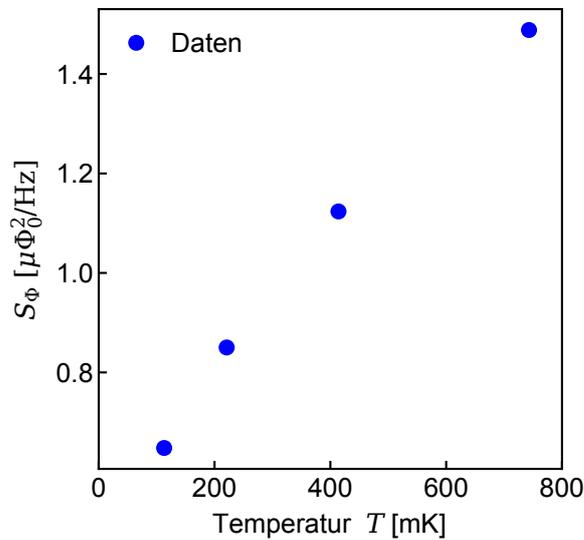


Abb. 4.9: Die mit Hilfe eines Kreuzkorrelationsaufbaus bestimmte spektrale Leistungsdichte des aus dem thermischen Rauschen des Widerstandes R_G resultierenden Flussrauschens in Abhängigkeit von der Temperatur.

werden. In folgenden Experimenten können somit an den drei Fingern, die der experimentelle Aufbau bereitstellt, das intrinsische magnetische Flussrauschen von drei verschiedenen Stromsensor-SQUIDs direkt bestimmt werden. Somit eignet sich dieser Aufbau sehr gut, um das magnetische Flussrauschen von potentiell mit Wasserstoff beladenen und unbeladenen Stromsensor-SQUIDs miteinander zu vergleichen.

4.4 Ausblick

Die Untersuchungen in den Abschnitten 4.1 und 4.2 zeigen keinen signifikanten Unterschied zwischen nominell mit Wasserstoff beladenen und unbeladenen SQUID-Arrays. Auch wenn Messungen des kritischen Stromes $I_{c,SQ}$ der SQUIDs oder des

Raumtemperatur-Widerstand R_{300K} der SQUIDs einen durch Wasserstoff-Beladung erwarteten Effekt ergeben haben, konnte bei dem kritischen Strom $I_{c,Nb}$ der meanderförmigen SQUID-Teststrukturen und der kritischen Temperatur der SQUIDs T_c nur geringe oder keine Unterschiede zwischen nominell mit Wasserstoff beladenen und unbeladenen Bauteilen festgestellt werden. Diese waren insbesondere bei dem Rauschverhalten der nominell mit Wasserstoff beladenen SQUID-Arrays in Bezug auf nicht beladene SQUID-Arrays sehr gering. Deshalb muss entweder angenommen werden, dass die gezielte Wasserstoff-Beladung einzelner SQUID-Arrays nicht vollständig gelungen ist, oder dass eine Wasserstoff-Beladung keine Auswirkung auf das niederfrequente magnetische Flussrauschen hat. Dass sich Niob bei Kontakt mit der Entwicklerlösung, welche im Rahmen dieser Arbeit zur Beladung mit Wasserstoff verwendet wurde, mit Wasserstoff belädt, haben vorherige Experimente gezeigt. Ebenfalls wurde experimentell gezeigt, dass bei der Verwendung der sauren Ätzlösung sich eine Oxidschicht auf dem Niob bildet, die eine Beladung von Wasserstoff verhindert. Während der Wasserstoff Kontaminierung war jedoch die betroffene Niobschicht noch nicht strukturiert, sondern bildet eine den kompletten Wafer überziehende Schicht (vergleiche Abschnitt 3.2). Selbst wenn die Stellen der Niobschicht, welche nicht mit Wasserstoff beladen werden sollen, während der Kontaminierung durch einen Schutzlack abgedeckt waren und keinen Kontakt zum Entwickler hatten, ist es nicht ausgeschlossen, dass der in Niob sehr mobile Wasserstoff [Sch68] innerhalb der Niobschicht diffundiert. Den Weg L , welchen Wasserstoff in einer bestimmten Zeit τ in Niob durchschnittlich durch Diffusion zurücklegt, kann mit

$$L = \sqrt{D \cdot \tau} \quad (4.6)$$

abgeschätzt werden. Hierbei ist D der Diffusionskoeffizient, welcher nach [Sch68] in reinem Niob bei Raumtemperatur $D \approx 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$ entspricht. Für einen durchschnittlichen Diffusionsweg L von 3,2 mm, welcher der Breite eines SQUID-Chips entspricht, würde Wasserstoff in reinem Niob nach Gleichung 4.6 etwa 11 Stunden benötigen. Bei der Herstellung des in dieser Arbeit verwendeten Wafers sind Wasserstoff-Beladung und Strukturierung der Niobschicht an aufeinander folgenden Tagen durchgeführt worden, weshalb die Diffusion innerhalb der Niobschicht durchaus relevant ist. Unter dieser Annahme wären auch die in dieser Arbeit als nicht beladen bezeichneten SQUIDs mit Wasserstoff kontaminiert, wobei die Konzentration der Wasserstoff-Beladung bei allen getesteten SQUIDs gering anzunehmen ist. Um diese Vermutung zu bestätigen oder zu widerlegen, sind weitere Messungen mit einem abgeänderten Herstellungsprozess geplant. Hierbei soll die Niobschicht vor der Beladung in unzusammenhängende Gebiete aufgeteilt werden und anschließend ein Teil dieser Gebiete mit Wasserstoff beladen werden. Da für diesen Fall keine Verbindung zwischen mit Wasserstoff beladenen und nicht beladenen Flächen besteht, kann keine Diffusion von Wasserstoff in nominell unbeladene SQUIDs stattfinden.

Mit dieser potentiell verbesserten Methode der Beladung und den getesteten Kreuzkorrelationsaufbau kann das magnetische Flussrauschen sowohl von SQUID-Arrays, als auch von Stromsensor-SQUIDs auf verlässliche Weise gemessen werden und der Einfluss von Wasserstoff-Beladung in einer Fortführung dieser Arbeit untersucht werden.

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss einer Wasserstoff-Beladung auf das niederfrequente magnetische Flussrauschen in dc-SQUIDs untersucht. Hierzu wurde bei verschiedenen dc-SQUIDs gezielt die SQUID-Schleife mit Wasserstoff beladen. Diese Beladung erfolgte während des in [Kem13] näher beschriebenen Herstellungsprozesses der dc-SQUIDs. Hierzu wurde eine Aluminiumschicht, die während des Herstellungsprozesses die SQUID-Schleife zunächst abdeckt, mit einer basischen Entwicklerlösung geätzt. In die während des Ätzens freigelegte Niobschicht konnten Protonen aus der Lösung eindringen. Als Vergleich wurden auf dem gleichen Wafer SQUIDs produziert, bei welchen an Stelle der basischen Entwicklerlösung eine säurebasierte Ätzlösung eingesetzt wurde. Diese oxidiert unmittelbar die freigelegte Niobschicht und das dabei entstehende Nioboxid stellt eine effektive Diffusionsbarriere für Wasserstoff beziehungsweise Protonen dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden vier nominell mit Wasserstoff beladene 16-SQUID-Serien-Arrays und vier nominell unbeladene 16-SQUID-Serien-Arrays untersucht und miteinander verglichen. Von jedem dieser dc-SQUID-Arrays wurde die kritische Temperatur T_c und der Widerstand bei Raumtemperatur R_{300K} gemessen. Zudem wurde der kritische Strom $I_{c,Nb}$ der Niob-Strukturen anhand von Niob-Teststrukturen bestimmt. Ferner wurde der maximale Spannungshub ΔU_{max} der Fluss-Spannungskennlinie, sowie der kritische Strom $I_{c,SQ}$ des SQUID-Arrays und der elektrische Widerstand $R_{N,SQ}$ im normalleitenden Zustand gemessen.

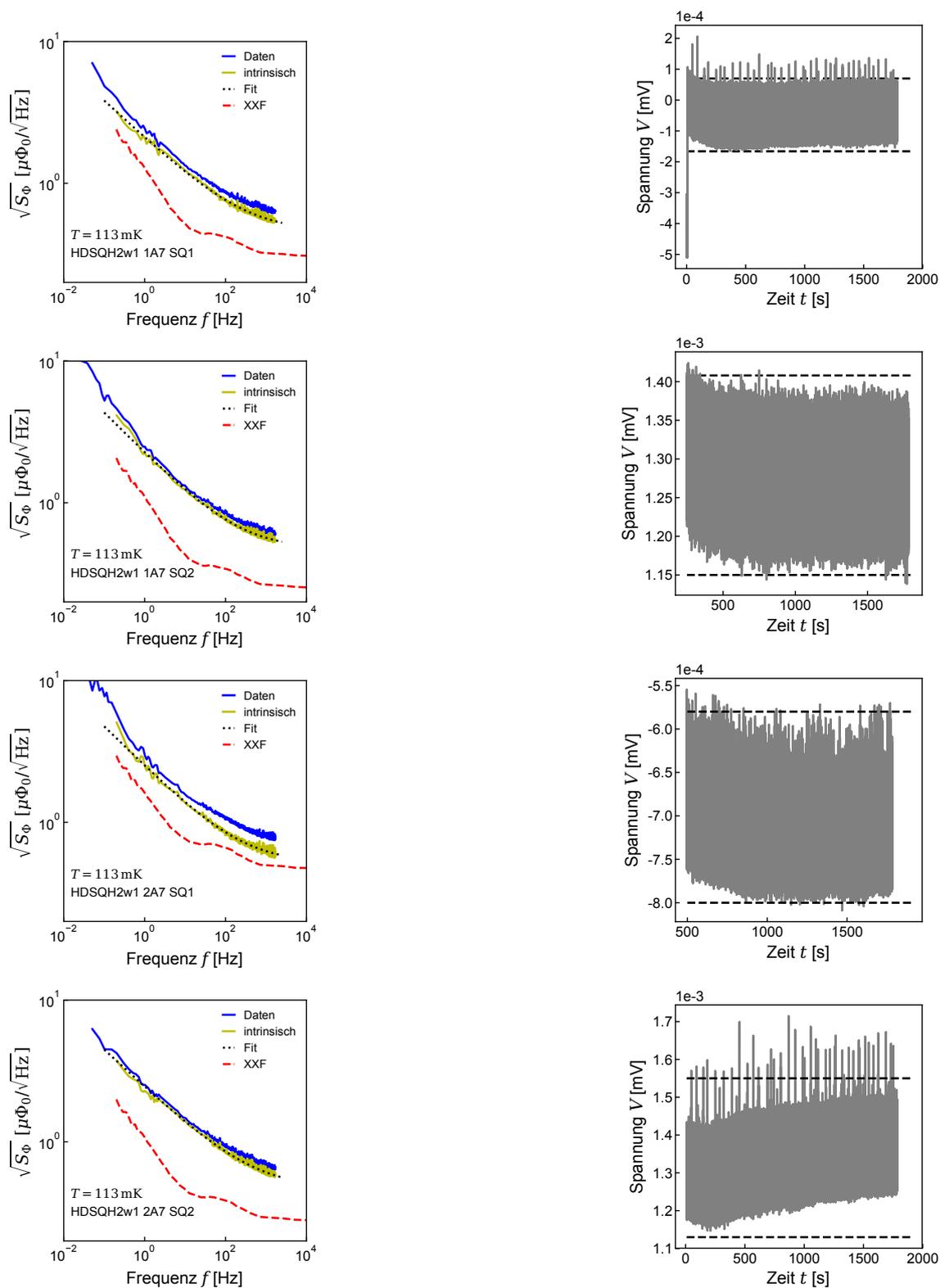
Das magnetische Flussrauschen der acht SQUID-Arrays wurde mittels eines einstufigen Aufbaus mit negativer Flussrückkopplung gemessen. Diese Rauschmessungen fanden bei vier verschiedenen Temperaturen unter 1 K statt. Mit Hilfe der gemessenen Rauschspektren wurde die Amplitude der spektralen Leistungsdichte $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ des niederfrequenten Flussrauschens beziehungsweise die Energiesensitivität $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ sowie der Rauschexponenten α bestimmt. Bei einem der vier SQUID-Array-Paare zeigten sich signifikant höhere Werte für $S_{\phi,1/f}(1 \text{ Hz})$ und α des mit Wasserstoff beladenen SQUID-Arrays gegenüber den nicht beladenen SQUID-Arrays. Anhand dieses SQUIDs wurde exemplarisch gezeigt, dass sich die Spektren des $1/f$ -Flussrauschens eines dc-SQUID-Arrays bei verschiedenen Temperaturen alle in einem Punkt schneiden. Anschließend wurden die Werte der Energiesensitivitäten $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ in Abhängigkeit des Rauschexponenten α der in dieser Arbeit untersuchten Arrays untereinander und mit Messdaten von dc-SQUID-Arrays aus [Kem16] verglichen. Es zeigte sich, dass SQUID-Arrays mit kleinen Werten von $\epsilon_{s,1/f}(1 \text{ Hz})$ und α tendenziell gezielt mit Wasserstoff beladen wurden, während SQUID-Arrays

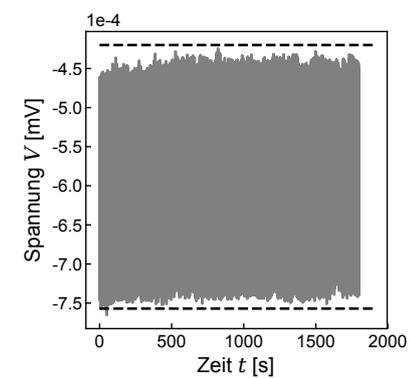
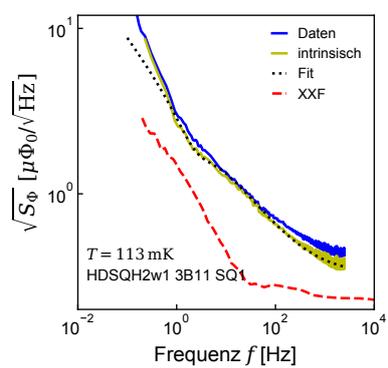
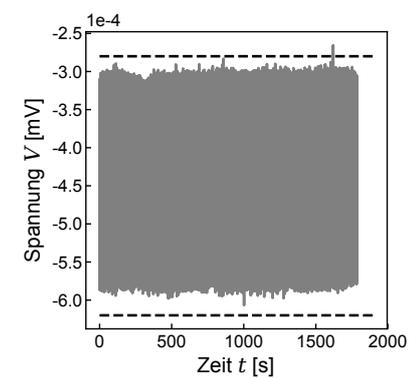
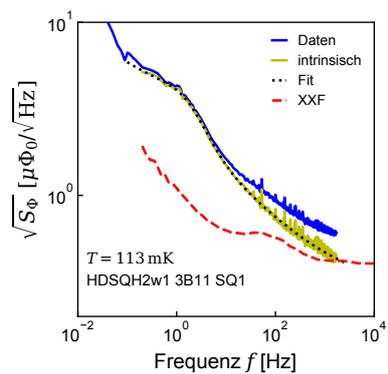
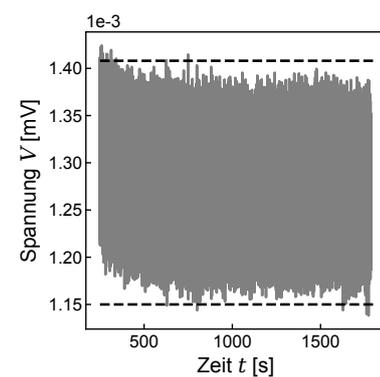
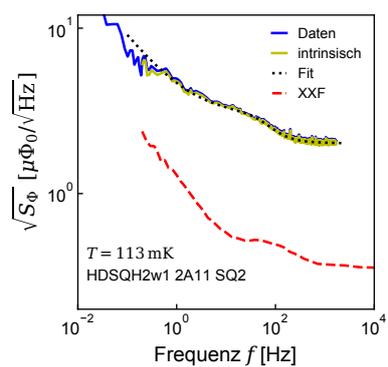
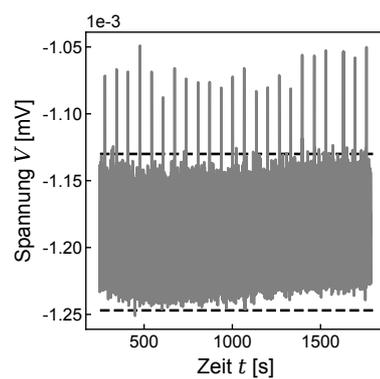
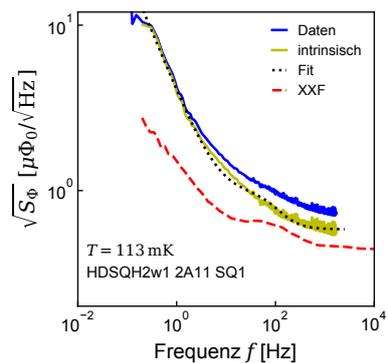
mit hohem Wert für $\epsilon_{s,1/f}(1\text{ Hz})$ und α tendenziell unbeladene SQUID-Arrays waren. Bei einem großen Anteil der untersuchten Spektren war jedoch kein signifikanter Unterschied zwischen nominell mit Wasserstoff beladenen SQUIDs und unbeladenen SQUIDs zu erkennen.

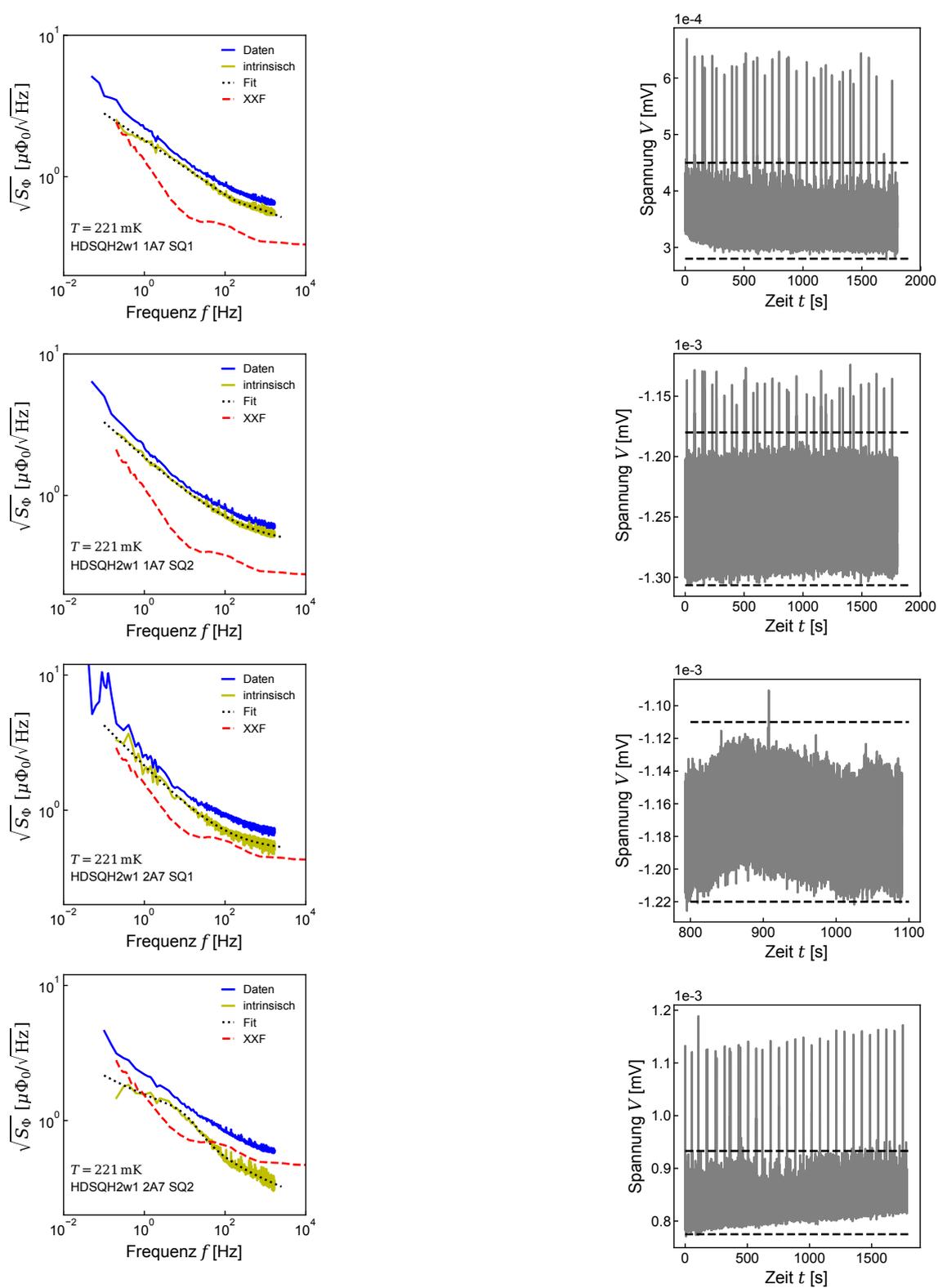
Als mögliche Ursache für dieses Verhalten wurde identifiziert, dass während der Beladung Wasserstoff in der zu diesem Zeitpunkt noch zusammenhängenden Niobschicht diffundiert ist und auch die nominell unbeladenen SQUID-Arrays parasitär beladen wurden. Zukünftige Experimente mit einem abgeänderten Verfahren zur gezielten Beladung von SQUIDs mit Wasserstoff werden diese Annahme überprüfen.

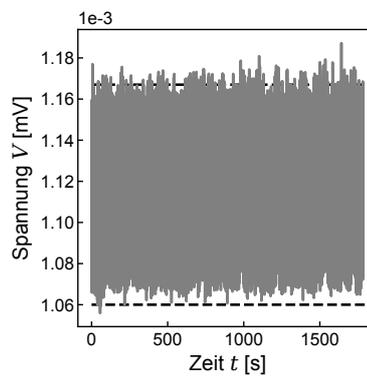
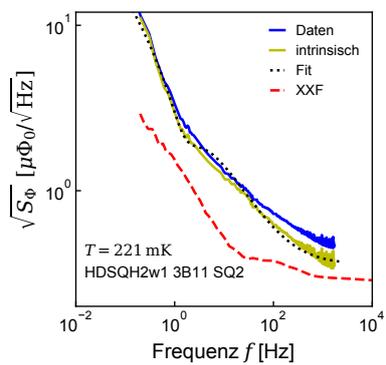
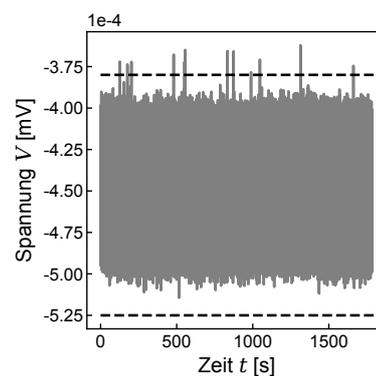
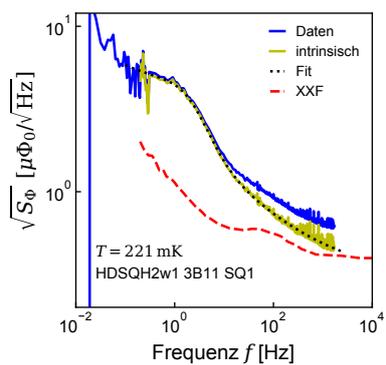
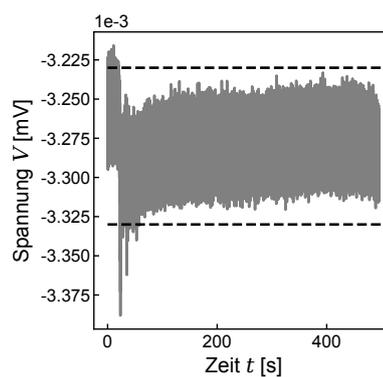
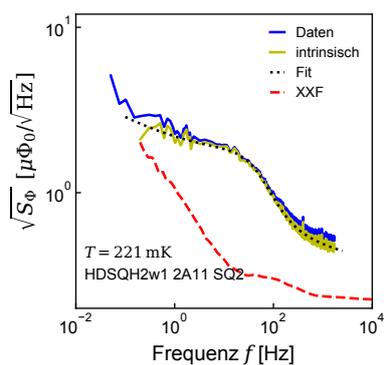
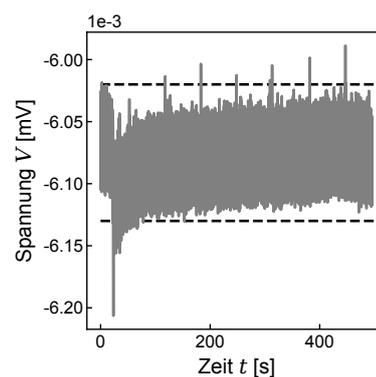
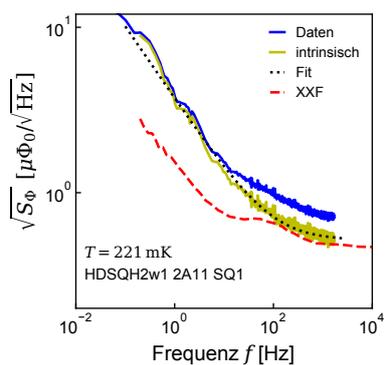
Zuletzt wurde ein Kreuzkorrelationsaufbau zum Auslesen einzelner SQUIDs charakterisiert. Um die Funktionsweise des Aufbaus zu überprüfen, wurde das thermische Rauschen eines Widerstandes in Abhängigkeit der Temperatur gemessen. Anhand dieser Messung wurde erwartungsgemäß ein linearer Verlauf der Amplitude der spektralen Leistungsdichte des Rauschens des Widerstandes mit der Temperatur festgestellt.

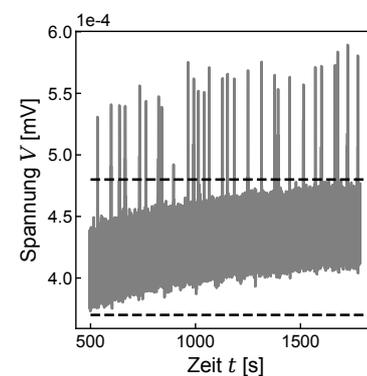
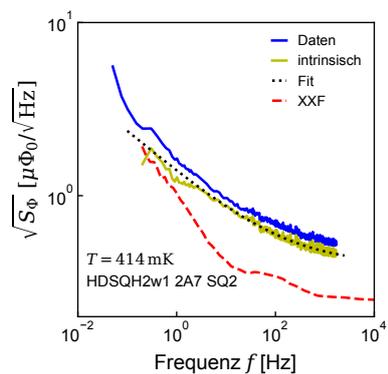
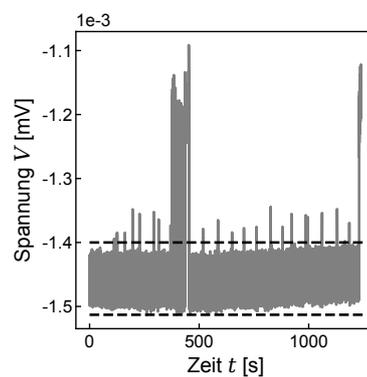
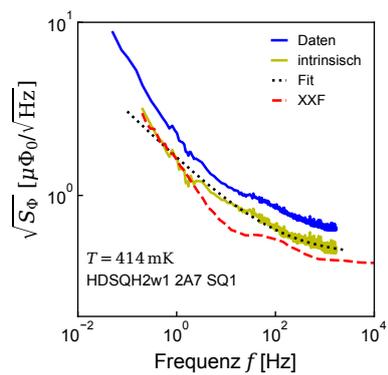
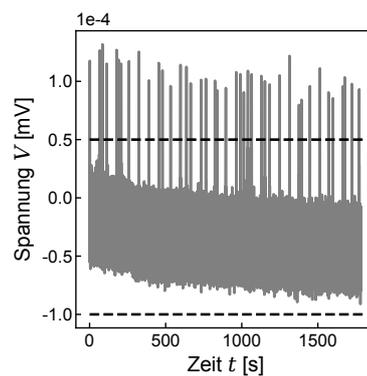
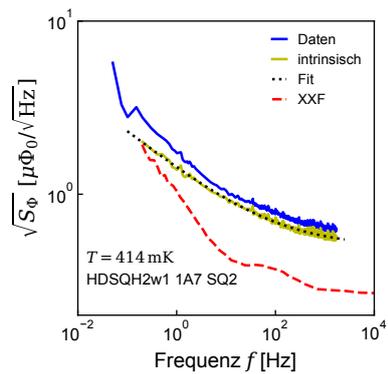
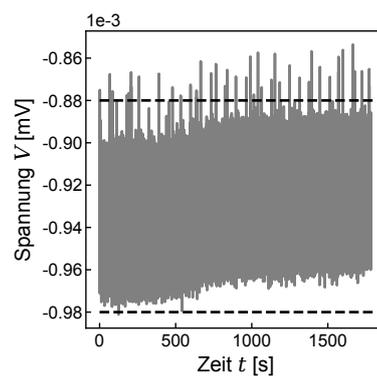
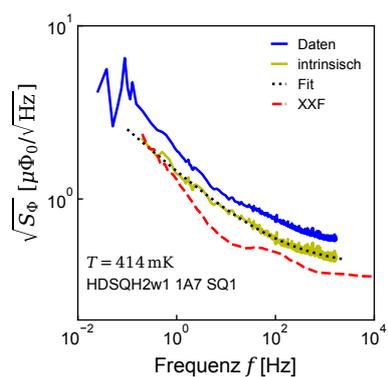
A. Anhang

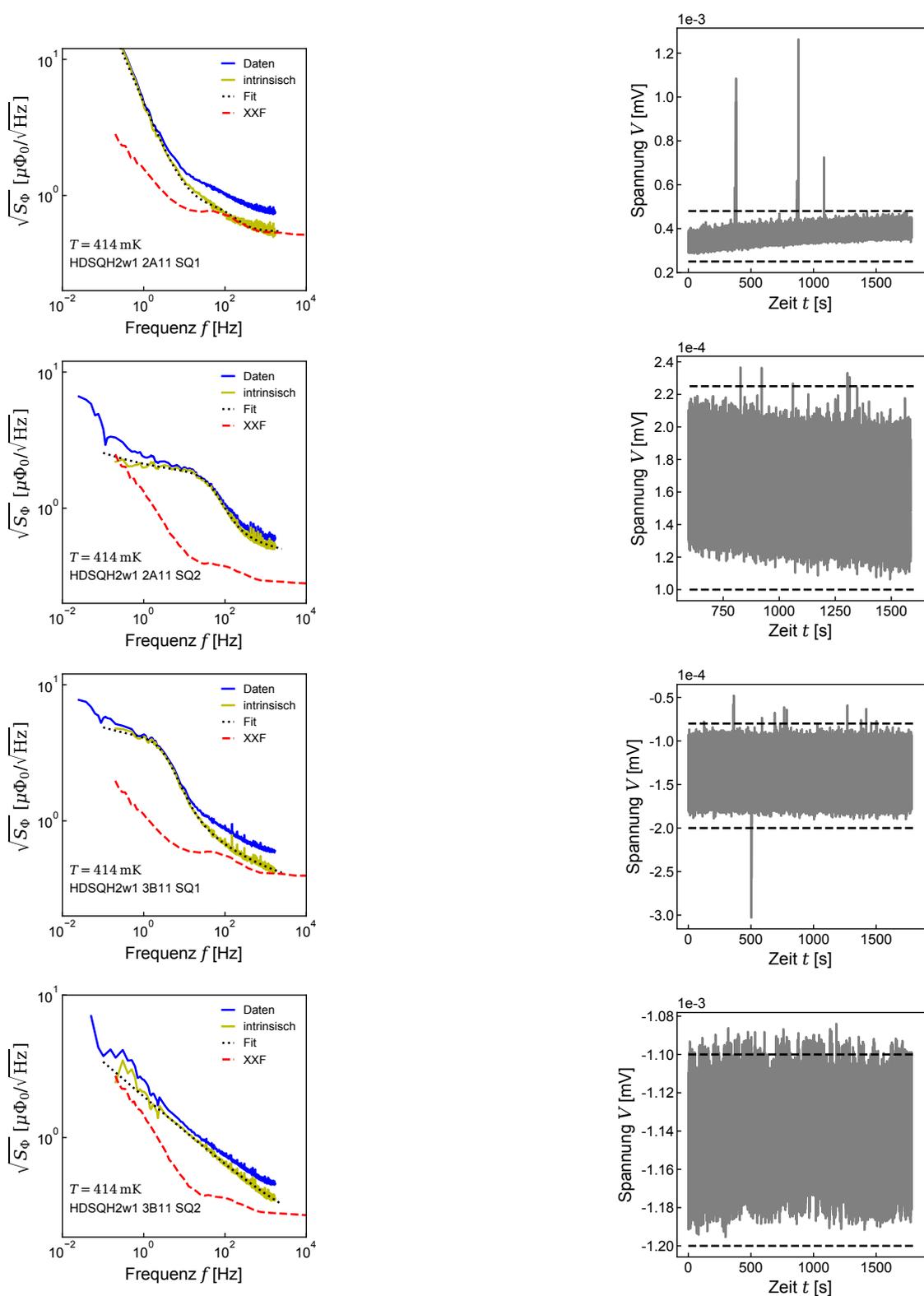


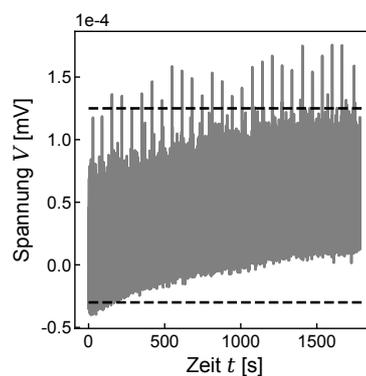
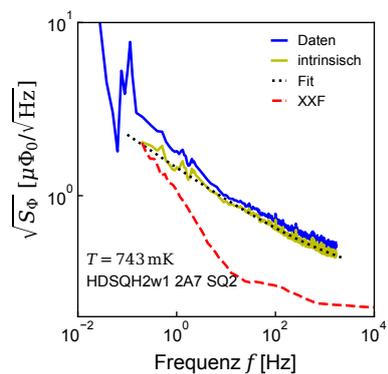
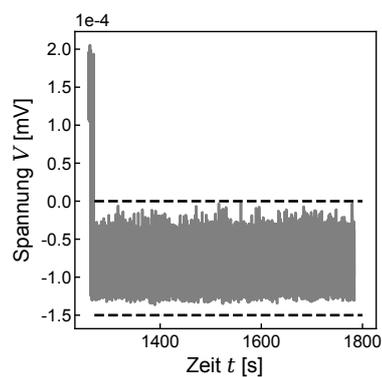
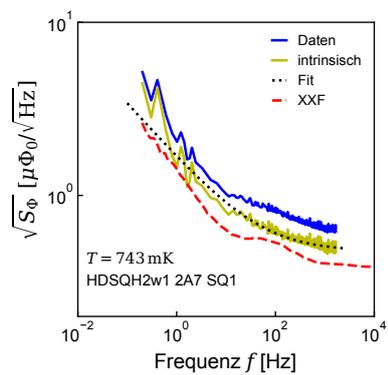
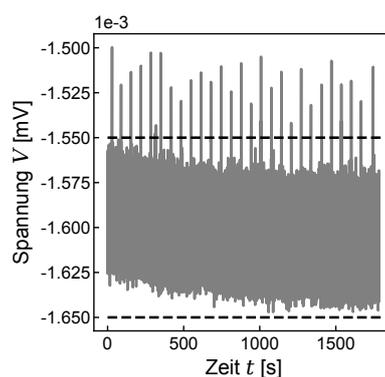
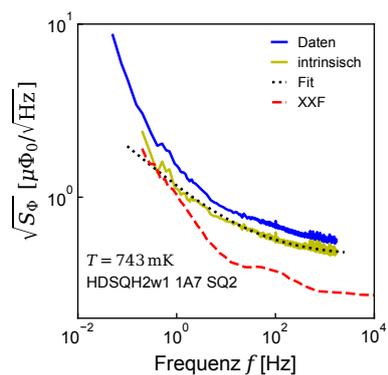
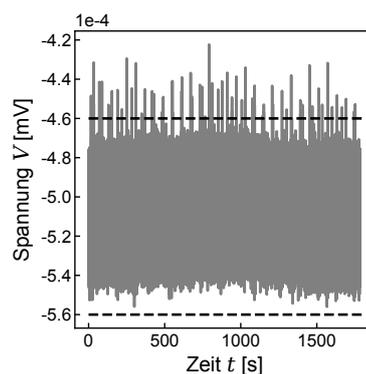
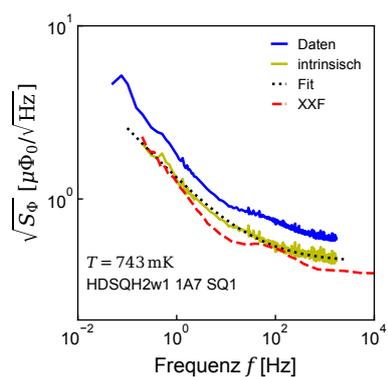


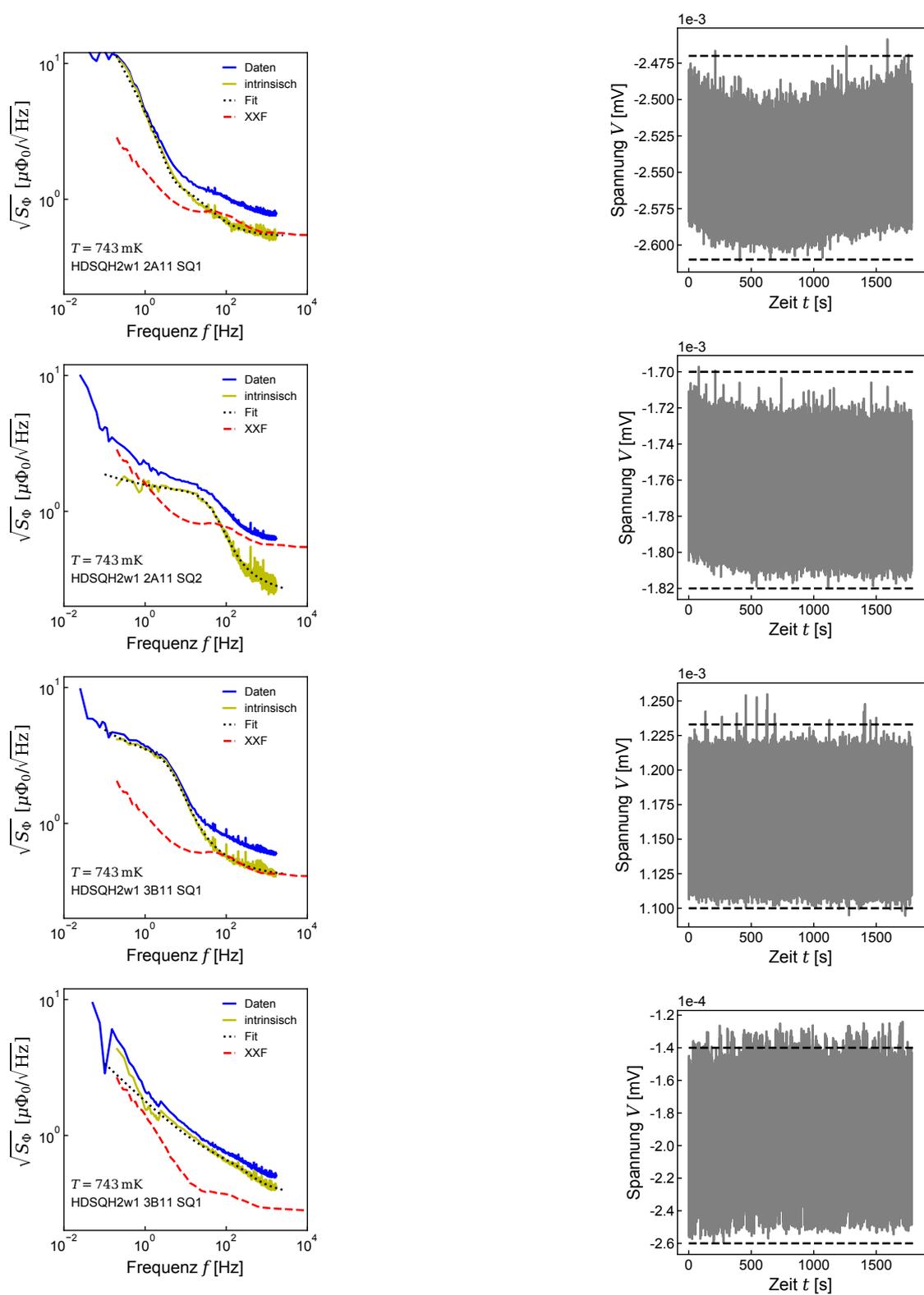


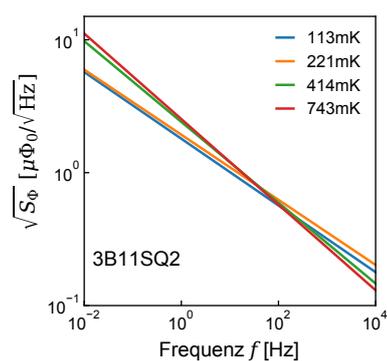
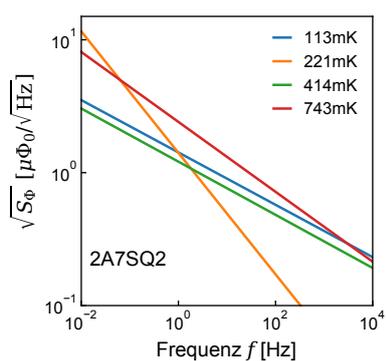
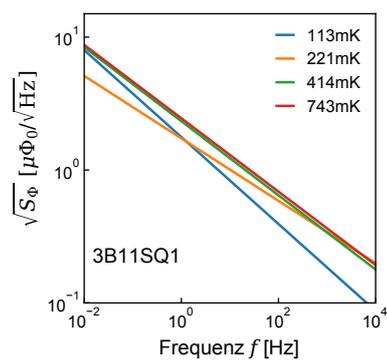
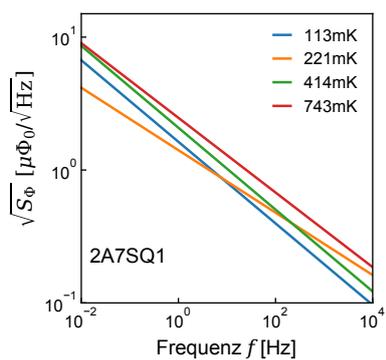
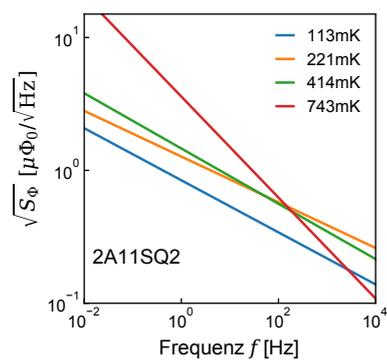
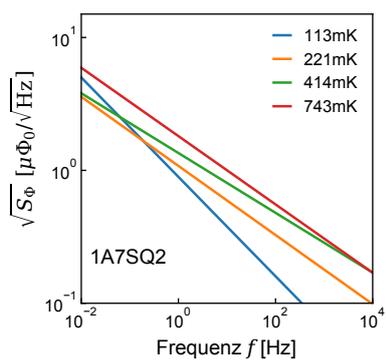
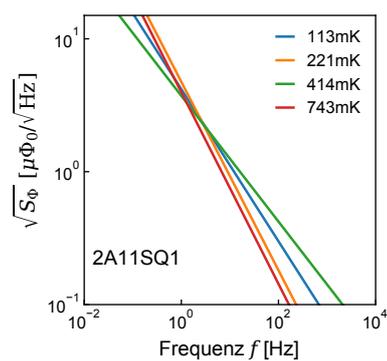
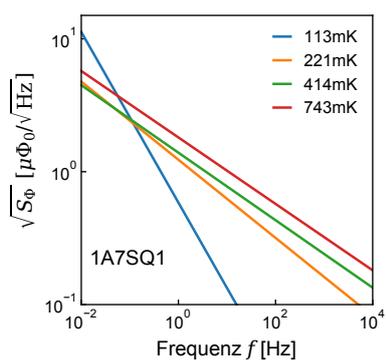












Literaturverzeichnis

- [ABP53] William Lawrence Bragg Alfred Brian Pippard, An experimental and theoretical study of the relation between magnetic field and current in a superconductor, 1953.
- [Ant03] C. Z. Antoine und S. Berry, H in niobium: Origin and method of detection, *AIP Conference Proceedings*, **671**(1), 176–189, 2003.
- [Ant13] Steven Anton, *Magnetic flux noise in SQUIDs and qubits*, Dissertation, University of California, Berkley, 2013.
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper, und J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, *Physical Review*, **108**(5), 1175–1204, 1957.
- [Cho09] SangKook Choi, Dung-Hai Lee, Steven G. Louie, und John Clarke, Localization of metal-induced gap states at the metal-insulator interface: Origin of flux noise in squids and superconducting qubits, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 197001, 2009.
- [Cla04] John Clarke und Alex I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. I Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*, Wiley-VCH, 2004.
- [Coo56] L. N. Cooper, Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas, *Phys. Rev.*, **104**, 1189–1190, 1956.
- [Det79] F. Dettmann, W. Richter, G. Albrecht, und W. Zahn, A monolithic thin film dc-squid, *physica status solidi (a)*, **51**(2), K185–K188, 1979.
- [dG17] S. E. de Graaf, A. A. Adamyan, T. Lindström, D. Erts, S. E. Kubatkin, A. Ya. Tzalenchuk, und A. V. Danilov, Direct identification of dilute surface spins on Al_2O_3 : Origin of flux noise in quantum circuits, *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 057703, 2017.
- [Dru96] D. Drung, Advanced SQUID read-out electronics, in H. Weinstock (Ed.), *SQUID sensors: Fundamentals, Fabrication and Application*, NATO ASI Series E329. Dordrecht: Kluwer, 1996.
- [Dru04] Dietmar Drung und Michael Mück, *SQUID Electronics*, 127–170, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.

- [dS07] Rogério de Sousa, Dangling bond spin relaxation and magnetic $\frac{1}{f}$ noise from the amorphous-semiconductor oxide interface: Theory, *Phys. Rev. B*, **76**, 245306, 2007.
- [Dut81] P. Dutta und P. M. Horn, Low-frequency fluctuations in solids: $\frac{1}{f}$ noise, *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 497–516, 1981.
- [Ens05] Christian Enss und Siegfried Hunklinger, *Low-temperature physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2005.
- [Fer15] Anna Ferring, *Entwicklung von dc-SQUIDs zur Auslesung von metallischen magnetischen Kalorimetern*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2015.
- [Fle03] Andreas Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.
- [Hin08] Kenji Hinode, Tetsuro Satoh, Shuichi Nagasawa, und Mutsuo Hidaka, Hydrogen-inclusion-induced variation of critical current in nb-alox-nb josephson junctions, *Journal of Applied Physics*, **104**(2), 023909, 2008.
- [Hin10] Kenji Hinode, Tetsuro Satoh, Shuichi Nagasawa, und Mutsuo Hidaka, Origin of hydrogen-inclusion-induced critical current deviation in nb/alox/al/nb josephson junctions, *Journal of Applied Physics*, **107**(7), 073906, 2010.
- [Kem13] S Kempf, A Ferring, A Fleischmann, L Gastaldo, und C Enss, Characterization of the reliability and uniformity of an anodization-free fabrication process for high-quality nb/al-AlOx/nb josephson junctions, *Superconductor Science and Technology*, **26**(6), 065012, 2013.
- [Kem16] Sebastian Kempf, Anna Ferring, und Christian Enss, Towards noise engineering: Recent insights in low-frequency excess flux noise of superconducting quantum devices, *Applied Physics Letters*, **109**(16), 162601, 2016.
- [Khi34] A. Khintchine, Korrelationstheorie der stationären stochastischen prozesse, *Mathematische Annalen*, **109**(1), 604–615, 1934.
- [Koc07] Roger H. Koch, David P. DiVincenzo, und John Clarke, Model for $1/f$ flux noise in squids and qubits, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 267003, 2007.
- [Kum16] P. Kumar, S. Sendelbach, M. A. Beck, J. W. Freeland, Zhe Wang, Hui Wang, Clare C. Yu, R. Q. Wu, D. P. Pappas, und R. McDermott, Origin

- and reduction of $1/f$ magnetic flux noise in superconducting devices, *Phys. Rev. Applied*, **6**, 041001, 2016.
- [LaF15] S. LaForest und Rogério de Sousa, Flux-vector model of spin noise in superconducting circuits: Electron versus nuclear spins and role of phase transition, *Phys. Rev. B*, **92**, 054502, 2015.
- [Lon35] F. London und H. London, The Electromagnetic Equations of the Supraconductor, *Proceedings of the Royal Society A*, **149**, 71–88, 1935.
- [Lon50] F. London, *Superfluids*, Structure of matter series, Wiley [u.a.], New York, NY, 1950.
- [McC68] D. E. McCumber, Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions, *J. Appl. Phys.*, **39**(7), 3113–3118, 1968.
- [Mei33] W. Meissner und R. Ochsenfeld, Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit, *Naturwissenschaften*, **21**(44), 787–788, 1933.
- [Nyq28] H. Nyquist, Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors, *Phys. Rev.*, **32**(1), 110–113, 1928.
- [PSY18] Rogério de Sousa Pramodh S. Yapa, Tyler Makaro, Impact of nonlocal electrodynamic on flux noise and inductance of superconducting wires, *Phys. Rev. Applied*, 2018.
- [Rub10] E Rubiola und Francois Vernotte, The cross-spectrum experimental method, 2010.
- [Sch68] G. Schaumann, J. Völkl, und G. Alefeld, Relaxation process due to long-range diffusion of hydrogen and deuterium in niobium, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 891–893, 1968.
- [Sha49] Claude E. Shannon, Communication in the Presence of Noise, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, **37**(1), 10–21, 1949.
- [Tes77] Claudia D. Tesche und John Clarke, dc SQUID: Noise and Optimization, *Journal of Low Temperature Physics*, **29**(3/4), 301–331, 1977.
- [Tol11] S. K. Tolpygo, D. Amparo, R. T. Hunt, J. A. Vivalda, und D. T. Yohannes, Diffusion stop-layers for superconducting integrated circuits and qubits with nb-based josephson junctions, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **21**(3), 119–125, 2011.

- [Wan18] Zhe Wang, Hui Wang, Clare C. Yu, and R. Q. Wu, Hydrogen as a source of flux noise in squids, *Phys. Rev. B*, **98**, 020403, 2018.
- [Wel87] Frederick C. Wellstood, Cristian Urbina, and John Clarke, Low frequency noise in dc superconducting quantum interference devices below 1 k, *Applied Physics Letters*, **50**(12), 772–774, 1987.
- [Wel04] F. C. Wellstood, C. Urbina, and John Clarke, Flicker ($1/f$) noise in the critical current of josephson junctions at 0.09–4.2k, *Applied Physics Letters*, **85**(22), 5296–5298, 2004.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 4. April 2019

.....

(Yanik Acker)