



Lena Maerten

Entwicklung einer Apparatur
zur Messung von Energiefluktuationen
an einer Glasprobe
bei sehr tiefen Temperaturen

Diplomarbeit

HD-KIP 08-05

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

DIPLOMARBEIT
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Lena Maerten

aus Bremen

2008

Entwicklung einer Apparatur
zur Messung von Energiefluktuationen
an einer Glasprobe
bei sehr tiefen Temperaturen

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Lena Maerten am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Professor Christian Enss

Die vorliegende Diplomarbeit beschreibt die Entwicklung und Charakterisierung eines Aufbaus zur Messung von Energiefluktuationen an einer Glasprobe bei sehr tiefen Temperaturen. Ziel einer solchen Messung ist es, Informationen über Relaxationsprozesse von Tunnelsystemen zu erhalten, die die thermische Dynamik von Gläsern bei tiefen Temperaturen bestimmen. Die spektrale Form dieser Fluktuationen kann Aufschluss über Relaxationszeiten und mögliche Wechselwirkungsmechanismen geben. Fluktuationen des Energieinhaltes entstehen für jedes thermodynamische System, das an ein Wärmebad gekoppelt ist. Über die Wärmekapazität des Materials sind lokale Schwankungen des Energieinhaltes direkt mit einer Temperaturschwankung verbunden und als solche messbar.

Zur Messung der lokalen Proben­temperatur wurde ein paramagnetischer Sensor auf der untersuchten Quarzglasprobe aufgebracht, dessen Magnetisierung eine Temperaturabhängigkeit aufweist, die sich durch das Curie-Weiss-Gesetz beschreiben lässt. Eine Temperaturänderung im Sensormaterial führt zu einer veränderten Magnetisierung, die als magnetische Flussänderung durch die Detektionsspule eines dc-SQUID-Magnetometers gemessen werden kann. Es werden Modelle zur Beschreibung von Fluktuationen diskutiert und Messergebnisse präsentiert.

Development of an Experimental Setup for Measuring Energy Fluctuations in a Glass Sample at very low Temperatures

This thesis describes the development and characterization of an experimental apparatus for measuring energy fluctuations in a glass sample at very low temperatures. A measurement of this kind can give insight into relaxational processes of tunneling systems, which dominate the thermal properties of glasses at low temperatures. The spectral shape of the fluctuations can reveal information on relaxation times and possible interaction mechanisms. Fluctuations in energy content arise for any thermodynamic system which is thermally coupled to a heat reservoir. With the heat capacity of the material local fluctuations in energy content convert to temperature fluctuations and are thus measurable.

For measuring the local sample-temperature a paramagnetic sensor was attached to the quartzglass-sample under investigation. Its magnetization shows a temperature dependent behaviour, which can be described by the Curie-Weiss-law. A change in temperature thus leads to a magnetization change in the sensor material, which can be measured as a change of magnetic flux through the pickup-coil of a dc-SQUID magnetometer. General models for describing fluctuations are discussed and first experimental data will be presented.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Eigenschaften von Gläsern	3
2.1.1	Strukturelle Besonderheiten	3
2.1.2	Tieftemperaturverhalten	4
2.1.3	Standardtunnelmodell	5
2.2	Fluktuationen	11
2.2.1	Beschreibung der Fluktuationen	11
2.2.2	Thermodynamische Fluktuationen	12
2.2.3	Fluktuations-Dissipations-Theorem	14
2.2.4	Spektrale Form fluktuierender Größen	15
2.2.5	Korrelationen, Zweites Spektrum	21
2.2.6	Rauschmessungen	22
2.2.7	Zusammenfassung	24
3	Experimentelle Methoden	25
3.1	Kühltechnik	25
3.1.1	Verdünnungskryostat	25
3.1.2	Thermometrie	26
3.2	Messaufbau	27
3.2.1	Paramagnetischer Temperatursensor	27
3.2.2	SQUID-Magnetometer	28
3.2.3	Details der verwendeten Apparatur	35
3.3	Datenaufnahme	48
3.3.1	Minimierung von Störsignalen	48
3.3.2	Signalverarbeitung	48

4	Messergebnisse	51
4.1	Magnetisierungsmessungen	51
4.2	Heat Release	57
4.3	Parasitäre Wärmeeinträge	57
4.4	Rauschspektren	60
5	Zusammenfassung und Ausblick	65
	Literaturverzeichnis	67
	Danksagung	71

1. Einleitung

Amorphe Festkörper, oder Gläser, sind im Vergleich zu kristallinen Festkörpern in ihren Eigenschaften wenig erforscht und ihre Dynamik ist nur unzureichend verstanden. Insbesondere bei tiefen Temperaturen zeigt ihr Verhalten signifikante Abweichungen zu dem kristallinen Modifikationen [Hun00, Esq98]. Dabei lässt sich bei der Untersuchung makroskopischer thermodynamischer Größen eine Universalität feststellen, die für amorphe Festkörper, unabhängig von den Grundbausteinen, aus denen sie aufgebaut sind und deren mikroskopischer Konfiguration, gültig ist. Zur Beschreibung dieser Eigenschaften wurde das phänomenologische Standardtunnelmodell entwickelt welches viele dieser universellen Abweichungen erklären kann [And72, Phi72]. Es beschreibt auf allgemeine Weise, wie mikroskopische Umlagerungen, die bei tiefen Temperaturen durch quantenmechanische Tunnelprozesse stattfinden, die makroskopischen Eigenschaften bestimmen. Annahmen über die mikroskopische Natur der Umlagerungsprozesse werden im Rahmen dieses Modells nicht gemacht. Im Umkehrschluss bedeutet die Allgemeingültigkeit der im Rahmen des Tunnelmodells gemachten Annahmen, dass es schwierig ist, Informationen über die zugrundeliegenden Mikroprozesse zu erlangen.

Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung von Relaxationsprozessen in Gläsern. Fragen, die man durch diese Untersuchungen beantworten möchte, sind, welche Zeitkonstanten für die Umlagerungsprozesse im Gleichgewicht auftreten, wie diese Zeitkonstanten verteilt sind und welche Auswirkungen Nichtgleichgewichtsprozesse auf die Relaxationsmechanismen haben. Weiterhin stellt sich die Frage, ob Umlagerungsprozesse miteinander korreliert sind oder unabhängig voneinander stattfinden und auf welche Weise man diese eventuelle Wechselwirkung beschreiben könnte.

Fluktuationen makroskopischer Größen eines Systems zu untersuchen, stellt eine Möglichkeit dar, einem System Informationen über die enthaltenen Mikroprozesse und deren Relaxationszeiten zu entnehmen, das heißt Fluktuationen sind nicht nur ein unerwünschter Beitrag in jeder Messung, der die Messgenauigkeit limitiert. Jeder Fluktuation liegen Mikroprozesse zugrunde, die zu einer Schwankung des makroskopischen Wertes von Messgrößen führen. Diese Prozesse finden in jedem System statt und sind für dieses charakteristisch, das heißt die Fluktuationen geben Aufschluss über die zugrundeliegenden Mechanismen.

In einem amorphen Festkörper führen strukturelle Umlagerungsprozesse zur Fluktuation makroskopischer Größen. In diesem Zusammenhang lässt sich beispielweise die makroskopische dielektrische Polarisierung eines Glases, dessen Grundbausteine elektrische Dipolmomente tragen, betrachten. Untersuchungen dieser Art sind für Temperaturen am Glasübergang gemacht worden, Beschreibungen dazu finden sich in der Literatur [Isr98, Gri99, Luc06]. Um jedoch den Einfluss von Tunnelssystemen messen zu können, ist es notwendig, das System bei Temperaturen weit unterhalb des Glasübergangs zu untersuchen. Mit sinkender Temperatur nehmen auch die Fluk-

tuationen ab, was experimentell eine große Herausforderung darstellt. Im Falle der dielektrischen Experimente ist eine hochohmige Ausleseelektronik erforderlich, die allerdings für solche Tieftemperaturuntersuchungen noch nicht mit ausreichender Empfindlichkeit realisiert werden konnte.

Daher wurde in der vorliegenden Arbeit ein Aufbau zur Messung von Energiefluktuationen in Glasproben entwickelt. Vom Einsatz magnetischer Mikrokalorimeter, deren Signal mithilfe von SQUID-Magnetometern ausgelesen wird, ist bekannt, dass ihre Auflösung durch Energiefluktuationen limitiert ist. Diese Fluktuationen entstehen für alle Systeme, die an ein Wärmebad gekoppelt sind. Aufgrund dieser Tatsache kann man also davon ausgehen, dass die Fluktuationen des Energieinhaltes einer Glasprobe grundsätzlich gemessen werden können. Energie, die mit dem Wärmebad über das phononische System ausgetauscht wird, führt zur Anregung von Tunnelsystemen im Glas. Über eine Untersuchung der Energiefluktuationen sollte es also möglich sein, Informationen über Relaxationsprozesse der Tunnelsysteme zu erlangen, die den Fluktuationen zugrundeliegen.

Erste Schritte zur Messung dieser Energiefluktuationen wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit unternommen. Dazu wurde ein Aufbau entwickelt, bei dem mit einem paramagnetischen Temperatursensor, dessen Magnetisierung eine starke Temperaturabhängigkeit aufweist, die lokale Temperatur einer Quarzglasprobe gemessen werden kann. Die Magnetisierung wird mithilfe eines rauscharmen zweistufigen dc-SQUID-Aufbaus ausgelesen.

Kapitel 2 liefert detaillierte Informationen zu den Eigenschaften von Gläsern und ihrem Tieftemperaturverhalten und führt das Standardtunnelmodell ein, mit dem die Tieftemperatureigenschaften phänomenologisch beschrieben werden können. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden wichtige Grundlagen zu Fluktuationen zusammengefasst: welche Möglichkeiten es zum Beschreiben von Fluktuationen gibt, wie sich die hier untersuchten Fluktuationen aus der Statistischen Mechanik herleiten lassen und auf welche Weise sich aus gemessenen Fluktuationen Informationen über das untersuchte System entnehmen lassen. Kapitel 3 liefert eine ausführliche Beschreibung der experimentellen Technik: es wird erläutert, wie die notwendigen tiefen Temperaturen erzeugt werden, und das Messprinzip wird vorgestellt. Auf die Funktionsweise von SQUID-Magnetometern wird eingegangen, und der entwickelte Messaufbau mit seinen einzelnen Elementen wird detailliert erklärt. In Kapitel 4 werden die gemessenen Daten vorgestellt und interpretiert. Kapitel 5 liefert eine abschließende Zusammenfassung und einen Ausblick, wie der Aufbau zur Messung von Energiefluktuationen für zukünftige Messungen optimiert werden kann.

2. Grundlagen

2.1 Eigenschaften von Gläsern

Gläser sind das typische Beispiel für ungeordnete Festkörper. Ihre besonderen Eigenschaften, Modelle zur Beschreibung ihrer Dynamik und die Phänomene, die ihre Untersuchung besonders interessant machen, werden in diesem Kapitel vorgestellt.

2.1.1 Strukturelle Besonderheiten

Feste Körper lassen sich aufgrund ihrer Struktur in zwei Gruppen einteilen. Es werden Kristalle, bei denen sich die Atome geregelt anordnen, von amorphen Festkörpern unterschieden, bei welchen die strukturelle Ordnung aufgeweicht ist. Dies liegt daran, dass während des Erstarrungsprozesses den einzelnen Atomen und Molekülen nicht genügend Zeit bleibt, sich auf die energetisch günstigste Weise anzuordnen. Die Atome und Moleküle werden in der bestehenden Konfiguration gleichsam „eingefroren“. Eine Veranschaulichung dieses Sachverhaltes bietet Abbildung 2.1. Dargestellt ist die

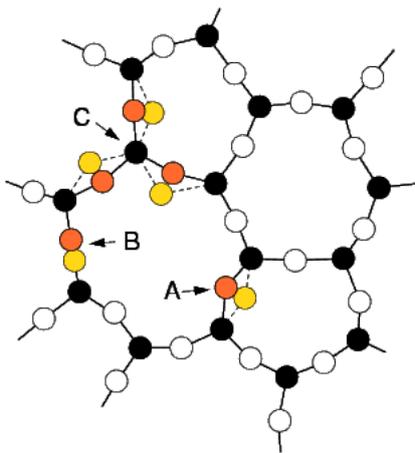


Abbildung 2.1: Struktur von amorphem SiO_2 . In einem amorphen Festkörper kann es für bestimmte Atome oder Atomgruppen mehrere äquivalente Gleichgewichtslagen geben, zwischen denen strukturelle Umlagerungen stattfinden.

Struktur von amorphem Siliziumdioxid. Die Grundbausteine sind SiO_4 Tetraeder, bestehend aus einem Si-Atom im Zentrum, das hier schwarz dargestellt ist, verbunden mit jeweils vier O-Atomen, die weiß dargestellt sind. Die Skizze beschränkt sich auf zwei Dimensionen, das jeweils vierte O-Atom ragt aus der Zeichenebene heraus oder in sie hinein. Während in der kristallinen Modifikation jedes Atom einen festen Platz einnimmt und sich diese Anordnung über die Ausdehnung des Kristalls identisch wiederholt, bildet sich für die amorphe Modifikation nur lokal eine Ordnung aus. So ist es unmöglich vorauszusagen, in welchen Abständen von einem Siliziumatom wieder Siliziumatome anzutreffen sind. Im festen Zustand ist der Festkörper weiterhin bestrebt, seine Energie zu minimieren, und lokale Umlagerungen finden statt. Streng genommen kann man im Zusammenhang mit Gläsern nie von einem thermodynamischen Gleichgewichtszustand sprechen. Thermisches Gleichgewicht wird erst erreicht,

wenn keine strukturellen Umlagerungen mehr stattfinden und die Gesamtenergie des Systems minimal ist. Bezogen auf endliche Zeitskalen, in denen Gläser im Alltag eine Rolle spielen oder in physikalischen Messprozessen untersucht werden, kann man allerdings von gleichgewichtsartigen Zuständen sprechen, wenn auf diesen Zeitskalen keine irreversiblen Prozesse mehr stattfinden.

2.1.2 Tieftemperaturverhalten

Bei der Untersuchung thermodynamischer Eigenschaften bei tiefen Temperaturen fallen signifikante Unterschiede zwischen amorphen und kristallinen Festkörpern auf. Die Wärmekapazität gibt Informationen über die inneren Freiheitsgrade eines Systems und ist deshalb thermodynamisch von besonderem Interesse. Bei dielektrischen Materialien beschreibt das Debye-Modell für Phononen diese Größe und ihren Temperaturverlauf, der im linken Diagramm von Abbildung 2.2 angedeutet ist, sehr gut. Es sagt eine T^3 -Abhängigkeit der Wärmekapazität für tiefe Temperaturen voraus,

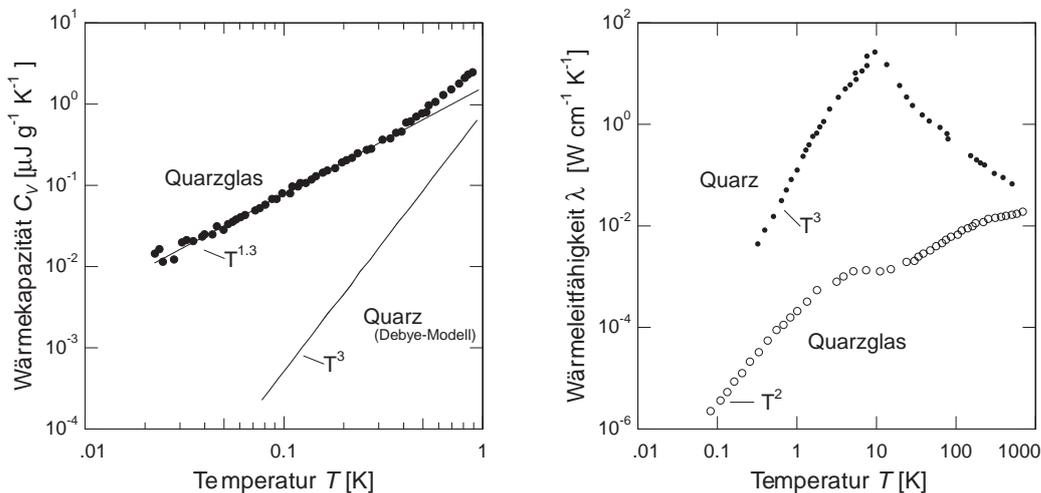


Abbildung 2.2: Links: Spezifische Wärme von amorphem und kristallinem Quarz [Hun77]. Rechts: Wärmeleitfähigkeit für beide Modifikationen [Zel71].

wie es in vielen Messungen an dielektrischen Kristallen bestätigt worden ist. Amorphe Festkörper weisen dagegen unterhalb von etwa 1K eine Wärmekapazität auf, die um Größenordnungen über dem Wert liegt, der nach dem Debye-Modell erwartet wird¹. Messdaten für Quarzglas sind ebenfalls im linken Diagramm von Abbildung 2.2 gezeigt. Die Temperaturabhängigkeit dieser Größe ist zudem deutlich geringer und lässt sich durch ein $T^{1,3}$ -Gesetz gut beschreiben, wie im Diagramm durch die durchgezogene Linie angedeutet. Es muss also in der amorphen Modifikation zusätzliche Systeme geben, die Energie speichern können. Ihr Beitrag wird offenbar erst

¹Die phononische Wärmekapazität von Quarzglas sollte der von kristallinem Quarz entsprechen, da die akustischen Eigenschaften für beide Materialien vergleichbar sind. Bei tiefen Temperaturen wird die Wellenlänge der dominanten Phononen so groß, dass strukturelle Unordnungen auf atomarer Skala keinen Einfluss auf die Phononenmoden haben.

bei tiefen Temperaturen dominant. Diese zusätzlichen Freiheitsgrade lassen sich auf strukturelle Umlagerungsprozesse zurückführen. In Abbildung 2.1 sind schematisch drei mögliche Umlagerungsprozesse (A,B,C) markiert. Dabei können sich einzelne Atome oder Atomgruppen zwischen den Gleichgewichtslagen, die durch Potentialbarrieren von einander getrennt sind, hin- und herbewegen. Für hohe Temperaturen sind solche Umlagerungen thermisch aktiviert möglich, bei tiefen Temperaturen reicht die thermische Energie nicht mehr für eine Überwindung der Potentialbarriere aus, und der Übergang zwischen zwei Gleichgewichtslagen kann nur durch Tunnelprozesse stattfinden.

Eine weitere Größe, die für das Verständnis dieser Arbeit relevant ist, ist die Wärmeleitfähigkeit λ . Auch hier finden sich gravierende Abweichungen von den für kristalline Proben gefundenen Daten, wie im rechten Diagramm von Abbildung 2.2 für kristallines und amorphes Quarz zu erkennen ist. Die Wärmeleitfähigkeit amorpher Dielektrika liegt deutlich unterhalb derer, die für kristalline Modifikationen gefunden werden. Für kristalline Proben nimmt sie im Bereich tiefer Temperaturen proportional zu T^3 ab. Diese Temperaturabhängigkeit ist auf die bereits erwähnte Wärmekapazität der Phononen zurückzuführen. Für amorphe Festkörper sinkt die Wärmeleitfähigkeit dagegen nur proportional zu T^2 .

2.1.3 Standardtunnelmodell

Ein einfaches Modell zur Beschreibung der Umlagerungsprozesse und der daraus resultierenden Dynamik für amorphe Festkörper bietet das Standardtunnelmodell. Dieses wurde 1972 von Anderson, Halperin und Varma [And72] und gleichzeitig von Phillips [Phi72] vorgeschlagen. Es liefert eine Erklärung für die oben erwähnten Anomalien im Tieftemperaturverhalten amorpher Festkörper.

Doppelmuldenpotential

Die Potentialstruktur für zwei beieinanderliegende Gleichgewichtslagen lässt sich im einfachsten Modell durch ein Doppelmuldenpotential beschreiben. Die linke Skizze in Abbildung 2.3 illustriert dieses Modell. Ein Teilchen mit der Masse m bewegt

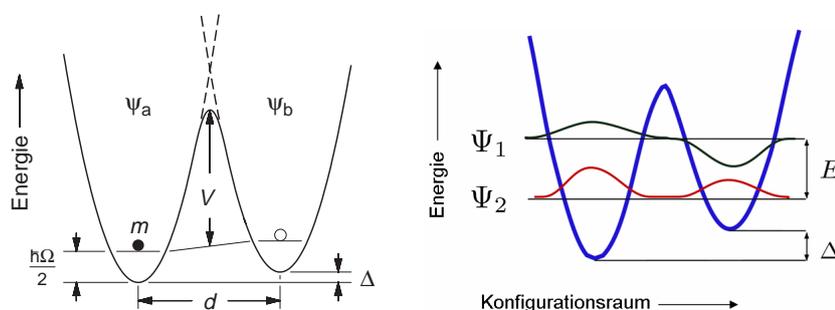


Abbildung 2.3: Links: Modell eines Doppelmuldenpotentials. Rechts: resultierende Energieaufspaltung des Grundzustands und Lösungsfunktionen.

sich in einem Potential, das sich aus der Überlagerung zweier identischer harmonischer Potentiale ergibt. Die Grundzustandsenergie beträgt jeweils $\hbar\Omega/2$. Die beiden Potentiale sind um die Asymmetrieenergie Δ verschoben. Dabei trennt die beiden Minima, die sich in einem Abstand d voneinander befinden, die Potentialbarriere V . Anzumerken ist, dass dieses Modell sowohl die Bewegung einzelner Atome, als auch die von Atomgruppen beschreiben soll. Da es sich bei den Tunnelprozessen außerdem nicht nur um Translationsbewegungen (Situation A in Abbildung 2.1), sondern auch um Rotationsbewegungen handeln kann (Situation C in Abbildung 2.1), steht die Abszisse für einen beliebigen räumlichen Freiheitsgrad.

Zur Berechnung der Grundzustandsenergie überlagert man nach dem Ritzschen Variationsverfahren die Lösungen für isolierte Mulden Ψ_a und Ψ_b zur Gesamtwellenfunktion $\Psi = \alpha\Psi_a + \beta\Psi_b$ und minimiert in der Schrödingergleichung $\hat{H}\Psi = E\Psi$ den Wert der Energie E für die Parameter α und β . Die Energie E ist gegeben durch

$$E = \frac{\int \Psi^* H \Psi d^3x}{\int \Psi^* \Psi d^3x} = \frac{\alpha^2 H_{aa} + \beta^2 H_{bb} + 2\alpha\beta H_{ab}}{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta S} . \quad (2.1)$$

Hierbei sind H_{aa} und H_{bb} die Energieeigenwerte für die isolierten Potentiale, H_{ab} ist die Austauschenergie. Dies ist ein zusätzlicher Beitrag, der nur dadurch zustande kommt, dass die isolierten Lösungsfunktionen überlappen. Der Überlapp der Wellenfunktionen S ist gegeben durch $S = \int \Psi_a^* \Psi_b d^3x$. Dieser Ansatz und die Näherung, dass S sehr viel kleiner als eins ist, führen zur Lösung für den Grundzustand

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\hbar\Omega \pm \sqrt{\Delta^2 + 4H_{ab}^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\hbar\Omega \pm \sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2} \right) . \quad (2.2)$$

Hier wurde der Nullpunkt der Energie genau zwischen die beiden Potentiale gelegt. Offensichtlich spaltet der Grundzustand in zwei Niveaus auf, wobei die Energieaufspaltung, die von nun an mit E bezeichnet wird, gegeben ist durch

$$E = \sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2} . \quad (2.3)$$

In der linken Skizze von Abbildung 2.3 ist diese Aufspaltung der Energie illustriert, eingezeichnet sind außerdem die Lösungsfunktionen Ψ_1 und Ψ_2 . Der zusätzliche Beitrag der Austauschenergie, der durch den Tunneleffekt entsteht, lässt sich mithilfe der WKB-Methode² berechnen. Man findet $\Delta_0 \approx \hbar\Omega e^{-\lambda}$, was fortan als Tunnelaufspaltung bezeichnet wird. Der Tunnelparameter λ ist gegeben durch $\lambda \approx \frac{d}{2\hbar} \sqrt{2mV}$. Der Faktor $e^{-\lambda}$ gibt die Tunnelwahrscheinlichkeit an. Sie wird umso geringer je größer die Masse des Teilchens, die Potentialbarriere und der Abstand der beiden Mulden ist.

Parameter für amorphe Festkörper, spezifische Wärme

Zur Beschreibung der thermischen Dynamik in Gläsern wird im Standardtunnelmodell eine breite Verteilung der Asymmetrieenergie Δ sowie des Tunnelparameters

²Semiklassisches Näherungsverfahren, benannt nach Wenzel, Kramers und Brillouin.

λ und eine Unabhängigkeit dieser Parameter voneinander angenommen:

$$P(\Delta, \lambda)d\Delta d\lambda = P_0 d\Delta d\lambda . \quad (2.4)$$

Für viele Berechnungen ist es hilfreich, die Verteilung als Funktion der Energieaufspaltung E anzugeben. Diese erhält man durch eine Variablensubstitution mit $E^2 = \Delta^2 + \Delta_0^2$ und $\Delta_0 = \hbar\Omega e^{-\lambda}$:

$$P(E, \Delta_0)d\Delta_0 dE = P(\Delta, \lambda) \frac{\partial \lambda}{\partial \Delta_0} \frac{\partial \Delta}{\partial E} d\Delta_0 dE = P_0 \frac{E}{\Delta_0 \sqrt{E^2 - \Delta_0^2}} . \quad (2.5)$$

Die Zustandsdichte

$$D(E) = \int_{\Delta_0^{\min}}^E P(\Delta_0, E) d\Delta_0 = P_0 \ln \frac{2E}{\Delta_0^{\min}} \quad (2.6)$$

erhält man durch Integration über Δ_0 , unter Einführung eines minimalen Wertes für diesen Parameter, Δ_0^{\min} , um eine Divergenz des Integrals zu vermeiden. Vernachlässigt man die geringe logarithmische Abhängigkeit von E , so ergibt sich eine konstante Zustandsdichte $D \approx D_0$. Zur Abschätzung der spezifischen Wärme muss zunächst die innere Energie berechnet werden:

$$u = \int ED(E)f(E)dE = D_0 \int_0^\infty \frac{E}{e^{\frac{E}{k_B T}} + 1} dE = \frac{\pi^2}{12} D_0 (k_B T)^2 , \quad (2.7)$$

mit der Besetzungswahrscheinlichkeit des energetisch höherliegenden Zustands $f(E) = [e^{\frac{E}{k_B T}} + 1]^{-1}$. Ableiten nach der Temperatur liefert einen Ausdruck für die spezifische Wärme

$$C_V = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_V = \frac{\pi^2}{6} D_0 k_B^2 T . \quad (2.8)$$

Diese lineare Temperaturabhängigkeit kommt dem in Abbildung 2.2 gezeigten $T^{1,3}$ -abhängigen Temperaturverlauf bereits sehr nahe. Abweichungen kommen einerseits daher, dass die Zustandsdichte tatsächlich nicht konstant ist, sondern die geringe logarithmische Abhängigkeit aufweist. Zum anderen muss berücksichtigt werden, dass die beteiligten Systeme teilweise deutlich langsamer relaxieren als eine typische Messung dauert. So werden nicht alle Systeme in einem Messprozess berücksichtigt. Auf Relaxationszeiten für Tunnelsysteme wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Nach der vereinfachenden Relation 2.8 ist die Wärmekapazität eines Glases bei tiefen Temperaturen im Wesentlichen durch die Dichte D_0 der Tunnelsysteme gegeben. Mit der gemessenen spezifischen Wärme für SiO_2 von etwa $0,01 \mu\text{J/gK}$ bei 20mK (vgl. Abbildung 2.2) lässt sich die Dichte der Tunnelsysteme zu $D_0 \approx 10^{20} (\text{eVcm}^3)^{-1}$ abschätzen. In einer Glasprobe mit einem Volumen von einem Kubikzentimeter findet man für Intervalle in der Energieaufspaltung von $1 k_B \text{mK}$ bei jeder Energie etwa 10^{13} Tunnelsysteme.

Relaxationsprozesse

Über eine Glasprobe verteilt befinden sich lokalisierte Tunnelsysteme. Um Energie aufnehmen oder abgeben zu können, müssen sie mit dem System der Phononen wechselwirken. Mögliche Prozesse sind in Abbildung 2.4 illustriert. Ein Tunnelsystem kann angeregt werden, indem es ein Phonon absorbiert, wie es in der oberen Skizze dargestellt ist, oder es relaxiert durch Emission eines Phonons, was im unteren Bild dargestellt ist. Prozesse, an denen mehrere Phononen beteiligt sind, können bei tiefen Temperaturen vernachlässigt werden, da die Wahrscheinlichkeit für ihr Auftreten, aufgrund der stark abnehmenden Phonondichte ($\propto E^2$) sehr gering ist. Die Wechselwirkung lässt sich störungstheoretisch behandeln. Zum Hamiltonopera-

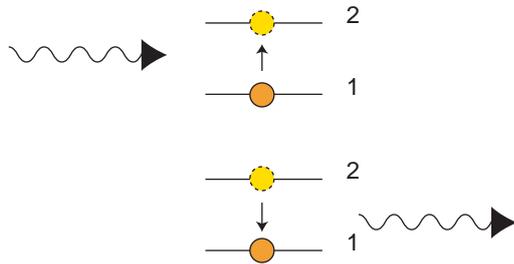


Abbildung 2.4: Wechselwirkung zwischen Tunnelsystem und einem Phonon. Oben: Anregung durch Phonon-Absorption; unten: Relaxation durch Phonon-Emission

tor \hat{H}_0 , der das ungestörte Zweiniveausystem beschreibt, wird der Störoperator \hat{W} hinzuaddiert, der die Kopplung an das äußere Feld berücksichtigt. In der Basis der Eigenzustände des ungestörten Systems ergibt sich der Gesamthamiltonian

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{pmatrix} + \frac{\gamma e}{E} \begin{pmatrix} \Delta & -\Delta_0 \\ -\Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Hier ist γ das Deformationspotential des Festkörpers und e die Verzerrung des Materials, die durch die Schwingungen der Atome verursacht wird. Unter Berücksichtigung der Kopplung an das phononische System ist der Operator nicht mehr diagonal und die Zustände 1 und 2 sind nicht mehr die Eigenzustände des Gesamtsystems. Es werden Übergänge zwischen den beiden Niveaus induziert. Die Übergangsrate für den Übergang von Zustand 1 in Zustand 2 lässt sich mit Fermis Goldener Regel berechnen, welche in diesem Fall die Form

$$W_{12} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Psi_2 | \hat{W} | \Psi_1 \rangle|^2 D_{\text{Ph}}(E) f_{\text{Ph}}(E) \delta(\hbar\omega = E). \quad (2.10)$$

annimmt. Hier ist $D_{\text{Ph}}(E)$ die Zustandsdichte für Phononen, $f_{\text{Ph}}(E)$ die bosonischen Besetzungswahrscheinlichkeit der Phononmoden, \hat{W} der bereits erwähnte Störoperator, und Ψ_1 und Ψ_2 die Wellenfunktionen, die Grundzustand und angeregten Zustand des betrachteten Tunnelsystems beschreiben. Die Deltafunktion gewährleistet, dass nur dann Übergänge induziert werden, wenn ein Phonon mit einer Energie $\hbar\omega$ mit dem Tunnelsystem wechselwirkt, die gleich der Energieaufspaltung E dieses Systems ist. Die Relaxationsrate τ^{-1} ergibt sich aus der Summe der Übergangsraten für Absorption und Emission $\tau^{-1} = W_{12} + W_{21}$ zu (siehe beispielsweise [Jäc72])

$$\tau^{-1} = \left(\frac{\gamma_l^2}{v_l^5} + 2 \frac{\gamma_t^2}{v_t^5} \right) \left(\frac{\Delta_0}{E} \right)^2 \frac{E^3}{2\pi\rho\hbar^4} \coth \left(\frac{E}{2k_B T} \right), \quad (2.11)$$

wobei γ_l und γ_t die Deformationspotentiale und v_l und v_t die Schallgeschwindigkeiten jeweils für longitudinale und transversale Phononenzweige sind. Bei konstanter Temperatur T ist die Relaxationsrate für gegebene Energieaufspaltung E , wie man Gleichung 2.11 entnehmen kann, proportional zum Faktor $\left(\frac{\Delta_0}{E}\right)^2$. Für symmetrische Systeme, bei denen die Energieaufspaltung einzig durch die Tunnelaufspaltung Δ_0 gegeben ist, wird dieser Faktor eins, und die Relaxationsrate ist maximal. Bei gegebener Temperatur T sind die Tunnelsysteme mit der Energieaufspaltung $k_B T$ dominant. Die minimale Relaxationszeit, in der Systeme mit dieser Aufspaltung relaxieren können, ist gegeben durch $\tau_{\min}^{-1} = AT^3$, wobei sich der Faktor A aus Experimenten zur Ultraschalldämpfung gewinnen lässt und typischerweise $A = 10^8 \text{s}^{-1} \text{K}^{-3}$ beträgt. Dies bedeutet, dass bei einer Temperatur von 20mK die schnellsten Tunnelsysteme mit einer Energie von $E \approx k_B T$ in einer Zeit von etwa einer Millisekunde relaxieren. Für äußerst asymmetrische Systeme, mit $\Delta_0 \rightarrow 0$, kann die Relaxationsrate beliebig klein werden.

Wärmeleitfähigkeit

An dieser Stelle soll kurz auf die Wärmeleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen eingegangen werden, deren Verlauf bereits in Abbildung 2.2 gezeigt wurde. Da die Tunnelsysteme lokalisiert sind, können sie nicht zur Ausbreitung der Wärme beitragen. Diese wird, wie bei kristallinen Dielektrika, durch Phononen transportiert. Betrachtet man die Phononen als ideales Gas, so gilt für ihre Wärmeleitfähigkeit analog zur kinetischen Gastheorie $\lambda = 1/3cvl$, mit der spezifischen Wärme c der Phononen, der Schallgeschwindigkeit v und der mittleren freien Weglänge l . Die spezifische Wärme der Phononen ist aus dem Debye-Modell bekannt, nach dem $c \propto T^3$ gilt. Ebenfalls analog zum Debye-Modell kann die Schallgeschwindigkeit v als konstant angenommen werden. Die mittlere freie Weglänge l ist gegeben durch $l = 1/\delta n\sigma$. Sie ist umgekehrt proportional zur Besetzungszahldifferenz der Tunnelsysteme δn und zum Wirkungsquerschnitt σ . Für δn gilt bei thermischer Besetzung der Zweiniveausysteme $\delta n = n \tanh \frac{\hbar\omega}{k_B T}$, wobei n die Anzahl der beteiligten Tunnelsysteme mit Energieaufspaltung $\hbar\omega$ ist. Bei gegebener Temperatur sind die Phononen mit thermischer Energie dominant, und es gilt $\hbar\omega \approx k_B T$. Die Besetzungszahldifferenz der Tunnelsysteme, die mit thermischen Phononen resonant wechselwirken, ist somit temperaturunabhängig. Der Wirkungsquerschnitt σ ist proportional zur Verzerrungsamplitude der hervorgerufenen Gitterschwingung und damit zur Phononenenergie $\hbar\omega \approx k_B T$. Somit gilt für die mittlere freie Weglänge $l \propto 1/T$. Insgesamt ergibt sich also in diesem Modell für die Wärmeleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen eine T^2 -Abhängigkeit, wie sie auch experimentell (vgl. Abbildung 2.2) gefunden wird.

Heat Release

Aufgrund der langen Relaxationszeiten braucht eine Glasprobe lange, um in einen gleichgewichtsartigen Zustand mit ihrer Umgebung zu kommen. Kühlt man eine Glasprobe rasch ab, so gelangen die Phononen schnell auf die Temperatur des Wärmebades. In den Tunnelsystemen ist jedoch noch Energie gespeichert, und es kann sehr lange dauern, bis die letzten, athermisch besetzten Tunnelsysteme relaxiert sind und die gespeicherte Energie an die Umgebung abgegeben haben. Die dabei freiwerdende Wärme ist gegeben durch (vgl. [Esq98])

$$\dot{Q} = \frac{\pi^2 k_B}{24} P_0 V (T_1^2 - T_0^2) \frac{1}{t} , \quad (2.12)$$

wobei V hierbei das Probenvolumen, T_1 die Starttemperatur und T_0 die Endtemperatur des Wärmebades sind.

Offene Fragen

Das hier vorgestellte Modell kann viele der beobachteten, ungewöhnlichen Eigenschaften von Gläsern erklären. Dies ist bemerkenswert, da die gemachten Annahmen sehr einfach und allgemein sind. So wird zum Beispiel nicht spezifiziert, was für ein „Teilchen“ überhaupt tunnelt und wie diese Tunnelbewegung aussieht. Dennoch können dem Modell viele Vorhersagen entnommen werden, die experimentell für verschiedene Glasproben bestätigt worden sind. Trotz des großen Erfolges bleiben noch einige experimentelle Ergebnisse unverstanden. Beispielsweise weist die relative Änderung der Schallgeschwindigkeit bei tiefen Temperaturen eine deutlich schwächere Temperaturabhängigkeit auf als vom Tunnelmodell vorhergesagt [Cla00]. Ähnliches gilt für den Temperaturverlauf der dielektrischen Konstanten [Ens89]. Auch Messungen der Wärmeleitfähigkeit an Gläsern weisen bei tiefen Temperaturen Abweichungen zu den Vorhersagen aus dem Tunnelmodell auf [Yu85], [Net07]. Möglich ist, dass direkte Wechselwirkungen zwischen den Tunnelsystemen für diese Abweichungen verantwortlich sind, denn derartige Prozesse werden im Tunnelmodell nicht berücksichtigt. Dies würde die geringere Temperaturabhängigkeit der gemessenen Größen erklären: bei Temperaturen, bei denen zunehmend weniger Phononen vorhanden sind, würde eine Wechselwirkung zwischen den Tunnelsystemen an Bedeutung gewinnen und beispielsweise einen zusätzlichen Transportkanal für Wärme ermöglichen. In diesem Zusammenhang ist es interessant, dass bei dielektrischen Messungen an einem Glas Hinweise auf einen Phasenübergang bei $T = 5,84\text{mK}$ gefunden wurden. Dieser ließe sich mit der Annahme einer direkten Wechselwirkung der Tunnelsysteme als Übergang in einen kohärenten Zustand der beteiligten Systeme interpretieren [Str98]. Analog zu Quantenphänomenen wie beispielsweise der Supraleitung wäre es denkbar, dass sich die beteiligten Tunnelsysteme durch eine makroskopische Wellenfunktion beschreiben ließen.

2.2 Fluktuationen

Rauschen ist nicht nur in physikalischen Messprozessen sondern auch im alltäglichen Leben allgegenwärtig: nahezu jede Größe ist mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, und selten lässt sich eine Aussage beliebig genau treffen oder ein Wert beliebig genau messen. Hierfür gibt es verschiedene Ursachen. Die Unsicherheit kann beispielsweise in statistischen Schwankungen begründet sein. Ein Beispiel hierfür ist das Schrotrauschen des elektrischen Stromes. Dieses beruht darauf, dass einzelne Elektronen die elektrische Ladung transportieren und der Strom daher nicht kontinuierlich sondern „gequantelt“ fließt. Dies ruft statistische Fluktuationen in der makroskopischen Stromstärke hervor.

Die Unschärfe eines Messwertes kann auch fundamentaler, quantenmechanischer Natur sein. Als Beispiel lässt sich die natürliche Linienbreite atomarer Spektrallinien anführen: aufgrund der endlichen Lebensdauer eines atomaren Zustandes folgt aus der Heisenbergschen Unschärferelation eine Energie- und damit Frequenzunschärfe der abgestrahlten elektromagnetischen Welle.

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass die Fluktuationen, beziehungsweise das Rauschen eines Signals, nicht nur einen unerwünschten Beitrag zu jeder Messung liefern. Das Rauschen kann selbst als Messsignal untersucht werden, da es von mikroskopischen Prozessen verursacht wird und Informationen über diese Prozesse beinhaltet.

2.2.1 Beschreibung der Fluktuationen

Unterliegt eine Messgröße $A(t)$ Fluktuationen, so kann man ihren zeitlichen Mittelwert $\langle A \rangle$ über

$$\langle A \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T A(t) dt \quad (2.13)$$

berechnen. Dieser ist in den meisten Fällen wohldefiniert. Für die Schwankung $\Delta A(t)$ um diesen Mittelwert gilt

$$\Delta A(t) = A(t) - \langle A \rangle \quad (2.14)$$

Der zeitliche Mittelwert der Schwankung verschwindet. Ein Maß für die Streuung einer Größe um ihren Mittelwert ist beispielsweise das Schwankungsquadrat $(\Delta A(t))^2$, dessen zeitlicher Mittelwert sich auch ausdrücken lässt als

$$\langle (\Delta A)^2 \rangle = \langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2 \quad (2.15)$$

Die Wurzel aus dieser Größe wird als Standardabweichung bezeichnet. Falls der Mittelwert der betrachteten Größe von der Messgröße bereits abgezogen ist, also $\langle A \rangle = 0$, gilt einfach

$$\langle (\Delta A)^2 \rangle = \langle A^2 \rangle \quad (2.16)$$

Als Funktion der Zeit ist es schwierig, den Fluktuationen Informationen über das System zu entnehmen. Informativer ist es, das Rauschen in seine Frequenzkomponenten zerlegt zu betrachten, da das Zeitsignal eine Überlagerung vieler Frequenzkomponenten darstellt, die Einzelprozessen entsprechen. Üblicherweise wird dabei die „spektrale Leistungsdichte“³ S_A der Fluktuationen einer Messgröße $A(t)$ angegeben. Gemeint ist damit der Erwartungswert des Schwankungsquadrats im Frequenzintervall $[f, f + \Delta f]$, normiert auf die Breite Δf des Frequenzintervalls. Integriert man über alle Frequenzkomponenten, so muss sich die quadrierte Standardabweichung der Messgröße ergeben:

$$\langle A^2 \rangle = \int_0^\infty S_A(f) df . \quad (2.17)$$

Mathematisch berechnet sich die spektrale Leistungsdichte aus der Fouriertransformierten der Autokorrelationsfunktion $c_A(\tau)$, die gegeben ist durch

$$c_A(\tau) = \langle A(t)A(t + \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_T^T A(t)A(t + \tau) dt . \quad (2.18)$$

Diese Funktion gibt Auskunft darüber, inwieweit der Wert der untersuchten Größe A zum Zeitpunkt $t + \tau$ davon abhängt, welchen Wert sie zum Zeitpunkt t hat. Die Autokorrelationsfunktion ist symmetrisch in der Zeit, daher ist die spektrale Leistungsdichte als ihre Fouriertransformierte ebenfalls eine symmetrische Funktion. Definiert man die spektrale Leistungsdichte nach (2.17) physikalisch sinnvoll nur für positive Frequenzen, so müssen sich die Fluktuationen auf die Hälfte der „mathematisch möglichen“ Frequenzen beschränken, so dass gilt

$$S_A(f) = 2 \int_{-\infty}^\infty c(\tau) e^{-2\pi i f \tau} d\tau = 2 \int_{-\infty}^\infty c(\tau) \cos(2\pi f \tau) d\tau . \quad (2.19)$$

Die letzte Umformung ist wieder auf die Symmetrie der Autokorrelationsfunktion zurückzuführen. Diese Relation ist als Wiener-Chintschim-Relation bekannt [Mül79].

2.2.2 Thermodynamische Fluktuationen

In einem thermodynamischen System gibt es im Gleichgewicht stets Fluktuationen einiger charakteristischer Größen. In dieser Arbeit werden Fluktuationen des Energieinhaltes untersucht. Sie existieren in jedem thermodynamischen System, das an ein Wärmereservoir gekoppelt ist. Eine derartige Situation beschreibt man in der Statistischen Physik mithilfe des kanonischen Ensembles. Schematisch ist dies in Abbildung 2.5 dargestellt. Ein System mit der Wärmekapazität C ist durch eine thermische Kopplung G mit einem Wärmebad der Temperatur T verbunden. Für ein makroskopisches System sind stets unvorstellbar viele mikroskopische Konfigurationen, oder Mikrozustände, möglich, die mit dem vorgegebenen Wert der makroskopischen Parameter, hier Temperatur, Volumen und Dichte der Probe, verträglich

³Der Begriff „Leistungsdichte“ wird im Zusammenhang mit den typischen Messgrößen Spannung U und Strom I verständlich, deren Quadrat jeweils proportional zur elektrischen Leistung ist.

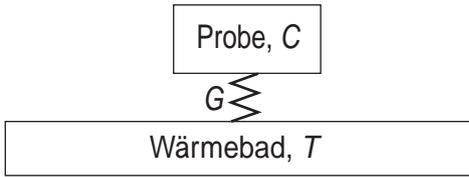


Abbildung 2.5: Kanonisches Ensemble: Das untersuchte System mit der Wärmekapazität C ist durch die thermische Kopplungskonstante G an ein Wärmebad der Temperatur T gekoppelt.

sind. Im Falle einer Glasprobe wäre ein Mikrozustand dadurch gegeben, dass für jedes einzelne Tunnelsystem feststeht, in welchem Energieeigenzustand es sich befindet, und in dem ebenfalls bekannt ist, welche phononischen Schwingungsmoden angeregt sind. Für jeden Mikrozustand ließe sich der Energieinhalt berechnen. Dabei hat die Energie, die mit den vorgegebenen Parametern verträglich ist, nicht für alle Konfigurationen denselben Wert sondern schwankt um einen Mittelwert. Die statistische Physik trifft die Aussage, dass alle Mikrozustände gleichwahrscheinlich sind, oder dass jeder Zustand nach unendlich langer Zeit einmal durchlaufen wird. Der Erwartungswert einer thermodynamischen Größe berechnet sich also durch eine Mittelung über alle möglichen Zustände. Für den Erwartungswert der Energie E gilt

$$\langle E \rangle = \frac{1}{Z} \int_0^\infty D(E) E e^{-\frac{E}{k_B T}} dE, \quad (2.20)$$

wobei $D(E)$ die Zustandsdichte ist, die angibt, wieviele Zustände zu der jeweiligen

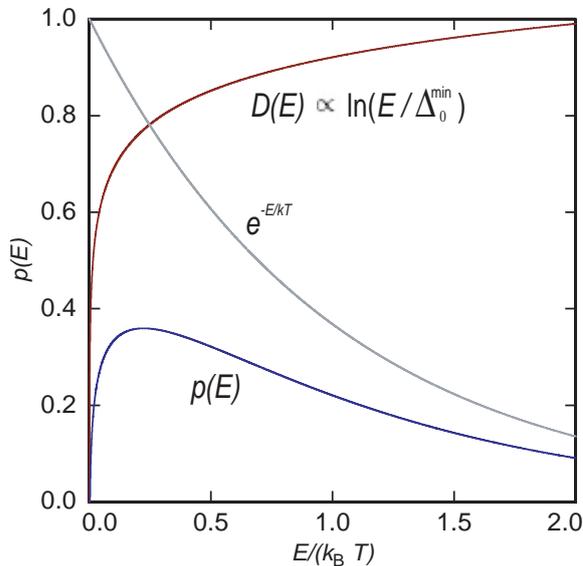


Abbildung 2.6: Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Auffinden von angeregten Tunnelsystemen der Energie E .

Energie existieren. Der Boltzmannfaktor $e^{-\frac{E}{k_B T}}$ gibt an, wie wahrscheinlich die Besetzung eines Zustandes mit der Energie E bei der gegebenen Temperatur T ist. Das Integral muss mit der Zustandssumme $Z = \int_0^\infty D(E) e^{-\frac{E}{k_B T}} dE$ normiert werden, die die Gesamtzahl der zugänglichen Mikrozustände angibt.

In Abbildung 2.6 ist zur Veranschaulichung des Zusammenhangs (2.20) die Wahrscheinlichkeit $p(E) = \frac{1}{Z}D(E)e^{-\frac{E}{k_B T}}$ dafür aufgetragen, Tunnelsysteme mit Energieaufspaltung E im angeregten Zustand zu finden, wobei für deren Zustandsdichte $D(E)$ gemäß (2.6) die logarithmische Abhängigkeit von E angenommen wurde. Wie man sieht, gibt es eine breite Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Auftreten der Energie E .

Berechnet man nun allgemein die Standardabweichung der Energie für ein kanonisches Ensemble, so erhält man (vgl. beispielsweise [Gre93])

$$\langle \Delta E^2 \rangle = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 = \frac{-\partial \langle E \rangle}{\partial(1/k_B T)} = k_B T^2 \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} = k_B T^2 C. \quad (2.21)$$

Die Energiefluktuationen sind proportional zur Wärmekapazität des betrachteten Systems und zum Quadrat der Temperatur des Wärmebades.

2.2.3 Fluktuations-Dissipations-Theorem

1951 veröffentlichten Callen und Welton eine Verallgemeinerung der bis dahin bekannten Nyquist-Relation⁴ für Fluktuationen der Spannung an einem elektrischen Widerstand [Nyg28]

$$\frac{\Delta U^2}{\Delta f} = 4k_B T R. \quad (2.22)$$

Die Verallgemeinerung verknüpft generalisierte Widerstände mit den Fluktuationen der generalisierten Kraft eines Systems und ist seitdem als Fluktuations-Dissipations-Theorem bekannt [Cal51]. Neben der bereits erwähnten Spannungsfluktuation an einem Widerstand verknüpft es beispielsweise die Fluktuationen in der Ortsfunktion eines Teilchens, das sich in einer viskosen Flüssigkeit befindet, mit dem Reibungskoeffizienten der Flüssigkeit. Diese statistischen Zitterbewegungen sind als Brownsche Bewegung bekannt. Generalisierte Kräfte sind in der Thermodynamik die Größen, deren Wert nicht divergiert, wenn man das System unendlich vergrößert. Beispiele hierfür sind das chemische Potential, die Temperatur oder der Druck. Man nennt diese Größen auch intensiv, im Gegensatz zu extensiven Größen, deren Wert mit der Größe des Systems zunimmt. Beispiele hierfür sind Teilchenzahl, Volumen und innere Energie. Die intensiven Größen treiben das System: gibt es einen Gradienten beispielsweise im chemischen Potential, so kommt es so lange zu Teilchenströmen, bis ein stabiles Gleichgewicht erreicht ist. Ähnliches gilt bei einer Temperatur- oder Druckdifferenz innerhalb des betrachteten Systems. Das hier betrachtete Theorem gilt für solche Systeme, bei denen diesen Umlagerungen ein Widerstand entgegenwirkt und dadurch Leistung dissipiert. Dieser verallgemeinerte Widerstand ist keine thermodynamische Größe, sondern beispielsweise der elektrische Widerstand oder die innere Reibung. Die Dissipation macht den Prozess irreversibel. Hierin liegt die Be-

⁴Dieser Zusammenhang ist auch als thermisches Johnson-Rauschen bekannt, denn er wurde von Johnson experimentell bestätigt [Joh28].

sonderheit des Theorems: es verknüpft die Fluktuationen einer Gleichgewichtsgröße mit einem Parameter, der einen irreversiblen Prozess charakterisiert.

Rechnerisch geht man zur Herleitung des Theorems folgendermaßen vor: zunächst wird störungstheoretisch berechnet, wie das dissipative System auf ein von außen angelegtes Feld reagiert und erhält einen Ausdruck für die Absorption als Funktion von angelegter Störung V und verallgemeinertem Widerstand $Z(\omega)$. Für eine periodische Störung $V(t) = V_0 \sin \omega t$ gilt, bei dicht liegenden Energieniveaus im dissipativen System, für die absorbierte Leistung

$$P = \frac{1}{2} V_0^2 \operatorname{Re}(Z(\omega)) / |Z(\omega)|^2 . \quad (2.23)$$

Die Gültigkeit des Fluktuations-Dissipations-Theorems beschränkt sich auf Systeme dieser Art, bei denen die Energieniveaus dicht liegen und die absorbierte Leistung proportional zum Quadrat der Amplitude des angelegten Störfeldes ist. Setzt man die angelegte Störung gleich Null, so findet man im zeitlichen Mittel dennoch eine Fluktuation in der verallgemeinerten Kraft

$$\langle V^2 \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \operatorname{Re}(Z(\omega)) E(\omega, T) d\omega , \quad (2.24)$$

mit

$$E(\omega, T) = \frac{\hbar\omega}{2} + \hbar\omega (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^{-1} , \quad (2.25)$$

wobei $E(\omega, T)$ die Energie eines quantenmechanischen Oszillators im thermischen Gleichgewicht bei der Temperatur T ist. Für hohe Temperaturen ($E \gg \hbar\omega$) ist $E \approx k_B T$. Dies entspricht dem sogenannten Gleichverteilungssatz, und es gilt

$$\langle V^2 \rangle = \frac{2}{\pi} k_B T \int_0^\infty \operatorname{Re}(Z(\omega)) d\omega , \quad (2.26)$$

Ersetzt man die Kreisfrequenz ω durch die Frequenz f so ergibt sich (2.22).

2.2.4 Spektrale Form fluktuierender Größen

Häufig ist das Rauschen einer Größe gleichmäßig über einen großen Frequenzbereich verteilt. Man spricht dann von weißem Rauschen. Das bereits beschriebene thermische Spannungsrauschen eines elektrischen Widerstandes (2.22) beispielsweise, ist bis etwa zur Plasmafrequenz konstant. Sobald ein System allerdings charakteristische Zeitkonstanten aufweist, ist das Spektrum frequenzabhängig.

Systeme mit einer Zeitkonstanten

Für ein System mit einer charakteristischen Zeitkonstanten τ erfüllt jedes Signal $p(t)$ die Relaxationsgleichung

$$\frac{dp(t)}{dt} = \frac{-p(t)}{\tau} , \quad (2.27)$$

mit der Lösungsfunktion

$$p(t) = p_0 e^{-t/\tau} . \quad (2.28)$$

Da diese Gleichung auch für Fluktuationen gültig ist, lässt sich die Situation unter Berücksichtigung eines Rauschterms $F(t)$ folgendermaßen schreiben:

$$\frac{dp(t)}{dt} = \frac{-p(t)}{\tau} + F(t) . \quad (2.29)$$

Drückt man $p(t)$ und $F(t)$ durch ihre Fouriertransformierten $p(f)$ und $F(f)$ aus: $p(t) = \int p(f) e^{2\pi i f t} df$ und $F(t) = \int F(f) e^{2\pi i f t} df$, und setzt diese Ausdrücke in (2.29) ein, so folgt, da die Beiträge für die einzelnen Frequenzen voneinander unabhängig sind, für jede Frequenz f

$$p(f) = \frac{F(f)}{\tau^{-1} + i2\pi f} . \quad (2.30)$$

Der Rauschterm soll zeitlich unkorreliert sein, das heißt eine Fluktuation zum Zeitpunkt t soll statistisch unabhängig von einer Fluktuation zum Zeitpunkt $t + \tau$ sein. Das bedeutet für seine Autokorrelationsfunktion $c_F(\tau)$:

$$c_F(\tau) = \langle F(t)F(t + \tau) \rangle = F_0^2 \delta(\tau) , \quad (2.31)$$

mit der zunächst willkürlich gewählten Konstanten F_0 , die im Folgenden aus Normierungsgründen bestimmt wird. Mit der Wiener-Chinschim-Relation (2.19) folgt für die spektrale Leistungsdichte: $S_F(f) = 2F_0^2$. Bildet man das Betragsquadrat von Gleichung 2.30, so gelangt man zu folgender Relation für die spektralen Leistungsdichten $S_p(f)$ und $S_F(f)$:

$$S_p(f) = \frac{S_F(f)}{\tau^{-2} + (2\pi f)^2} = \frac{2F_0^2 \tau^2}{1 + (2\pi f \tau)^2} . \quad (2.32)$$

Das Integral über $S_p(f)$ muss die vorgegebene quadratische Standardabweichung des Signals $\langle (\Delta p)^2 \rangle$ ergeben

$$\langle (\Delta p)^2 \rangle = \int_0^\infty S_p(f) df = \int_0^\infty \frac{2F_0^2 \tau^2}{1 + (2\pi f \tau)^2} df = F_0^2 \tau / 2 . \quad (2.33)$$

Damit gilt $F_0^2 = \frac{2\langle (\Delta p)^2 \rangle}{\tau}$ und man erhält für die spektrale Leistungsdichte des Rauschens der Messgröße P

$$S_p(f) = \frac{4 \langle (\Delta p)^2 \rangle \tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} . \quad (2.34)$$

Das Spektrum hat die Form einer Lorentzkurve. Es ist in Abbildung 2.7 doppelt-logarithmisch aufgetragen. Bei Frequenzen $f \lesssim 1/(2\pi\tau)$ erkennt man ein Plateau, für diesen Frequenzbereich ist das Spektrum weiß. Bei der charakteristischen Frequenz $f = 1/(2\pi\tau)$ geht die spektrale Leistungsdichte des Rauschens allmählich

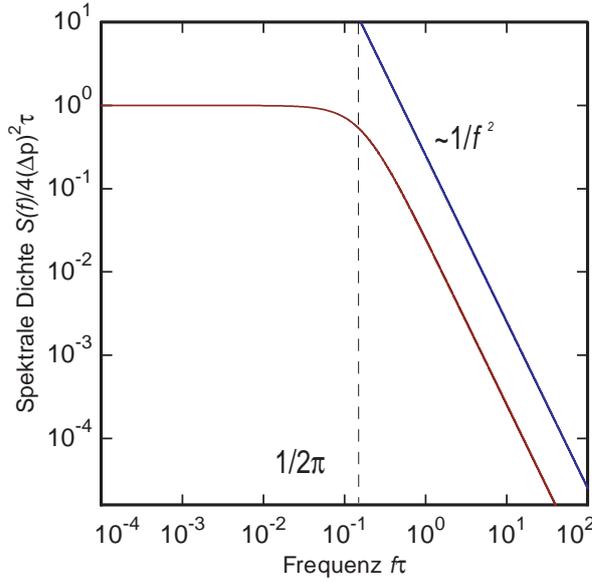


Abbildung 2.7: Spektrum für ein System mit einer charakteristischen Zeitkonstanten τ . Für hohe Frequenzen $f \gtrsim 1/(2\pi\tau)$ ergibt sich eine $1/f^2$ -Abhängigkeit.

in eine $1/f^2$ -Abhängigkeit über. Der Beitrag bei hohen Frequenzen ist also unterdrückt. Anschaulich bedeutet dies, dass das System auf Änderung mit Frequenzen $f \gg 1/(2\pi\tau)$ nicht reagieren kann, diese Frequenzen werden stark gedämpft.

1/f-Rauschen

In vielen physikalischen Systemen gibt es nicht nur eine charakteristische Zeit, sondern eine Verteilung verschiedener Relaxationszeiten. Das Spektrum des Rauschens, das sich hieraus ergibt, entspricht der Summe über alle Spektren für die beteiligten Zeitkonstanten. Für den Fall einer kontinuierlichen Verteilung der Zeitkonstanten kann zu einem Integral übergegangen werden und es lässt sich mit 2.34 schreiben:

$$S_P(f) = \int_0^\infty \frac{2 \langle (\Delta p)^2 \rangle \tau(E)}{1 + (2\pi f \tau(E))^2} D(E) dE . \quad (2.35)$$

Häufig besitzen die Energiezustände eine breite Verteilung der Form $D(E)dE = D_0 dE$. Nimmt man nun an, dass Anregungsprozesse thermisch aktiviert stattfinden, so ist die Wahrscheinlichkeit, mit der bei der Temperatur T ein Zustand mit der Energie E angeregt wird, proportional zum Boltzmannfaktor $e^{-E/k_B T}$. Damit gilt für die Relaxationszeit $\tau \propto e^{E/k_B T}$. Hieraus berechnet sich $D(\tau)d\tau = \frac{1}{\tau} D_0 k_B T d\tau$ und

$$S_P(f) = 2 \langle (\Delta p)^2 \rangle D_0 k_B T \int_0^\infty \frac{1}{1 + (2\pi f \tau)^2} d\tau = \frac{\langle (\Delta p)^2 \rangle D_0 k_B T}{2f} \propto 1/f \quad (2.36)$$

Auf diese Weise erhält man eine spektrale Leistungsdichte mit einer Frequenzabhängigkeit proportional zu $1/f$, wie es in vielen physikalischen Messprozessen auftritt.

1/f-Rauschen für Tunnelsysteme

C. Yu berechnet in einer Arbeit numerisch die Form eines Rauschspektrums, das sich unter Berücksichtigung der Relaxationszeiten (2.11) und der Verteilung der Parameter für Tunnelsysteme (2.6) in Gläsern ergibt [Yu04]. Für hohe Frequenzen führt dies zu einem Rauschen, das eine Frequenzabhängigkeit von $1/f^{0,96}$ aufweist. Wie in Abschnitt 2.1.3 hergeleitet (2.11), ist die Relaxationsrate proportional zur Tunnelaufspaltung Δ_0 . Gibt es für diese eine untere Grenze, $\Delta_0 = \Delta_0^{\min}$ so lässt sich daraus die minimale Relaxationsrate für das System berechnen. Bei Frequenzen, die kleiner als das Inverse dieser Relaxationsrate sind, geht die $1/f^{0,96}$ -Abhängigkeit in ein Plateau über. Theoretisch ließe sich also aus dem gemessenen Rauschspektrum einer physikalischen Größe eines Glases über die Abschneidefrequenz ein Wert für Δ_0^{\min} ablesen, der charakteristisch für das untersuchte System und die zugrundeliegenden Tunnelprozesse ist.

Experimentell erfordert das Erfassen dieser niedrigen Frequenzen sehr lange Messzeiten. Zudem steigt das Rauschen der Apparatur für tiefe Frequenzen stets an, so dass diese Frequenzbereiche äußerst schwer messbar sind.

Rauschspektrum diffusiver Systeme

Betrachten wir nun ein thermodynamisches System, in dem sich die Wärme diffusiv ausbreitet [Vos76]. Ist das System an ein Wärmebad gekoppelt, so gilt für die Energiefluktuationen $(\Delta E)^2 = k_B T^2 C$ (vgl. 2.21). Hieraus ergibt sich eine Schwankung der Temperatur, die gegeben ist durch: $(\Delta T)^2 = k_B T^2 / C$. Eindimensional kann man sich ein derartiges System in n identische Untersysteme mit der jeweiligen Wärmekapazität C und einer thermischen Kopplung untereinander, die durch die Kopplungskonstante G gegeben ist, vorstellen. Nach der Langevin-Gleichung gilt für

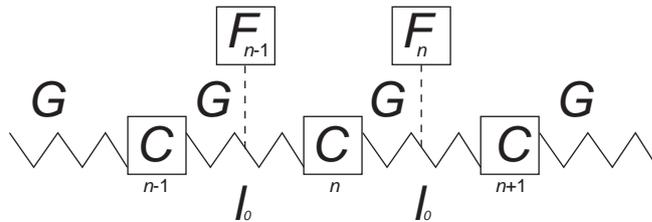


Abbildung 2.8: Wärmeausbreitung in einem diffusiven System. Im Modell werden punktförmige Untersysteme mit der Wärmekapazität C und thermischer Kopplung G betrachtet. Rauschquellen F_i sollen die Fluktuationen zwischen den Systemen beschreiben.

die Temperatur in einem Untersystem

$$\frac{CdT_n}{dt} = G(T_{n+1} - T_n) + G(T_{n-1} - T_n) + F_n - F_{n-1} \quad , \quad (2.37)$$

mit den Rauschtermen F_n und F_{n-1} , die die Fluktuationen zwischen den Systemen beschreiben sollen. Für gegebenen Abstand l_0 zwischen den Systemen, lassen sich G und C auch bezogen auf eine Längeneinheit darstellen: $c = C/l_0$ und $g = Gl_0$,

anstatt punktförmig. Für $l_0 \rightarrow 0$ wird nun aus der Langevin-Gleichung die Diffusionsgleichung mit einer fluktuierenden treibenden Kraft F

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + c^{-1} \frac{\partial F}{\partial x} . \quad (2.38)$$

Die Diffusionskonstante ist gegeben durch $D = g/c$. Drückt man nun wieder $T(x, t)$ und $F(x)$ als Funktion ihrer Fouriertransformierten $T(k, f)$ und $F(k)$ aus

$$T(x, t) = \int \int T(k, f) e^{-2\pi i k x} e^{2\pi i f t} dk df , \quad (2.39)$$

so folgt

$$T(k, f) = \frac{ikF(k, f)}{c(Dk^2 + 2i\pi f)} . \quad (2.40)$$

Betrachtet werden soll nun ein räumlicher Mittelwert über die Temperatur. Dies ist sinnvoll, da bei jeder Messung über eine bestimmte Ausdehnung der Probe integriert wird und es kein punktförmiges Thermometer gibt. Erstreckt sich das Thermometer über das Längenintervall $[-l, l]$, so gilt für die mittlere Temperatur:

$$\bar{T}(t) = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l T(x, t) dx , \quad (2.41)$$

und

$$\bar{T}(f) = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l T(x, f) dx \quad (2.42)$$

$$= \frac{1}{2l} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-l}^l T(k, f) e^{-ikx} dx dk \quad (2.43)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} T(k, f) \frac{\sin kl}{kl} dk . \quad (2.44)$$

Die fluktuierende treibende Kraft soll wieder zeitlich und räumlich unkorreliert sein $\langle F(x, t)F(x + s, t + \tau) \rangle = F_0^2 \delta(s)\delta(\tau)$. Somit gilt nach der Wiener-Chintschim-Relation (2.19) $S_F(k, f) = 2F_0^2$ und damit

$$S_{\bar{T}}(f) = \frac{1}{\Delta f} \left(\int_{-\infty}^{\infty} T(k, f) \frac{\sin kl}{kl} dk \right)^2 \quad (2.45)$$

$$= \frac{F_0^2}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 kl}{k^2 l^2} \frac{k^2}{D^2 k^4 + (2\pi f)^2} dk . \quad (2.46)$$

Im letzten Schritt wurde Gleichung 2.40 eingesetzt und ausgenutzt, dass die Fourierkomponenten k voneinander unabhängig bzw. orthogonal sind. Daher kann die Varianz der Summe einzelner Frequenzkomponenten durch die Summe der Varianzen geschrieben werden. F_0 lässt sich auch hier wieder dadurch bestimmen, dass das Integral über die spektrale Leistungsdichte die Varianz des Signals ergibt. $\langle (\Delta T)^2 \rangle = k_B T^2 / C$,

wobei die Wärmekapazität C im Nenner die Gesamtwärmekapazität des Bereiches ist, über den gemittelt wird. Also muss gelten

$$\frac{k_B T^2}{2lc} = \int S_{\bar{T}}(f) df \quad (2.47)$$

$$= \frac{F_0^2}{\sqrt{2\pi}c^2 l^2} \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 kl \int_0^{\infty} \frac{1}{D^2 k^4 + (2\pi f)^2} df dk \quad (2.48)$$

$$= \frac{F_0^2 \pi}{4Dc^2 l} , \quad (2.49)$$

und damit $F_0^2 = 2k_B T^2 g$. Dieses Ergebnis kann in Gleichung 2.46 eingesetzt werden und $S_T(f)$ lässt sich damit schreiben als

$$S_{\bar{T}}(f) = \frac{2k_B T^2 l}{\pi c D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 y}{y^4 + (2\pi f)^2 l^4 / D^2} dy , \quad (2.50)$$

wobei $k = yl$ gesetzt wurde. Man findet

$$S_{\bar{T}} = \frac{k_B T^2 \sqrt{D}}{\sqrt{2}c(2\pi f)^{3/2} l^2} \left(1 - e^{-(f/f_0)^{1/2}} (\sin(f/f_0)^{1/2} + \cos(f/f_0)^{1/2}) \right) , \quad (2.51)$$

mit der charakteristischen Frequenz des Systems $f_0 = D/2l^2$. Für hohe Frequenzen, $f \gg f_0$, verschwindet der Term mit der Exponentialfunktion und es gilt $S_{\bar{T}}(f) \propto 1/f^{3/2}$. Für $f \ll f_0$ lässt sich der zweite Summand entwickeln und man erhält $S_{\bar{T}}(f) \propto 1/f^{1/2}$. Die physikalische Bedeutung dieses Ausdrucks wird deutlich, wenn man die Autokorrelation

$$c_{\bar{T}}(s, f) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\bar{T}}(f) e^{iks} dk \quad (2.52)$$

betrachtet. Sie berechnet sich zu

$$c_{\bar{T}}(s, f) = \frac{k_B T^2 \cos(\pi/4) + |s|/\lambda}{cD^{1/2}(2\pi f)^{1/2}} e^{-|s|/\lambda} \quad (2.53)$$

, mit der frequenzabhängigen Korrelationslänge $\lambda(f) = (2D/f)^{1/2}$ einer Fluktuation mit der Frequenz f . Die Autokorrelationsfunktion klingt exponentiell mit der charakteristischen Länge $\lambda(f)$ ab. Diese ist ein Maß für die Ausdehnung einer Fluktuation der Frequenz f . Langsame Fluktuationen, also solche, mit kleinen Frequenzen beschreiben lassen, sind über einen großen Bereich korreliert, schnelle Fluktuationen klingen auf einer deutlich kürzeren Längenskala ab.

Für niedrige Frequenzen ($f \ll f_0$) ist $\lambda(f) \gg 2l$, so dass die Fluktuationen über die gesamte Länge korreliert sind. Damit lässt sich schreiben:

$$S_{\bar{T}}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} c_{\bar{T}}(s, f) ds = \int_{-l}^l \int_{-l}^l c_{\bar{T}}(x_1 - x_2, f) dx_1 dx_2 . \quad (2.54)$$

Für kleine Frequenzen, also große λ , wird $c_{\overline{T}}(s, f)$ aus (2.53) unabhängig von s . Das Integral in 2.54 ist eine Konstante und man erhält für die spektrale Leistungsdichte $S_{\overline{T}}$ denselben Ausdruck wie 2.51, das heißt $S_{\overline{T}} \propto 1/f^{1/2}$.

Für hohe Frequenzen ($f \gg f_0$) gilt $\lambda \ll 2l$. Eine wellenförmige Fluktuation klingt innerhalb der Länge $2l$ auf Null ab. Dadurch kann sich die mittlere Temperatur über die Länge $2l$ nicht ändern. Nur Fluktuationen, die an den Rändern der Probe stattfinden, haben einen Einfluss auf die mittlere Probentemperatur, da sie nicht innerhalb der Probe abklingen und sich die hervorgerufene Temperaturfluktuation dadurch nicht wegmittelt. Für diesen Fall lässt sich der Energiefluss über die Grenzen der betrachteten Probe berechnen [Vos76] und man findet die Abhängigkeit $S_{\overline{T}} \propto 1/f^{3/2}$, wie auch in (2.51).

Aus diesem Verständnis heraus lässt sich qualitativ eine Vorhersage machen, wie die Frequenzabhängigkeit der spektralen Leistungsdichte aussieht, wenn man das Modell auf zwei oder drei Dimensionen erweitert: für dreidimensionale quaderförmige Proben mit den Kantenlängen $l_1 \gg l_2 \gg l_3$ ergeben sich drei charakteristische Frequenzen $f_i = D/2l_i$. In jede Raumdimension hat die Frequenz, ab der nur Fluktuationen im Randbereich der Probe betrachtet werden müssen, einen anderen Wert. Für Frequenzen, die größer sind als die größte charakteristische Frequenz, $f \gg f_3$, können l_1 und l_2 als unendlich betrachtet werden und der Energiefluss in x_1 und x_2 -Richtung kann vernachlässigt werden. Die Probe erscheint eindimensional und das Spektrum ist gegeben durch den Energiefluss durch den Randbereich in x_3 -Richtung, also $S(f) \propto 1/f^{3/2}$, wie bereits hergeleitet wurde. Für $f_2 \ll f \ll f_3$ ergibt sich die ebenfalls bereits bekannte $1/f^{1/2}$ -Abhängigkeit. Für den Bereich $f_1 \ll f \ll f_2$ lässt sich eine logarithmische Abhängigkeit berechnen und für Frequenzen, die kleiner sind als die kleinste charakteristische Frequenz, $f \ll f_1$, ist die spektrale Leistungsdichte der mittleren Temperaturfluktuationen, $S_{\overline{T}}$, konstant [Vos76].

2.2.5 Korrelationen, Zweites Spektrum

Eine interessante Information erhält man, wenn man das zweite Spektrum, oder das „Rauschen vom Rauschen“ einer fluktuierenden Größe, betrachtet. Nimmt man die Fluktuationen über ein Zeitfenster auf, so lässt sich dieses wieder in N Zeitfenster unterteilen. Für jedes der N kurzen Zeitfenster lässt sich ein Spektrum berechnen. Man erhält damit Spektren $S(f_1, t_i)$ zu N aufeinanderfolgenden Zeiten, das heißt eine Funktion, die aussagt, wie sich das Rauschen für eine gegebene Frequenz zeitlich ändert. Für eine feste Frequenz f_1 lässt sich aus dem zeitlichen Verlauf von $S(f_1, t_i)$ ein zweites Spektrum $S(f_1, f_2)$ berechnen. Wenn das Rauschen zu einem gegebenen Zeitpunkt unabhängig von dem Rauschen zu einem anderen Zeitpunkt ist, sich also zu jedem Zeitpunkt vollkommen zufällig ergibt, so ist die Autokorrelation eine Deltafunktion und das zweite Spektrum weiß. Sind die Fluktuationen aber zeitlich korreliert, also beispielsweise abhängig davon, was zeitlich vorgegangen ist, weil die fluktuierenden Systeme miteinander wechselwirken, so weist das zweite Spektrum eine Frequenzabhängigkeit auf. Nun gibt es Modelle für die Wechselwirkung zwischen den fluktuierenden Systemen, die eine bestimmte Form des zweiten Spektrums vor-

hersagen. Viele dieser Modelle sind für Spingläser entwickelt worden [Wei93], lassen sich aber auf beliebige Zweiniveausysteme übertragen.

Im sogenannte „Tröpfchenmodell“ wird davon ausgegangen, dass ganze Tröpfchen oder Cluster von Atomen gemeinsam angeregt werden. Die Energie, die hierfür aufgewendet werden muss, ist proportional zur „Masse“ und „Ausdehnung“ des Clusters. Bei thermischer Anregung bedeutet dies, dass große Cluster langsamer relaxieren als kleine, da ihre Anregung statistisch unwahrscheinlicher ist. Die kleinen Cluster tragen also zum hochfrequenten Bereich des Spektrums bei, die großen zum niederfrequenten. Gibt es eine Wechselwirkung zwischen den Tröpfchen, so ist sie für die großen Tropfen aufgrund ihrer Ausdehnung wahrscheinlicher, da die Umlagerung mehrerer Atome einen größeren Einfluss auf deren Umgebung hat. Das heißt für große Cluster, also niedrige Frequenzen ist die zeitliche Korrelation größer. Das zweite Spektrum wäre demnach für niedrige Frequenzen f_1 größer als für hohe.

Im „hierarchischen Modell“ wird jede gegebene Konfiguration, also jeder Mikrozustand als Endpunkt eines Bifurkationsdiagrammes dargestellt (Abbildung 2.9). Um von einem Zustand in den anderen zu gelangen, muss das System entlang des

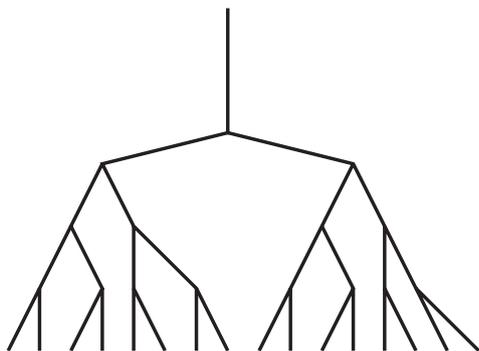


Abbildung 2.9: Bifurkationsdiagramm. Im hierarchischen Modell wird jeder Mikrozustand des betrachteten Systems als Endpunkt eines Bifurkationsdiagrammes dargestellt.

Diagrammes von einem Endpunkt zum anderen entlang mehrerer Vertizes laufen. Die Anzahl der Vertizes, an denen das System vorbeikommt, ist ein Maß dafür, wie viele Zweiniveausysteme beim Übergang von einem Zustand in den anderen umgelagert werden müssen. Da das Bifurkationsdiagramm selbstähnlich ist, ist das zweite Spektrum in diesem Modell nur vom Verhältnis f_1/f_2 abhängig und unabhängig vom Wert von f_1 [Wei93].

Die Form des zweiten Spektrums gibt also Auskunft darüber, ob die beteiligten Fluktuatoren miteinander in Wechselwirkung stehen. Falls es eine Wechselwirkung gibt, kann man anhand der f_1 -Abhängigkeit des zweiten Spektrums erkennen, ob sich diese Wechselwirkung als hierarchisch oder tröpfchenartig beschreiben lässt.

2.2.6 Rauschmessungen

In vielen bestehenden Messungen wurden fluktuierende Größen untersucht und die aufgenommenen Spektren mithilfe der oben vorgestellten Methoden analysiert. Zwei dieser Messungen, bei denen die untersuchte Probe eine amorphe Substanz war, sollen in diesem Abschnitt kurz vorgestellt werden.

Eine für Dielektrika charakteristische Größe ist die dielektrische Konstante $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, die nach dem Fluktuations-Dissipations-Theorem Ursache für Spannungsfuktuationen ist

$$S_V = \frac{4k_B T (\varepsilon''/\varepsilon')}{|C|(2\pi f)}, \quad (2.55)$$

wobei ε' und ε'' Real- und Imaginärteil der dielektrischen Konstanten sind, und C die Kapazität des mit der Probe ausgefüllten Kondensators. Diese Spannungsfuktuationen wurden beispielsweise in [Isr96], [Isr98], [Gri99], [Luc06] und [Jen08] genauer untersucht. Bei diesen Messungen wurde die Gültigkeit des Fluktuations-Dissipations-Theorems für Temperaturen weit oberhalb des Glasübergangs eindrucksvoll bestätigt [Isr96]. Bei diesen Temperaturen lässt sich somit das Rauschen nutzen, um die dielektrische Konstante im thermischen Gleichgewicht zu bestimmen. Zu tieferen Temperaturen beobachtet man allerdings eine Verletzung des Fluktuations-Dissipations-Theorems. Dies ist nicht überraschend, da die Probe am Glasübergang aus dem Gleichgewicht gerät. Um das Maß der Verletzungen zu quantifizieren, lässt sich der Probe eine effektive, frequenzabhängige Temperatur zuschreiben. Dies ist die Temperatur, die die Probe haben müsste, um im Gleichgewicht entsprechende Fluktuationen zu erzeugen. In [Luc06] werden dabei Temperaturen gefunden, die um Größenordnungen über der Badtemperatur liegen. Es handelt sich dabei also nicht bloß um Thermalisierungseffekte, sondern um ein grundlegendes Phänomen, das für Nichtgleichgewichtsprozesse in Gläsern charakteristisch ist. Nach einer ausreichend langen Wartezeit nach dem Abkühlen unter die Glasübergangstemperatur, gelangt das System wieder in einen Zustand, in dem das Fluktuations-Dissipations-Theorem gültig zu sein scheint, und sich die Dynamik des Systems durch die Temperatur des Wärmebades beschreiben lässt. Dieser Zustand wird für hohe Frequenzen, also kurze Relaxationszeiten, schneller erreicht. Eine detaillierte Untersuchung des Rauschspektrums für verschiedene Temperaturen, Frequenzen und Wartezeiten könnte dazu beitragen, den Glasübergang besser zu verstehen und herauszufinden, inwiefern es sich hierbei um einen thermodynamischen Phasenübergang handelt.

Eine weitere interessante Messung wurde an dünnen, amorphen Metallschichten durchgeführt [Gar89]. Hierbei wurden die Fluktuationen des elektrischen Widerstandes untersucht. In einem amorphen Metall wird die elektrische Leitfähigkeit durch Streuung der Elektronen an Zweiniveausystemen behindert⁵. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron durch einen Streuprozess Energie an ein Zweiniveausystem abgibt, hängt von der Besetzung dieser Systeme ab. Die Fluktuationen im elektrischen Widerstand sind also auf Fluktuationen in der Besetzung der Zweiniveausysteme zurückzuführen. Nicht-weiße zweite Spektren weisen auf eine Wechselwirkung der fluktuierenden Systeme hin.

⁵Die hier genannten Messungen wurden oberhalb von $T = 4,2\text{K}$ durchgeführt, so dass die Aktivierung der Energiezustände thermisch stattfinden kann und Tunnelprozesse nicht überwiegen.

2.2.7 Zusammenfassung

Die Untersuchung von Gleichgewichtsfluktuationen bietet, im Vergleich zu Messungen, in denen Proben externen Feldern ausgesetzt sind, den Vorteil, dass sich die Probe stets im Gleichgewicht befindet und keine athermischen Prozesse stattfinden, die das Verständnis der Messwerte erschweren. Der Probe wird keine Anregung aufgezwängt, beobachtet werden nur Gleichgewichtsvorgänge, die für die Probe charakteristisch sind. Die spektrale Form des Rauschens gibt Auskünfte über die Zeitkonstanten des Systems, zudem liefert eine Analyse des zweiten Spektrums Informationen darüber, ob die fluktuierenden Einheiten miteinander in Wechselwirkung stehen und welches Modell diese Wechselwirkung beschreibt. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, durch Rauschmessungen im Gleichgewicht, thermodynamische Parameter zu bestimmen. Aus Spannungsfluktuationen, die durch ein dielektrisches Medium hervorgerufen werden, lässt sich die dielektrische Konstante dieses Mediums berechnen. Ein anderes Beispiel ist die Rauschthermometrie, bei der die Temperatur aus dem Spannungsrauschen über einem elektrischen Widerstand bestimmt werden kann.

Sobald die Probe aus dem Gleichgewicht gerät, ist zu erwarten, dass sich diese Änderung in den Fluktuationen bemerkbar macht. Dies ist im Zusammenhang mit dem Heat Release interessant: solange die Probe die Temperatur des Wärmebades noch nicht erreicht hat und irreversible Prozesse stattfinden, ist mit einem erhöhten Rauschen zu rechnen. Allgemein gilt, dass eine Veränderung des Rauschens als Indikator für Nichtgleichgewichtsprozesse dient und eine Analyse dieser Veränderungen dazu nützlich sein könnte, Phasenübergänge zu qualifizieren.

Durch Messung von Energiefluktuationen an Glasproben bei sehr tiefen Temperaturen sollte es möglich sein, den Rauschspektren Informationen über die zugrundeliegenden Relaxationsprozesse entnehmen zu können. Möglicherweise lässt sich die minimale Relaxationsrate des Systems ermitteln und herausfinden, ob es zwischen den Fluktuatoren Wechselwirkungen gibt. Sollte dies der Fall sein, so ließe sich mithilfe von zweiten Spektren ermitteln, welches Modell die Wechselwirkung beschreibt.

3. Experimentelle Methoden

3.1 Kühltechnik

Aus den vorangehenden Abschnitten geht hervor, dass sich der Einfluss von Tunnelsystemen vor allem bei tiefen Temperaturen bemerkbar macht. Der in dieser Arbeit entwickelte Aufbau kann bei Arbeitstemperaturen im Millikelvinbereich sehr geringe Temperaturschwankungen einer Probe detektieren. Zur Erzeugung solcher Temperaturen wurde ein ^3He - ^4He Verdünnungskryostat verwendet.

3.1.1 Verdünnungskryostat

Der Kühlmechanismus eines Verdünnungs- oder Entmischungskryostaten beruht auf den besonderen Eigenschaften von flüssigen ^3He - ^4He -Mischungen: unterhalb von 860mK bilden sich zwei Phasen in der Flüssigkeit aus, eine ^3He -arme, verdünnte Phase, und eine ^3He -reiche, konzentrierte Phase, wobei sich die ^3He -reiche Phase aufgrund der geringeren Dichte über der verdünnten Phase anordnet. Wird der verdünnten Phase kontinuierlich ^3He entzogen, so geht aus der konzentrierten Phase ^3He in Lösung, um die thermische Gleichgewichtskonzentration aufrechtzuerhalten. Dies ist vergleichbar mit einem Verdampfungsprozess des ^3He in das vom suprafluiden ^4He gebildete massive Vakuum. Dabei wird der konzentrierten Phase Wärme entzogen, die von der Umgebung nachgeliefert wird. Auf den Kühlkreislauf soll hier nur kurz eingegangen werden, eine ausführliche Beschreibungen findet sich in der Literatur [Pob07], [Ens05]. Eine schematische Zeichnung des verwendeten Kryostaten ist in Abbildung 3.1 gegeben. In der Mischkammer befindet sich das Gemisch aus flüssigem ^3He und ^4He . An dieser Stelle werden die tiefsten Temperaturen im Kryostaten erreicht. Die Experimentierplattform aus Kupfer, an die das Experiment angeschraubt wird, ist thermisch mit der Mischkammer verbunden. Von unten nach oben nehmen die Temperaturen allmählich zu. Der Verdampfer wird bei etwa 700mK betrieben und am 1K-Topf herrschen, durch Verdampfung von ^4He , Temperaturen von etwas über einem Kelvin. Die innere Vakuumkammer ist von einem Bad aus flüssigem Helium umgeben, das wiederum durch ein Stickstoffbad und damit verbundenen Strahlungsblenden gegen Wärmestrahlung von außen abgeschirmt wird. Der Kühlmechanismus wird durch einen Kreislauf aufrechterhalten. Durch Pumpen am Verdampfer wird dem Gemisch ständig ^3He entzogen. Wegen des höheren Dampfdrucks verdampft an dieser Stelle fast ausschließlich ^3He . Dieses wird bei Zimmertemperatur gereinigt und anschließend wieder der ^3He -reichen Phase zugeführt. Um den Wärmeeintrag an der Mischkammer möglichst gering zu halten, wird das gesäuberte ^3He vorgekühlt. Zunächst durch das Heliumbad und dann am 1K-Topf, wo das Gas kondensiert. Gegenflusswärmetauscher zwischen Verdampfer und Mischkammer sorgen dafür, dass das einströmende ^3He durch das Richtung Verdampfer ausströmende ^3He weiter vorgekühlt wird. Der gesamte untere Teil des Kryostaten bis knapp oberhalb des Ver-

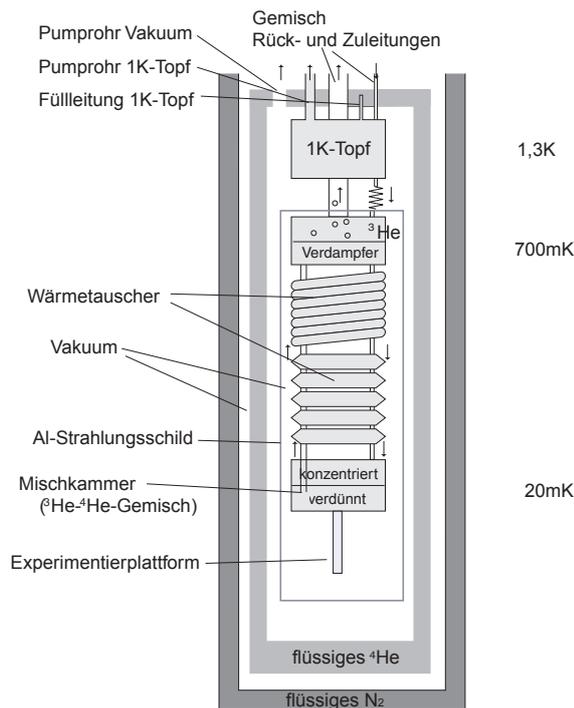


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des verwendeten Verdünnungskryostaten.

dampfers ist durch ein Aluminium-Schild vor Wärmestrahlung von der Wand des Vakuumtopfes, die sich auf Helium-Temperatur befindet, geschützt. Bei den hier herrschenden Temperaturen unterhalb von 700mK ist Aluminium supraleitend und schirmt somit das Experiment zusätzlich von äußeren magnetischen Störungen ab. Mit dem hier verwendeten Kryostaten wird an der Mischkammer eine Basistemperatur von etwa 20mK erreicht.

3.1.2 Thermometrie

Die Temperatur der Experimentierplattform wurde mit einem RuO_2 -Widerstandsthermometer gemessen, das am Walther-Meißner-Institut in München kalibriert wurde. Dieses wird mit einer Widerstandsmessbrücke¹ ausgelesen, die bei einer Anregungsspannung von $U = 30\mu\text{V}$ im Messbereich von $200\text{k}\Omega$ und einer Mittelungszeit von $t = 3\text{s}$ eine Genauigkeit von $\Delta R = 43\Omega$ aufweist. Bei 20mK beträgt die Steilheit der Eichkurve $\partial R/\partial T = -3,8\text{k}\Omega/\text{mK}$, womit sich die Ungenauigkeit im Widerstandswert zu $\Delta T \approx 11\mu\text{K}$ ergibt.

Ein Heizer auf der Mischkammer und eine PID-Regelung ermöglichen es, die Temperatur der Experimentierplattform auf beliebige Werte oberhalb der Basistemperatur einzuregeln.

¹SIM 921 von Stanford Research Systems

3.2 Messaufbau

Zur Beschreibung des experimentellen Aufbaus wird zunächst die Funktionsweise des paramagnetischen Temperatursensors erläutert. Das zugrundeliegende Messprinzip beruht entscheidend auf der Existenz hochsensitiver Magnetometer, wie sie in Form von SQUIDs² kommerziell erhältlich sind. Auf ihre Funktionsweise wird im darauffolgenden Abschnitt eingegangen. Anschließend werden die Details der verwendeten Apparatur vorgestellt.

3.2.1 Paramagnetischer Temperatursensor

Zur genauen Messung des Energieinhaltes, beziehungsweise der lokalen Temperatur der verwendeten Quarzglasprobe, ist ein sehr sensibles Thermometer notwendig. Die hier angewandte kontaktfreie Messung der Proben temperatur mithilfe eines paramagnetischen Temperatursensors ist bei tiefen Temperaturen besonders geeignet. In Abb. 3.2 ist das Messprinzip illustriert.

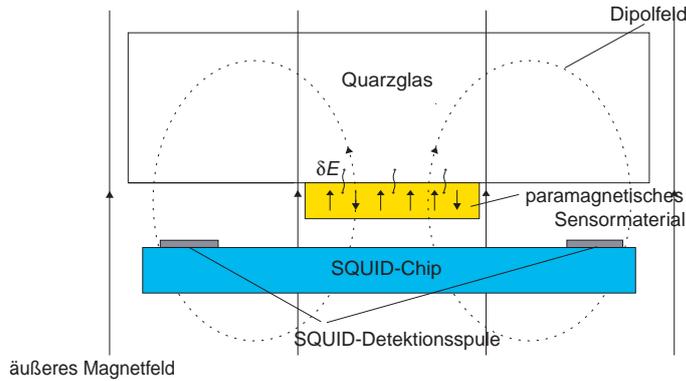


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Messprinzips.

Energiefluktuationen in der Glasprobe führen lokal zu Schwankungen ihrer Temperatur:

$$\delta T_{\text{lokal}} = \frac{\delta E_{\text{lokal}}}{C_{\text{lokal}}} , \quad (3.1)$$

wobei C_{lokal} die lokale Wärmekapazität der Probe ist. Auch die Temperatur eines kleinen Zylinders paramagnetischen Materials, der direkt auf die Probe aufgebracht ist, erfährt Temperaturschwankungen. Diese sind proportional zur Energie δE , die mit dem Glas ausgetauscht wird:

$$\delta T_{\text{S}} = \frac{\delta E}{C_{\text{S}}} \quad (3.2)$$

C_{S} ist hier die Wärmekapazität des Sensormaterials. Die Temperatur innerhalb des Sensors wird dabei aufgrund der guten thermischen Leitfähigkeit der Elektronen als

²Abkürzung für **S**uperconducting **Q**uantum **I**nterference **D**evice

homogen angenommen. Befindet sich der Sensor nun in einem externen Magnetfeld, das das Sensormaterial aufmagnetisiert, so erzeugt dieser zusätzlich zum äußeren, konstanten Magnetfeld ein magnetisches Dipolfeld. Dieses Dipolfeld ist proportional zur Magnetisierung des Sensors und weist eine Temperaturabhängigkeit auf, die sich in guter Näherung durch das Curie-Weiss-Gesetz beschreiben lässt:

$$M \propto \chi = \frac{\lambda}{T + \Theta} , \quad (3.3)$$

mit der Curie-Konstanten λ und dem Parameter Θ . Für die Magnetisierungsänderung des Sensormaterials ergibt sich mit (3.2):

$$\delta M = \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right) \delta T = \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right) \frac{\delta E}{C_S} \quad (3.4)$$

Unterhalb des Sensors ist die kreisförmige Detektionsspule eines SQUID-Magnetometers angebracht, das sehr geringe Änderungen des magnetischen Flusses detektieren kann. Eine Magnetisierungsänderung des Sensormaterials führt zu einer Flussänderung innerhalb der SQUID-Schleife, die durch das Magnetometer in eine Spannungsänderung übersetzt wird. Ein großer Vorteil dieser Art der Temperaturbestimmung liegt darin, dass die Messung kontaktfrei stattfindet. Es wird also keine zusätzliche Wärme durch Zuleitungen in die Probe eingetragen. Zudem ist jeder Messvorgang mit einer Leistungsdissipation verbunden, die man insbesondere bei tiefen Temperaturen möglichst gering halten will. Der tatsächliche Messprozess mit einem Spannungsabfall findet bei dieser Anordnung auf dem SQUID-Chip statt, mit dem die Probe nicht direkt in thermischem Kontakt steht. Parasitäre Wäremeinträge durch den Messvorgang sind somit minimiert.

3.2.2 SQUID-Magnetometer

Eine Temperaturänderung im Sensormaterial führt zur Änderung seiner Magnetisierung, die sich als Flussänderung durch ein Magnetometer auslesen lässt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hierfür dc-SQUID-Magnetometer eingesetzt. Sie zählen zu den sensitivsten Geräten, um magnetische Flussänderungen zu messen und lassen sich überall dort benutzen, wo Signale in magnetischen Fluss konvertiert werden können, beispielsweise als Spannungs- oder Strommessgeräte. Ihre prinzipielle Funktionsweise und die Art, in der sie im Rahmen dieser Arbeit betrieben wurden, werden im Folgenden erläutert.

dc-SQUID

Die Funktionsweise von SQUIDs beruht auf Interferenzeffekten von Teilwellen einer makroskopischen Wellenfunktion, die den Zustand von Cooper-Paaren in einem Supraleiter beschreiben. Wie in Abbildung 3.3 angedeutet, bestehen diese Bauteile aus einem supraleitenden Ring, der an zwei Stellen durch isolierende Josephson-Tunnelkontakte unterbrochen ist. Bis zu einer kritischen Stromstärke I_c des Betriebsstroms I_B wird der Strom durch das Bauteil verlustfrei von Cooper-Paaren ge-

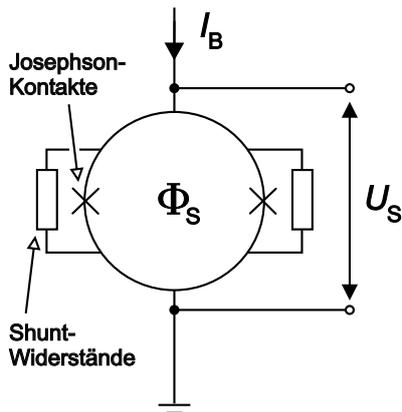


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines SQUID-Magnetometers.

tragen, die die dünne Isolationsschicht durchtunneln. Oberhalb des kritischen Stroms fällt eine endliche Spannung über den Tunnelkontakten ab, die durch die Quasiteilchenkennlinie bestimmt ist. Diese steigt mit weiter zunehmendem Strom an, bis die supraleitenden Eigenschaften vollständig zusammenbrechen und die Kennlinie ein ohmsches Verhalten aufweist. Zwei Strom-Spannungskennlinien³ sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Um ein hysteretisches Verhalten des SQUIDs zu vermeiden, werden parallel zu den Tunnelbarrieren ohmsche Widerstände geschaltet. Die Phasendifferenz der interferierenden Teilwellen ist abhängig vom zwischen ihnen eingeschlossenen magnetischen Fluss und führt zu einer periodischen Abhängigkeit des kritischen Stroms vom eingeschlossenen Fluss. In Abbildung 3.4 ist die IV -Charakteristik für die zwei extremalen Werte des eingeschlossenen Flusses, $n\Phi_0$ und $(n+1/2)\Phi_0$, gezeigt.

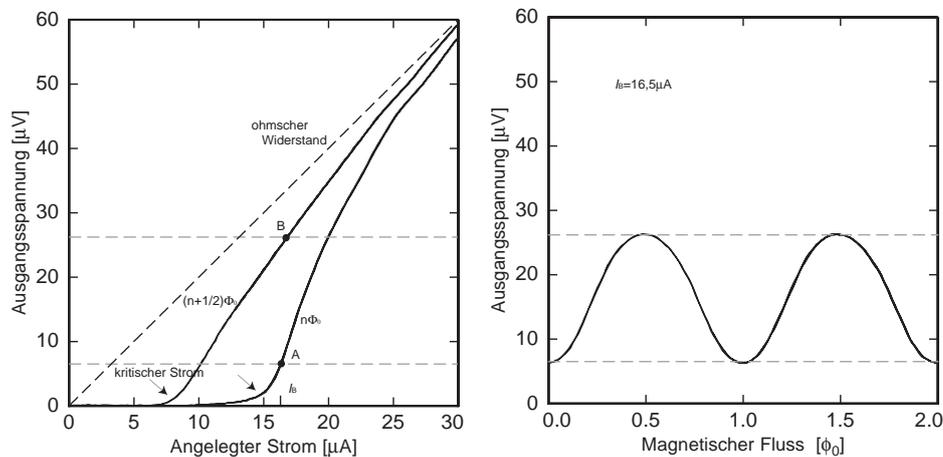


Abbildung 3.4: I - V Kennlinie und daraus resultierende, sinusartige V - Φ -Charakteristik eines in dieser Arbeit verwendeten SQUIDs.

Variiert der Fluss innerhalb der SQUID-Schleife, so variiert das Ausgangsspannungssignal bei festem Betriebsstrom I_B periodisch zwischen beiden Kurven, was hier für

³Für das in dieser Arbeit verwendete Verstärker-SQUID vom Typ „CC-Blue“ der Firma Supracon AG, Jena.

$I_B = 16,5\mu\text{A}$ durch die Punkte A und B angedeutet ist. Abbildung 3.4 rechts zeigt den Spannungsabfall über dem SQUID als Funktion vom magnetischen Fluss durch die Fläche des SQUIDs, wie sie sich direkt aus der gezeigten IV -Kennlinie ergibt. Die Periode ist gegeben durch das magnetische Flussquant $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,07 \times 10^{-15}\text{Tm}^2$. Offenbar ist ein Flussquant eine sehr kleine Einheit. In der für diesen Aufbau verwendeten Detektionsspule, die einen Durchmesser von $100\mu\text{m}$ hat, erzeugt ein Magnetfeld von $0,25\mu\text{T}$ bereits ein Flussquant. Wie am Ende dieses Abschnitts gezeigt wird, lässt sich mit einem SQUID-Magnetometer ein Millionstel eines Flussquants auflösen. Eine ausführlichere Beschreibung der Funktionsweise von SQUIDs findet man beispielsweise in [Cla04].

Das Spannungssignal ist nur in einem äußerst kleinen Bereich $\delta\Phi \approx \Phi_0/4$ eine lineare Funktion des umschlossenen Flusses. Aus diesem Grund benutzt man eine Rückkopplungsschaltung, die sogenannte Flux-Locked-Loop, bei der jede im SQUID detektierte Flussänderung durch einen entgegengesetzten magnetischen Fluss kompensiert wird, um das SQUID an einem festen Arbeitspunkt zu halten. In Abb. 3.5 ist die Rückkopplungsschaltung schematisch dargestellt. Die abgegriffene Span-

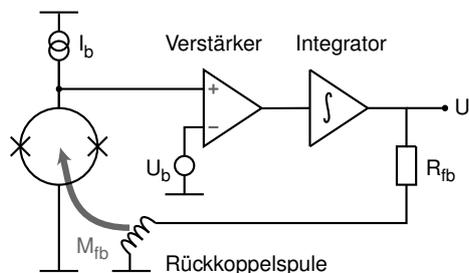


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Flux-Locked-Loop Rückkopplung.

nung wird bei Zimmertemperatur mit der Referenzspannung am Arbeitspunkt U_b verglichen und die Differenz verstärkt. Als Messsignal dient die Ausgangsspannung U des nachfolgenden Spannungsintegrators. Diese Ausgangsspannung erzeugt durch den Feedbackwiderstand R_{fb} einen Kompensationsstrom, der über die Rückkoppelspule gemäß der Gegeninduktivität M_{fb} ein Flussignal im SQUID hervorruft, das die detektierte Flussänderung kompensiert. Den Arbeitspunkt wählt man in einem Punkt maximaler Steigung, damit eine Flussänderung eine möglichst große Spannungsänderung hervorruft und umgekehrt Störungen und Rauschen der Messapparatur bei Zimmertemperatur ein minimales scheinbares Flussrauschen erzeugen. Zudem ist die Signal-Folge-Geschwindigkeit proportional zur Steigung der Kennlinie am Arbeitspunkt.

SQUID im Magnetfeld

Der kritische Strom durch eine supraleitende Schleife, die durch zwei parallel geschaltete Josephson-Kontakte unterbrochen wird, ist eine periodische Funktion des in der Schleife eingeschlossenen Flusses. Haben die Josephsonkontakte eine endliche Ausdehnung, so ist der kritische Strom durch einen einzelnen Kontakt auch vom magnetischen Fluss abhängig, der den Josephsonkontakt durchdringt. Man findet für einen einzelnen Kontakt [Ens05]:

$$I_c(\Phi) = I_c(0) \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{(\pi\Phi/\Phi_0)} \quad (3.5)$$

Mit $\Phi = \int BdA$, dem Fluss durch die Fläche des Tunnelkontaktes. Eine ähnliche Funktion ist für das Beugungsbild des Einzelspalttes bekannt. Für die beiden Tunnelkontakte des SQUIDs bedeutet dies, dass die schnelle Oszillation des kritischen Stroms mit dem in der Detektionsschleife eingeschlossenen Fluss überlagert wird durch die langsame Oszillation mit dem Fluss, der die Kontakte durchdringt. Dies gilt ganz analog zur Wellenoptik: Bei der Interferenz am Doppelspalt gibt der vergleichsweise große Abstand der Spalte die Lage der dicht liegenden Intensitätsmaxima und -minima an. Die im Vergleich dazu geringe Breite der einzelnen Spalte bestimmt die auf größerer Skala variierende Einhüllende der Intensitäten der Maxima. Im Falle der Cooperpaarwellenfunktion ist die Phasendifferenz der interferierenden Teilwellen durch den zwischen ihnen eingeschlossenen magnetischen Fluss gegeben. „Abstand“ beziehungsweise „Breite“ der Spalte entsprechen hier der Fläche, die das Magnetfeld durchdringen kann. In Abbildung 3.6 ist der Verlauf der IV -Kennlinie für das in dieser Arbeit verwendete primäre⁴ SQUID⁵ im Nullfeld und in einem Magnetfeld von etwa 2mT jeweils für zwei extremale Werte des eingeschlossenen Flusses gezeigt. Dass sich die extremalen Kurven kreuzen liegt daran, dass das SQUID eine von Null

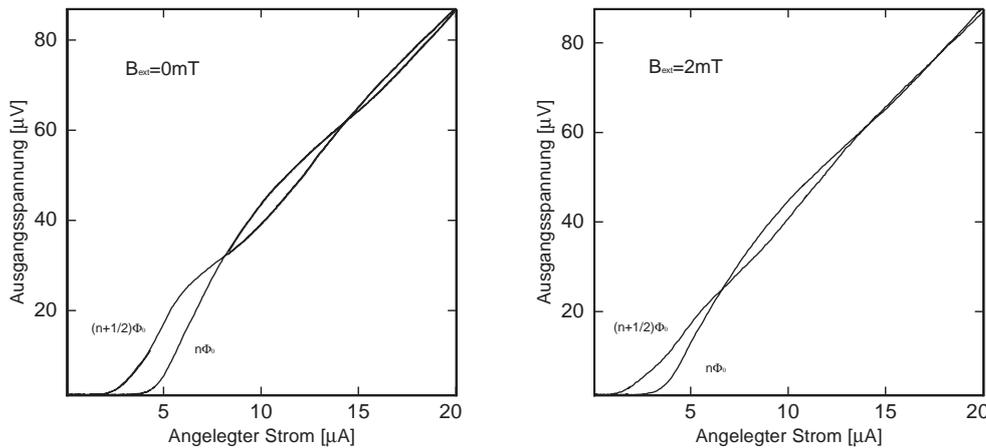


Abbildung 3.6: Änderung der SQUID-Charakteristik im B-Feld: links im Nullfeld, rechts in einem Feld von etwa 2mT.

verschiedene Eigenkapazität hat. Dadurch kann es zu Resonanzen zwischen dem ac-Josephsonstrom mit der Frequenz $f_J = U/\Phi_0$ und dem Schwingkreis des SQUIDs mit der Resonanzfrequenz $f = 1/2\pi\sqrt{LC}/2$ kommen. Für $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$ oszillieren die beiden Tunnelkontakte gegenphasig und es kann zu einer resonanten Kopplung kommen. Diese führt zu einem erhöhten dc-Josephsonstrom, wodurch die Spannung über den Kontakten verringert wird. Im Bereich der Resonanz (hier bei $U \approx 40\mu V$)

⁴Die Bedeutung von primärem und sekundärem SQUID wird im nächsten Abschnitt erläutert.

⁵Typ „KMAG10-100“ entwickelt von M. B. Ketchen und J. M. Jaycox

liegt daher die Kurve für $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$ unterhalb der Kurve für $\Phi = n\Phi_0$ [Cla04]. Für die Magnetfeldabhängigkeit erkennt man deutlich, dass der kritische Strom für das SQUID im Feld von 2mT geringer ist. Es verschlechtert sich die Gesamtqualität des SQUIDs und der Spannungshub zwischen den beiden Kurven wird kleiner.

Zweistufiger Aufbau

Zur Verstärkung des Messsignals und um den Rauschbeitrag der Elektronik, die bei Zimmertemperatur betrieben wird, zu verringern, wird bereits bei tiefen Temperaturen das Signal des primären SQUIDs durch ein zweites SQUID verstärkt. Abbildung 3.7 zeigt diese Anordnung schematisch.

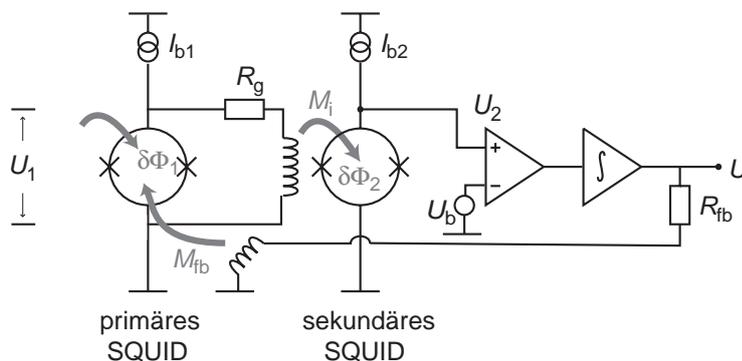


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der zweistufigen Ausleseelektronik.

Abhängig von der Spannung U_1 über dem primären SQUID und damit vom umschlossenen magnetischen Fluss, fließt ein Teil des Betriebsstroms I_{b1} durch den Widerstand R_g und eine Spule, die Fluss im Verstärker-SQUID erzeugt. Für das primäre SQUID bedeutet dies, dass es nicht wie im einstufigen Fall (Abbildung 3.4) bei konstantem Strom betrieben wird, sondern entlang der in Abbildung 3.8 eingezeichneten Linie, deren Steigung durch den Gainwiderstand R_g vorgegeben ist. Eine Flussänderung $\delta\Phi_1$ führt zu einer Spannungsänderung δU_1 über dem primären SQUID. Dadurch ändert sich der Strom durch die Einkoppelspule des Verstärker-SQUIDs, der eine Flussänderung $\delta\Phi_2 = M_i \delta U_1 / R_g$ im Verstärker-SQUID erzeugt. In dem hier gezeigten Fall ergibt sich beim Betriebsstrom von $6,5\mu\text{A}$ ein Spannungshub von etwa $4\mu\text{V}$, wenn sich der Fluss in der Detektionsspule von $n\Phi_0$ zu $(n+1/2)\Phi_0$ ändert. Die daraus resultierende Charakteristik für das primäre SQUID ist in Abbildung 3.8 rechts eingezeichnet. Bei dem gewählten Widerstand von $R_g = 4,7\Omega$ führt dies zu einem Strom von etwa $0,85\mu\text{A}$ in der Einkoppelspule des Verstärker-SQUIDs, die mit einer Gegeninduktivität von $1/M_i = 0,9\mu\text{A}/\Phi_0$ an die Detektionsspule gekoppelt ist; im Verstärker-SQUID werden somit etwa $0,94\Phi_0$ erzeugt. Der Bereich der Verstärkerkennlinie, der dabei überstrichen wird, ist links in der Abbildung eingezeichnet. Die hieraus resultierende zweistufige Kennlinie ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Werden im primären SQUID $0,5\Phi_0$ detektiert, so wird in das Verstärker-SQUID fast ein gesamtes Φ_0 eingekoppelt. Das Verstärker-SQUID durchläuft also fast eine volle

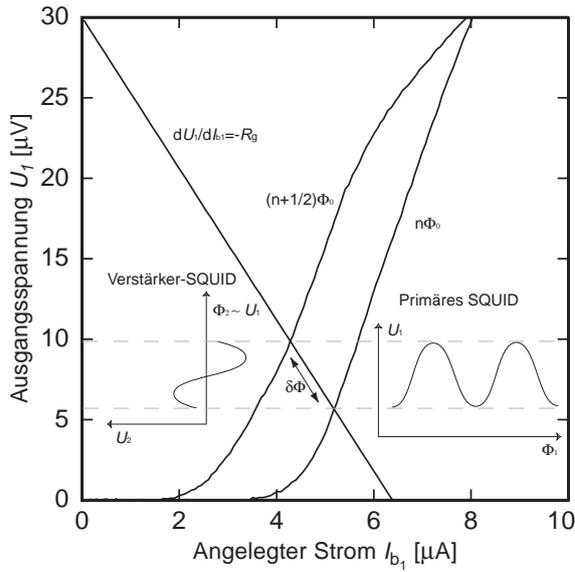


Abbildung 3.8: Betrieb des primären SQUIDs im zweistufigen Aufbau entlang der $-R_g$ -Linie. Rechts ist die resultierende Charakteristik des primären SQUIDs skizziert. Links: das in das Verstärker-SQUID eingekoppelte Fluss-signal ist proportional zum Spannungshub über dem Detektor. Verlauf der Ausgangsspannung U_2 als Funktion von U_1 über dem primären SQUID.

Periode. Erhöht sich die Flussänderung im primären SQUID noch weiter, so wandert der Betriebspunkt auf der $-R_g$ -Linie wieder nach unten und der eingekoppelte Fluss in das Verstärker-SQUID wird reduziert. Zur Linearisierung des Spannungs-zu-Fluss-Signals verwendet man auch im zweistufigen Fall wieder eine Rückkopplungsschaltung, die analog zum einstufigen Fall funktioniert und in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Für einen einzigen, stabilen Arbeitspunkt darf die SQUID-Kennlinie die Referenzspannung nur je einmal in positiver und negativer Richtung kreuzen. Würde man den Gainwiderstand im hier betrachteten Fall etwas kleiner wählen, so würde mehr als ein Φ_0 im sekundären SQUID durch ein halbes im primären SQUID detektiertes Flussquant erzeugt. Der im Vergleich zur einstufigen Kennlinie zusätzliche Abfall bei etwa $1/4\Phi_0$ und $3/4\Phi_0$ in der zweistufigen Kennlinie (s. Abbildung 3.9) würde die Nulllinie überkreuzen und es gäbe mehrere Arbeitspunkte. Befindet sich

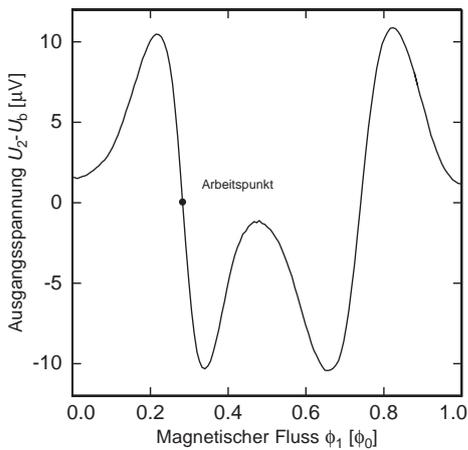


Abbildung 3.9: Charakteristik des zwei-stufigen Aufbaus. Verglichen mit der einstufigen Kennlinie erkennt man bei $\Phi_0/4$ und $3\Phi_0/4$ eine zusätzliche Abnahme der Spannung.

das SQUID nun in einem externen Magnetfeld, so nimmt der Spannungshub über

dem SQUID ab. Dadurch wird weniger Fluss in das Verstärker-SQUID eingekoppelt und die zweistufige Kennlinie nähert sich mehr und mehr dem Aussehen einer einstufigen Kennlinie an. Der zusätzliche Abfall wird kleiner oder verschwindet vollständig. Der Verstärkungsfaktor $G_\Phi = \frac{\partial\Phi_2}{\partial\Phi_1}$ gibt an, wieviel Fluss im Verstärker-SQUID durch eine kleine Flussänderung im primären SQUID am Arbeitspunkt erzeugt wird. Für typische Formen von U - Φ -Kennlinien sollte dieser nicht größer als 3 gewählt werden, um die Eindeutigkeit des Arbeitspunktes zu gewährleisten.

Rauschbeiträge

Die spektrale Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens des primären SQUIDs ergibt sich aus mehreren Einzelbeiträgen:

$$S_\Phi = S_{\Phi_1} + \frac{4k_B T R_g}{(\partial U_1 / \partial \Phi_1)^2} + \frac{S_{\Phi_2}}{G_\Phi^2} + \frac{S_U}{(\partial U_2 / \partial \Phi_1)^2} \quad (3.6)$$

Der erste Beitrag ist das intrinsische Rauschen des primären SQUIDs. Dies ergibt sich aus dem weißen Johnson-Stromrauschen der Shuntwiderstände, wobei auch die parasitäre Kapazität der Tunnelbarrieren berücksichtigt werden muss. Aus einer numerischen Berechnung von Tesche und Clarke [Tes77] ergibt es sich für ein einzelnes SQUID mit optimierten Parametern zu

$$\sqrt{S_{\Phi_1}} \approx L_s \sqrt{16k_B T / R} . \quad (3.7)$$

Das durch die Widerstände der Größe R verursachte Stromrauschen trägt durch die SQUID-Eigeninduktivität L_s zum Flussrauschen bei. Aus Abbildung 3.6 lässt sich für das Detektor-SQUID ein ohmscher Widerstand von $R = 4,4\Omega$ ablesen, so dass der Wert eines Shuntwiderstands $R_S = 8,8\Omega$ beträgt. Mit der SQUID-Eigeninduktivität von $L_S = 200\text{pH}$ führt dies bei einer Temperatur von 20mK zu einem intrinsischen Flussrauschen von $\sqrt{S_\Phi} \approx 0,4\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

Einen weiteren Rauschbeitrag liefert das Johnson-Rauschen des Gain-Widerstandes. Das Spannungsrauschen eines Ohmschen Widerstandes berechnet sich nach der Nyquist-Relation (2.22) zu $\sqrt{4k_B T R_g}$. Bei 20mK und dem hier benutzten Gain-Widerstand von $4,7\Omega$ berechnet sich der Beitrag für eine Steigung der Kennlinie am Arbeitspunkt von $\frac{\partial U_1}{\partial \Phi_1} \approx 20\mu\text{V}/\Phi_0$ zu $0,1\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

Das intrinsische Rauschen des Verstärker-SQUIDs wurde bei 4K gemessen und beträgt hier $1,6\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Bei 20mK sollte der Beitrag der durch das thermische Rauschen der Shuntwiderstände verursacht wird, um den Faktor $\sqrt{20\text{mK}/4\text{K}}$ reduziert sein. Der Rauschbeitrag des Verstärker-SQUIDs wird um den Fluss- zu Fluss-Verstärkungsfaktor G_Φ reduziert und trägt daher vergleichsweise wenig zum Flussrauschen des Gesamtaufbaus bei.

Das Eingangs-Spannungsrauschen der hier verwendeten FLL-Elektronik beträgt $0,33\text{nV}\sqrt{\text{Hz}}$. Bei einem Spannungs- zu Fluss Konversionsfaktor am Arbeitspunkt der zweistufigen Kennlinie von etwa $\frac{\partial U_2}{\partial \Phi_1} = G_\Phi \frac{\partial U_2}{\partial \Phi_2} = 550\mu\text{V}/\Phi_0$ führt dies zu einem

Beitrag von etwa $0,6\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Addiert man die genannten Beiträge quadratisch auf, so kommt man zu einem Gesamtrauschen des zweistufigen Aufbaus von etwa $0,7\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$, was mit den später gezeigten gemessenen Werten übereinstimmt.

Dieser Rauschwert ist recht niedrig. In [Koc81] wurde für ein optimiertes SQUID mit der Eigeninduktivität L ein Quantenlimit für die Genauigkeit des detektierten Flusses hergeleitet. Dieses beträgt $S_\Phi/2L \gtrsim \hbar$ und ergibt sich aus den Nullpunktschwingungen in den Shuntwiderständen. Dies bedeutet, dass selbst für $T = 0$ das intrinsische Rauschen des hier verwendeten primären SQUIDs nie den Wert $\sqrt{S_\Phi} \approx 0,1\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ unterschreitet.

Zusätzlich zum weißen Rauschen weist der zweistufige Aufbau auch einen temperaturabhängigen $1/f$ -Anteil auf. Die Ursache hierfür liegt möglicherweise in Fluktuationen des kritischen Stroms. Diese können dadurch entstehen, dass Elektronen beim Durchtunneln der Barriere vorübergehend an Defekten gebunden werden. Dadurch ändert sich die Tunnelbarriere für nachfolgende Cooper-Paare und somit der kritische Strom. Da es sich hier um einen thermisch aktivierten Prozess handelt und eine breite Verteilung der für den Einfangprozess erforderlichen Energie plausibel ist, lässt sich hieraus (s. Abschnitt 2.2.4) ein $1/f$ -Rauschen ableiten. Bei 20mK beträgt dieser Beitrag für die verwendeten SQUIDs bei einer Frequenz von einem Hertz etwa $\sqrt{S_\Phi} \approx 15\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

3.2.3 Details der verwendeten Apparatur

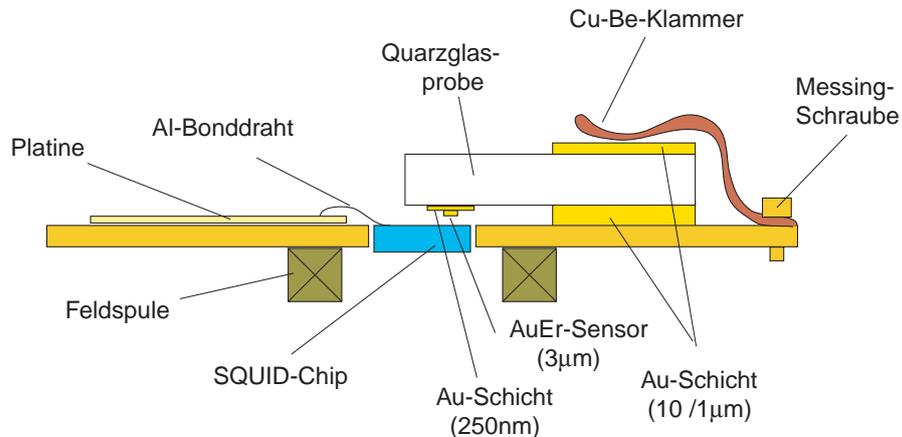
Gesamtaufbau

Abbildung 3.10 zeigt eine Skizze der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messapparatur. Die einzelnen Elemente sind auf einem Messinghalter angebracht, der an die Experimentierplattform des Kryostaten geschraubt wird. Wie in der Seitenansicht erkennbar, ist der Chip mit dem primären SQUID in die Halterung eingeklebt⁶, so dass die SQUID-Detektionsspule mit der Halteroberfläche auf einer Höhe liegt. Die kreisförmige Detektionsspule hat einen Durchmesser von $100\mu\text{m}$. Der Sensor auf der Unterseite des Glases hat einen Durchmesser von $50\mu\text{m}$ und ist $3\mu\text{m}$ dick⁷. Um den thermischen Grenzflächenwiderstand zwischen Glas und AuEr möglichst gering zu halten, wurde zwischen Sensor und Glas eine 250nm dicke Goldschicht aufgebracht. Wie in der Draufsicht von Abbildung 3.10 angedeutet, wurde die Glasprobe so positioniert, dass der Sensor direkt über der SQUID-Detektionsspule liegt. Um einen festen, möglichst genau bestimmten Abstand zwischen Probe und Chip zu gewährleisten, ist die Probe auf der Unterseite mit einer $10\mu\text{m}$ -dicken Goldschicht beschichtet. Um zu vermeiden, dass sich der Abstand zwischen Sensor und SQUID-Schleife dadurch ändert, dass die eingesetzten Materialien beim Abkühlen auf unterschiedliche Weise thermisch kontrahieren, wird die Probe durch eine Kupfer-Beryllium Klammer an ihrem Platz gehalten. Diese Anordnung soll gewährleisten, dass der Abstand in vertikaler Richtung zwischen Halterung und Probenmaterial stets durch

⁶Hierfür wurde der Zweikomponentenepoxidharz STYCAST 1266 verwendet.

⁷Eine detaillierte Beschreibung der Probenpräparation folgt in einem der nächsten Abschnitte.

Seitenansicht



Draufsicht

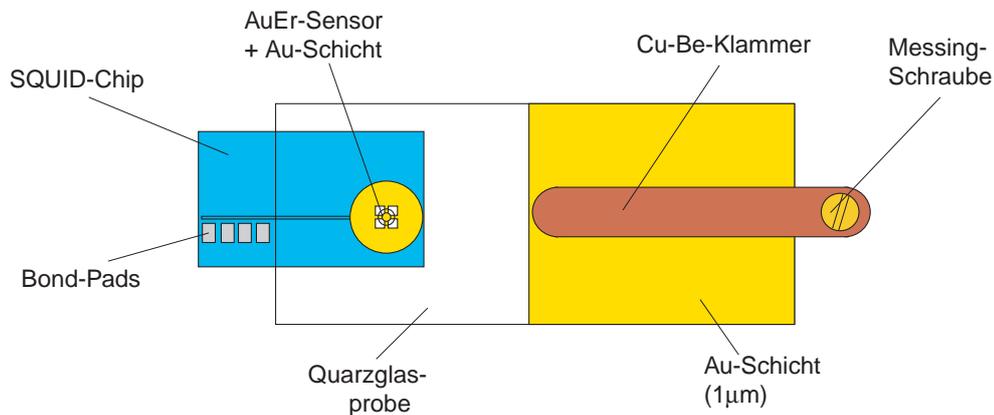


Abbildung 3.10: Skizze des Gesamtaufbaus, Seitenansicht und Draufsicht.

die Dicke der Goldschicht an der Unterseite der Probe gegeben ist. In horizontaler Richtung macht eine geringe Verschiebung der Einzelteile gegeneinander wenig aus, da die Detektionsspule einen doppelt so großen Radius hat wie der Sensor. Auf der Oberseite der Probe wurde zusätzlich eine Goldschicht von $1\mu\text{m}$ Dicke aufgebracht. Über diese Metallschichten ist die Probe an das Wärmebad gekoppelt. Auf der linken Seite dieser Abbildung ist der Chip über Aluminiumbonddrähte von $25\mu\text{m}$ Durchmesser, die bei Temperaturen unterhalb von $1,2\text{K}$ supraleitend sind, über eine aufgeklebte Platine mit den Zuleitungen von der Elektronik verbunden. Das konstante äußere Magnetfeld wird durch eine supraleitende Feldspule generiert, die auf der Unterseite der Halterung festgeklebt ist.

Feldspule

Das äußere Magnetfeld wird durch eine supraleitende Feldspule erzeugt, in die ein konstanter Dauerstrom präpariert werden kann. Hierzu wurden 500 Windungen supraleitenden Niobdrahtes aufgewickelt und mit Epoxidharz⁸ eingegossen. Abbildung 3.11 zeigt eine schematische Darstellung der Spule und der Bauteile, die zum Einfrieren eines Dauerstromes notwendig sind. L_S steht hier für die Induktivität der

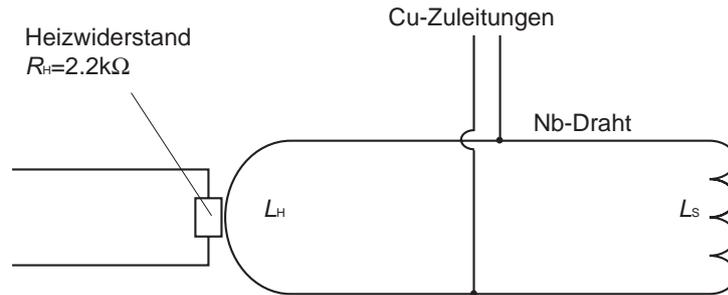


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung der supraleitenden Feldspule mit Heizwiderstand.

Feldspule, L_H für die um Größenordnungen kleinere Induktivität des supraleitenden Kurzschlusses, der mithilfe eines Heizwiderstands über seine Sprungtemperatur geheizt werden kann. Von Zimmertemperatur wird durch die Kupferzuleitungen Feldstrom eingespeist. Dieser teilt sich gemäß der Induktivitäten auf. Wird nun kurz ein Strom von 3mA durch den Heizwiderstand $R_H = 2,2k\Omega$ getrieben, so wird lokal mit 20mW geheizt und der um den Widerstand gewickelte Niobdraht des supraleitenden Kurzschlusses wird normalleitend. Der eingeprägte Feldstrom fließt somit nur noch über die Feldspule. Sobald nach dem Heizpuls im gesamten Stromkreis die Supraleitung wiederhergestellt ist, gilt im gesamten Kreis Flusserrhaltung. Da das Leitermaterial supraleitend ist, klingen diese Ströme nicht ab und es wird ein konstantes magnetisches Feld erzeugt, auch wenn man den von außen eingeprägten Strom durch die Zuleitungen abschaltet. Die resultierende Feldverteilung ist für die gegebene Geometrie mithilfe des Finite-Elemente-Programmes FEMM⁹ numerisch berechnet worden und in Abbildung 3.12 dargestellt. Nach oben und unten klingt die Feldverteilung auf Null ab, da hier eine supraleitende Bleiabschirmung das Eindringen des Feldes verhindert. Der Ort des Sensors ist durch die Pfeilspitze markiert, der Sensor selbst ist auf dieser Größenskala nicht sichtbar. Es lässt sich ablesen, dass ein Strom von 100mA in der Spule ein Magnetfeld von 3,6mT am Ort des Sensors erzeugt, welches im Sensorvolumen hinreichend homogen ist.

⁸STYCAST 1266

⁹Finite Element Method Magnetics, kostenlos nutzbare Software, entwickelt von David Meeker, <http://femm.foster-miller.net>

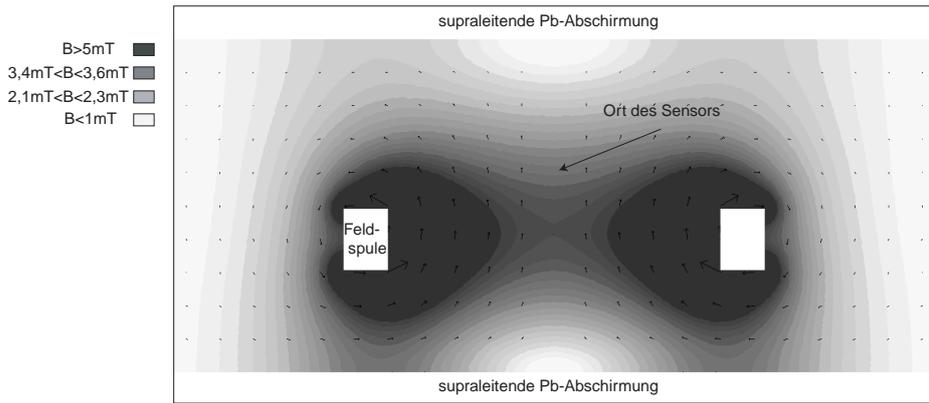


Abbildung 3.12: Berechnete Feldverteilung für das von der Feldspule generierte Magnetfeld. Der Absolutwert der magnetischen Flussdichte ist durch unterschiedliche Graustufen veranschaulicht.

Sensormaterial

Für den paramagnetischen Temperatursensor benötigt man ein Material, in dem sich die Wärme schnell ausbreiten kann, und das eine stark temperaturabhängige Magnetisierung aufweist. Als Sensormaterial wird in diesem Aufbau eine Legierung aus Gold mit dem Seltenerdmetall Erbium verwendet. Die Erbium-Konzentration beträgt 750ppm. Diese Legierung wird in Tieftemperaturexperimenten zur Kalorimetrie verwendet und ist in ihren thermodynamischen Eigenschaften sehr gut verstanden. Die für diese Arbeit wesentlichen Eigenschaften sollen hier nur kurz zusammengefasst werden, eine ausführliche Diskussion findet sich in [Fle03].

Erbium ist ein Metall der Seltenen Erden, dessen magnetisches Verhalten durch die unvollständig gefüllte 4f-Schale bestimmt wird. Die Erbiumatome besetzen reguläre Plätze des fcc-Gitters von Gold, wobei 3 Valenzelektronen an das freie Elektronengas abgegeben werden. Durch das Kristallfeld der Au-Atome wird die 16-fache Entartung des Grundzustandes der Er-Ionen aufgehoben. Der energetisch niedrigste Zustand spaltet im Magnetfeld in ein Dublett auf und liegt dabei für kleine Magnetfelder mehr als $E = k_B 10K$ unter dem nächsthöheren Multiplett [Sjö75, Hah92], so dass es für den hier relevanten Temperaturbereich ausreicht, das System als Zweiniveausystem zu betrachten. Vernachlässigt man zunächst die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten, so kann die Wärmekapazität aus thermodynamischen Überlegungen bestimmt werden:

$$C_Z = Nk_B \left(\frac{E}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{E/k_B T}}{(e^{E/k_B T} + 1)^2}, \quad (3.8)$$

mit dem für Zweiniveausysteme typischen Verlauf einer Schottky-Anomalie, die dort, wo die thermische Energie etwa der Hälfte der Energieaufspaltung $E = g_S \mu_B B$ entspricht, ein Maximum besitzt. Der Landé-Faktor beträgt für das hier betrachtete Dublett $g_S = 6,8$. Für eine genauere Beschreibung müssen die Wechselwirkungen

der magnetischen Momente untereinander in Form von Dipol-Dipol- und RKKY¹⁰-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Diese Beiträge wurden in [Fle03] numerisch berechnet. Das linke Diagramm in Abbildung 3.13 zeigt für eine Legierung mit 300ppm Erbium einen Vergleich zwischen den numerischen Berechnung der Spezifischen Wärme und gemessenen Daten, jeweils für verschiedene Magnetfelder. Die Übereinstimmung ist im gesamten Temperaturbereich sehr gut.

Für die Magnetisierung gilt für ein wechselwirkungsfreies Zweiniveausystem:

$$M = \frac{1}{2} \frac{N}{V} g_S \mu_B \tanh \left(\frac{g_S \mu_B B}{2 k_B T} \right) , \quad (3.9)$$

mit dem Bohrschen Magneton μ_B . Die Magnetisierung ist proportional zur Dichte der magnetischen Momente. Für hohe Temperaturen kann man den Tangens Hyperbolicus entwickeln und durch sein Argument ersetzen. Man erhält

$$M \approx \frac{1}{4} \frac{N}{V} (g_S \mu_B)^2 \frac{B}{k_B T} , \quad (3.10)$$

mit der als Curie-Gesetz bekannten $1/T$ -Abhängigkeit der Magnetisierung, die für hohe Temperaturen zudem proportional zum Magnetfeld B ist. Zu tiefen Temperaturen geht die Magnetisierung allmählich in Sättigung und weicht vom Curie-Verhalten ab. Um eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und gemessenen Magnetisierungsdaten zu erhalten, muss auch hier die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten berücksichtigt werden. Der numerisch berechnete Verlauf der Magnetisierung lässt sich durch das Curie-Weiss-Gesetz beschreiben:

$$\chi = \frac{\lambda}{T + \Theta} . \quad (3.11)$$

Hierbei ist die Curie-Konstante λ gegeben durch $\lambda = x_{\text{Er}} \cdot 5,35\text{K}$ und $\Theta = x_{\text{Er}} \cdot 5,42\text{K}$. Für die hier verwendete Konzentration von $x_{\text{Er}} = 750\text{ppm}$ gilt somit $\lambda = 4,01\text{mK}$ und $\Theta = 4,06\text{mK}$. Numerisch berechnete Ergebnisse und Messdaten sind im rechten Diagramm von Abbildung 3.13 wiedergegeben [Fle03]. Auch hier erkennt man eine sehr gute Übereinstimmung. Um die Effekte der oben genannten Wechselwirkung möglichst gering zu halten, da diese das Magnetisierungssignal verringern, darf die Erbium-Konzentration nicht zu hoch gewählt werden. Abschließend sei angemerkt, dass in der natürlichen Isotopenzusammensetzung von Erbium 23% ^{167}Er vorhanden ist. Dieses Isotop besitzt einen Kernspin, der das Termschema beeinflusst. Dies führt durch eine Umbesetzung der Energieniveaus dazu, dass diese Ionen zwar Energie aufnehmen können, diese Energie aber nicht zum Magnetisierungssignal beiträgt. Die magnetischen Momente des ^{167}Er Isotops führen also durch ihre Wärmekapazität zu einer Verringerung des Messsignals.

¹⁰Diese nach Rudermann, Kittel, Kasuya und Yosida benannte Wechselwirkung beschreibt die indirekte Kopplung der lokalisierten magnetischen Momente über die Leitungselektronen.

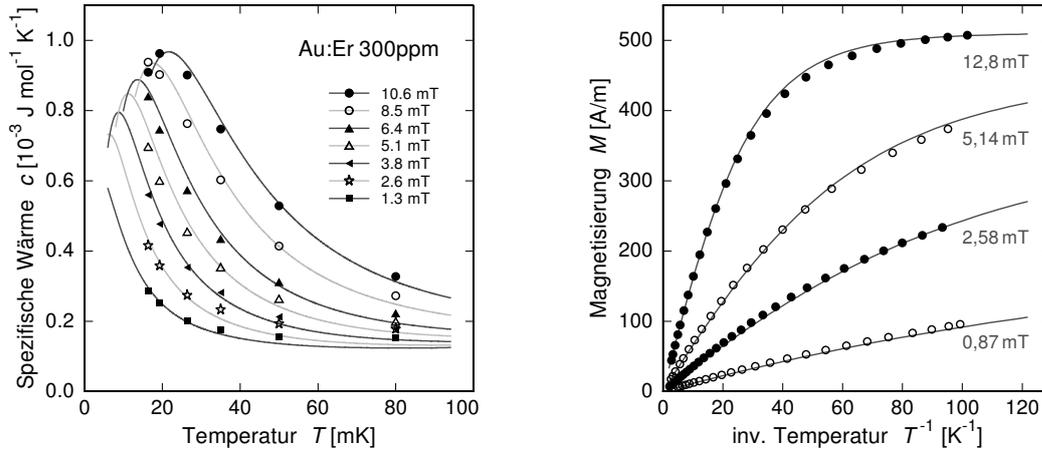


Abbildung 3.13: Berechnete (durchgezogene Linien) und gemessene (Symbole) Wärmekapazität und Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur der Legierung AuEr; jeweils für eine Erbiumkonzentration vom 300ppm und verschiedene Magnetfelder.

Abschätzung der Sensitivität

Da das Magnetisierungsverhalten und die Wärmekapazität des Sensormaterials hiermit als gut verstanden betrachtet werden können, muss nun noch untersucht werden, wie das vom Sensor erzeugte Magnetfeld in die SQUID-Spule einkoppelt. Dies ist ein rein geometrisches Problem und lässt sich durch eine Simulation des von der Magnetisierung des Sensors erzeugten Magnetfeldes mithilfe des Programmes FEMM berechnen. Der magnetische Fluss, den ein magnetisches Moment m in einer kreisförmigen Leiterschleife des Radius r hervorruft, ist gegeben durch:

$$\Phi = \mu_0 \frac{G}{r} m \quad (3.12)$$

mit der Permeabilität des Vakuums μ_0 , dem Radius r der Leiterschleife und einem Geometriefaktor G . Dieser Faktor beträgt für ein punktförmiges magnetisches Moment, das sich im Zentrum der Detektionsschleife befindet, $G=0,5$. Die räumlich Ausdehnung des Sensors hat zur Folge, dass eine Magnetisierungsänderung in den Volumenteilen, die näher an den Rändern der Detektionsschleife liegen, in ihr eine größere Flussänderung erzeugen als eine gleichgroße Magnetisierungsänderung im Spulenzentrum. Daher kann der Geometriefaktor geringfügig größer als 0,5 werden. Im hier betrachteten Fall befindet sich der Sensor zudem nicht im Spulenzentrum sondern etwa $10\mu\text{m}$ oberhalb. Des Ergebnis der Simulation ist für den Abstand von $10\mu\text{m}$ in Abbildung 3.14 gezeigt. Der in diesem Fall in der SQUID-Spule detektierte Fluss lässt sich durch Integration des B-Feldes über die von der Detektionsspule eingeschlossene Fläche berechnen. Der G -Faktor berechnet sich aus:

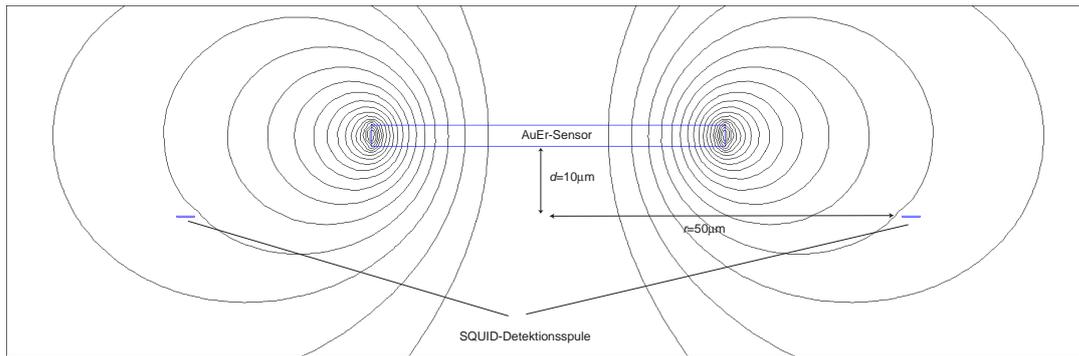


Abbildung 3.14: Simulation der Kopplung des magnetisierten Sensors in die SQUID-Detektionsspule

$$G = \frac{r \int B_{\perp} dA}{\mu_0 m}, \quad (3.13)$$

wobei m das für die Simulation vorgegebene magnetische Moment des Sensors ist. In Abbildung 3.15 ist der Geometrie-Faktor als Funktion des vertikalen Abstands d zwischen Sensor und SQUID-Schleife gezeigt. Bei einem Abstand von $10\mu\text{m}$ gehen

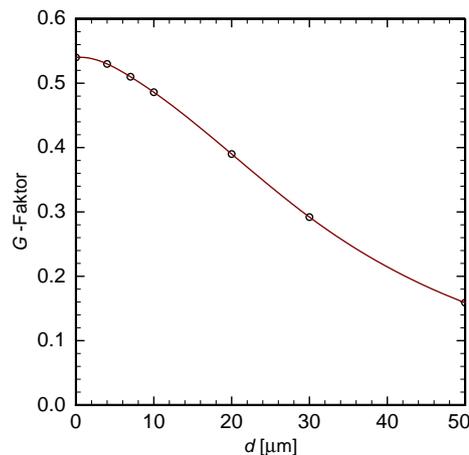


Abbildung 3.15: Abhängigkeit des Geometriefaktors vom vertikalen Abstand zwischen Sensor und SQUID-Detektionsspule.

10% des Signals verglichen mit der Situation, in der der Sensor direkt in der SQUID-Schleife liegt, verloren. Für verschiedene Abstände lässt sich damit der in die SQUID-Spule eingekoppelte Fluss für verschiedene Temperaturen berechnen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.16 wiedergegeben. Gezeigt ist im linken Diagramm der Verlauf des in der SQUID-Schleife detektierten magnetischen Flusses aufgetragen über der inversen Temperatur, für drei verschiedene Abstände d , eine Erbium-Konzentration von 750ppm und ein Magnetfeld von 3,6mT. Für hohe Temperaturen erkennt man die $1/T$ -Abhängigkeit, für tiefere Temperaturen wird die Wechselwirkung dominant

und die Kurven flachen ab. Hiermit lässt sich die Sensitivität des Temperatursensors

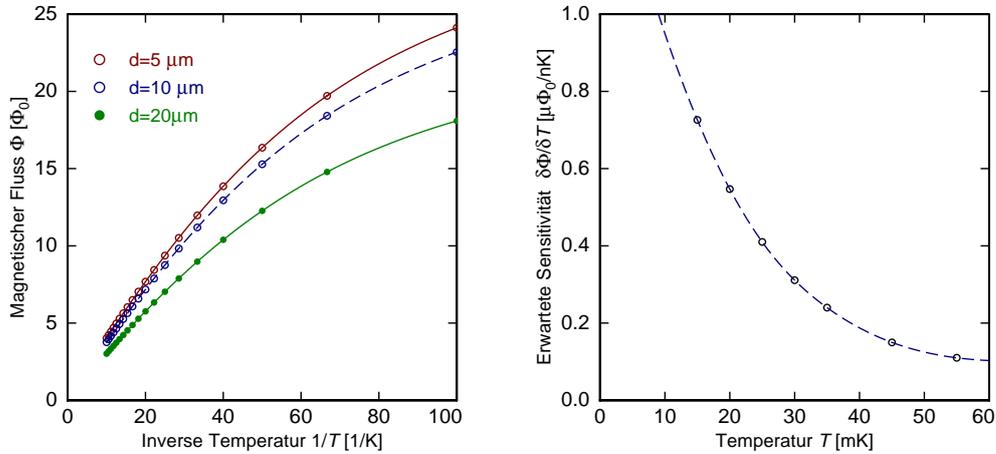


Abbildung 3.16: Erwarteter detektierter Fluss in der SQUID-Schleife als Funktion der Temperatur für $x_{\text{Er}} = 750\text{ppm}$, $B = 3,6\text{mT}$, $h_{\text{Sensor}} = 3\mu\text{m}$, $d_{\text{Sensor}} = 50\mu\text{m}$.

abschätzen:

$$\frac{\delta\Phi}{\delta T} = T^{-2} \frac{\partial\Phi}{\partial(1/T)} \quad (3.14)$$

Die Sensitivität $\delta\Phi/\delta T$ ist im rechten Diagramm von Abbildung 3.16 für den erwarteten Abstand von $d = 10\mu\text{m}$ ¹¹ aufgetragen. Die Sensitivität steigt zu tiefen Temperaturen an. Bei 20mK beträgt die Sensitivität $\delta\Phi/\delta T \approx 500\Phi_0/\text{K} = 0,5\mu\Phi_0/\text{nK}$. Eine Temperaturänderung von 2nK bewirkt also eine Flussänderung von etwa $1\mu\Phi_0$. Das Niveau des weißen Flussrauschens von $0,7 \frac{\mu\Phi_0}{\sqrt{\text{Hz}}}$, das in Abschnitt 3.2.2 abgeschätzt wurde, rechnet sich um zu einem scheinbaren Temperaturrauschen von $1,4 \frac{\text{nK}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und stellt damit die untere Grenze des Detektierbaren dar.

Probenpräparation

Auf die Probe wurde ein zylinderförmiger AuEr-Sensor von $50\mu\text{m}$ Durchmesser und $3\mu\text{m}$ Höhe mit einer Erbiumkonzentration von 750ppm durch Kathodenzerstäubung (Sputtern) aufgebracht. Zwischen Sensor und Probe wurde dazu noch eine großflächige Goldschicht von 200nm Dicke aufgesputtert, um den Grenzflächenwiderstand zwischen Metall und Glas¹² zu verringern. Hier wurde eine kreisförmige Goldfläche von 1mm Durchmesser gewählt, in deren Mitte vier quadratische Fenster von $150\mu\text{m}$ Seitenlänge liegen. Die Goldstrukturen, die das „Fensterkreuz“ in der Mitte bilden, sind $30\mu\text{m}$ breit. Ein Foto der Glasprobe mit Goldschicht und AuEr-Sensor ist in Abbildung 3.17 gezeigt. Diese Geometrie ermöglicht es, den Sensor durch das Glas zu sehen

¹¹Soweit im Text nicht anders erwähnt, wird dieser Abstand für weitere Abschätzungen angenommen.

¹²Auf diesen wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

und vereinfacht somit seine genaue Positionierung über der kreisförmigen SQUID-Schleife. Um eine wohldefinierte Sensorgeometrie zu erzielen, wurde der Sensor für diese Arbeit mithilfe photolithographischer Prozesse hergestellt. Für die Herstellung

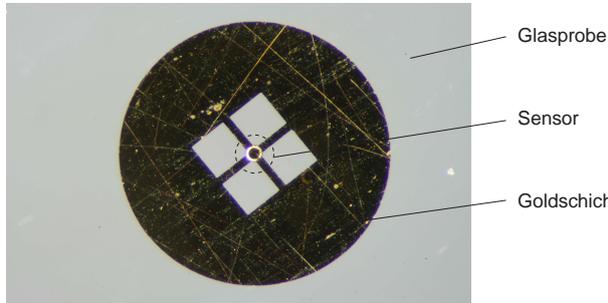


Abbildung 3.17: AuEr-Sensor und Au-Thermalisierungsschicht

der ersten Goldlage wird die Probe zunächst mit einer dünnen Schicht lichtempfindlichen Photolackes¹³ beschichtet. Geschützt durch eine Glas-Chrom-Maske, die mit der gewünschten Struktur angefertigt wurde, wird sie in einem Kontakt-Belichter UV-Licht ausgesetzt. Alle belichteten Bereiche werden bei diesem Prozess löslich und können in einem anschließenden Entwicklungsschritt¹⁴ herausgelöst werden. Die so präparierte Probe wird nun in einer Sputteranlage beschichtet. Um die Haftung des Goldes auf der Glasprobe zu verbessern wurden zunächst 50nm Kupfer als Haftvermittler und anschließend 200nm Gold aufgebracht. Danach wird der Lack mit einem Lösemittel abgelöst und es bleiben nur die gewünschten Strukturen stehen. In einem zweiten Schritt wird in einem ähnlichen Verfahren die AuEr-Legierung in einer Dicke von $3\mu\text{m}$ aufgebracht. Zur Strukturierung wurde ein Negativlack¹⁵ eingesetzt, bei dem die belichteten Bereiche polymerisieren und in einem anschließenden Backschritt hart werden. Alle nicht dem UV-Licht ausgesetzten Bereiche lassen sich herauslösen. Dies führt zu überhängenden Kanten, was das abschließende Ablösen des Lackes bei dicken Schichten deutlich erleichtert. Auf ähnliche Weise wurden die abstandshaltende Goldschicht auf der Sensorseite der Probe und die Thermalisierungsschicht auf der Rückseite angefertigt.

Problematisch bei der Herstellung war zum einen die schlechte Haftung der aufgetragenen Schichten auf der Glasprobe. Nach jedem Fertigungsschritt muss der Photolack vollständig gelöst und die Probe gesäubert werden. Für die Reinigung war oft der Einsatz eines Ultraschallbades notwendig, was in manchen Fällen zu einer Beschädigung der ersten Schichten führte. Zum anderen ist die 0,2mm dünne Probe sehr fragil und zerbricht daher leicht bei den einzelnen Fertigungsschritten oder beim abschließenden Zusägen.

Thermodynamische Größenordnungen

An der Speicherung der Wärme und ihrer Ausbreitung sind verschiedene Subsysteme der Glasprobe und des paramagnetischen Temperatursensors beteiligt. In Abbildung

¹³ClariantAZ 5214E, vertrieben von der Firma MicroChemicals.

¹⁴Entwickler: AZ 351B.

¹⁵AZ NLOF 2070

3.18 sind die wesentlichen beteiligten Systeme mit ihren Wärmekapazitäten C und thermischen Kopplungen G eingezeichnet. In der Glasprobe tragen die Tunnelsysteme-

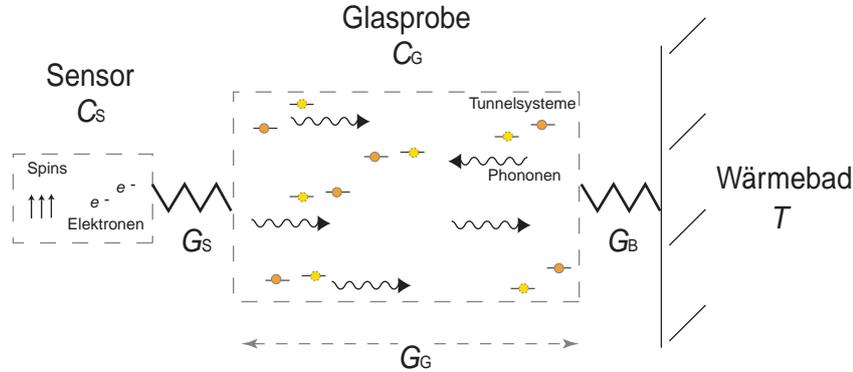


Abbildung 3.18: Subsysteme, die Wärme aufnehmen und ihre thermischen Ankopplungen

me den Großteil der Wärmekapazität. Für das freischwebende Probenvolumen von $4,5 \times 3,3 \times 0,2 \text{ mm}^3$ kann bei einer Temperatur von $T = 20 \text{ mK}$ eine Wärmekapazität von

$$C_G \approx 70 \text{ pJ/K} \quad (3.15)$$

abgeschätzt werden, wobei angenommen wird, dass die spezifische Wärme von Quarzglas $c = 0,01 \mu\text{J/gK}$ ([Hun77], vgl. Abbildung 2.2) beträgt. Die Wärmeleitfähigkeit von Quarzglas beträgt bei 20 mK etwa $0,1 \mu\text{W/cmK}$ [Neu03]. Damit berechnet sich die Wärmeleitung zwischen dem freistehenden Ende der Probe und der Seite, die über die Goldschichten an das Wärmebad gekoppelt ist, zu

$$G_G \approx 3 \text{ nW/K} . \quad (3.16)$$

Die Wärmekapazität des paramagnetischen AuEr-Sensors und der Thermalisierungsschicht aus Gold ist von den magnetischen Momenten dominiert und lässt sich für das verwendete Sensor- und Goldvolumen in einem Feld von $3,6 \text{ mT}$ abschätzen:

$$C_S \approx 0,9 \text{ pJ/K} . \quad (3.17)$$

Zwischen den Phononen im Glas und den magnetischen Momenten im Sensor gibt es mehrere Prozesse, die die Wärmeausbreitung behindern. An der Grenzfläche zwischen Glas und Gold gibt es aufgrund der unterschiedlichen akustischen Impedanzen der Materialien für die Phononen einen Grenzflächenwiderstand, den sogenannten Kapitza-Widerstand. In [Swa89] wird der Grenzflächenwiderstand im Rahmen zweier Modelle berechnet und für verschiedene Materialien abgeschätzt. Der Grenzflächenwiderstand zwischen Gold und Quarz lässt sich abschätzen zu $R_K T^3 A = 8 \text{ K}^4 \text{ cm}^2 / \text{W}$. Der Kapitza-Widerstand R_K ist also umgekehrt proportional zur Grenzfläche und fällt mit $1/T^3$. Bei 20 mK und einer Grenzfläche von etwa $0,5 \text{ mm}^2$ lässt sich die Wärmeleitfähigkeit zu $G_K \approx 5 \text{ nW/K}$ abschätzen. Die elektronische Wärmeleitfähigkeit G_e

in den Sensor ist durch den geringen Querschnitt der Goldschicht im „Fensterkreuz“ limitiert. Die elektronische Wärmeleitfähigkeit lässt sich über das Wiedemann-Franz-Gesetz berechnen. Für die gesputterten Schichten wurde ein Restwiderstandsverhältnis von $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4\text{K}} = 1,7$ gemessen. Mit dem spezifischen Widerstand von Gold bei Raumtemperatur von $\rho = 2,2 \cdot 10^{-8} \Omega\text{cm}$ [Win08] lässt sich so die Wärmeleitfähigkeit entlang zweier¹⁶ $30\mu\text{m}$ breiter, 250nm dicker Goldstreifen zu $G_e \approx 4\text{nW/K}$ abschätzen. Die Thermalisierung der magnetischen Momente mit den Metallelektronen ist durch die Korringa-Relation $\tau = \kappa/T$ gegeben. Die Korringa-Konstante κ wurde durch ESR-Messungen für AuEr zu $\kappa = 7 \cdot 10^{-9}\text{Ks}$ bestimmt [Sjö75]. Damit lässt sich die Thermalisierungszeit zu $\tau < 1\mu\text{s}$ abschätzen. Die Thermalisierung geschieht also nahezu instantan [Ens00]. Insgesamt ergibt sich daher für die Wärmeleitfähigkeit zwischen Glasoberfläche und Sensor:

$$G_S = (G_K + G_e)^{-1} \approx 2\text{nW/K} \quad (3.18)$$

Zuletzt soll noch die Kopplung an das Wärmebad abgeschätzt werden. Die Glasprobe ist über Gold-Thermalisierungsschichten mit dem Messinghalter verbunden. Hier limitiert wieder der Kapitza-Widerstand die phononische Wärmeausbreitung. Für die Goldfläche von $A \approx 16\text{mm}^2$ lässt sich die Wärmeleitfähigkeit zu

$$G_B \approx 100\text{nW/K} \quad (3.19)$$

abschätzen. Sobald die Wärme in das elektronische System der Gold-Thermalisierungsschicht übergegangen ist, ist der Wärmewiderstand zum Bad gering, da elektrischer Kontakt zwischen Gold und Messinghalter besteht. Das Glas ist demnach sehr gut an das Wärmebad angekoppelt. Im Vergleich zur Wärmeausbreitung entlang der Glasprobe ist der Wärmewiderstand zum thermischen Bad vernachlässigbar.

Erwartetes Messsignal

Aus den abgeschätzten thermodynamischen Größen lässt sich mit den Modellen zur Berechnung der spektralen Leistungsdichte, die in Abschnitt 2.2.4 vorgestellt wurden, eine erste Vorhersage für das erwartete Spektrum der Energiefluktuationen machen. In einem ersten Modell soll der Sensor als ideal betrachtet werden, das heißt er besitzt selbst keine Wärmekapazität. Ein solcher Sensor würde den Temperaturfluktuationen instantan folgen. Vernachlässigt man also hiermit den Einfluss des Sensors auf das Rauschen, so lässt sich die spektrale Leistungsdichte der Temperaturfluktuationen in der Glasprobe berechnen. In dem vorliegenden Aufbau erfolgt die Mittelung der Temperaturfluktuationen über den Bereich, der durch die Fläche der Thermalisierungsschicht aus Gold gegeben ist. Die Goldschicht hat einen Durchmesser von 1mm , welche als charakteristische Länge $2l = 1\text{mm}$ im oben diskutierten Modell gewählt wird. Damit ist die gegebene Geometrie in das Bild des eindimensionalen diffusiven Systems übertragen. Setzt man in den Ausdruck (2.51):

¹⁶Bei der gemessenen Probe sind zwei Speichen im Laufe der vielen Präparationsschritte abgeplatzt.

$$S_{\bar{T}} = \frac{k_B T^2 \sqrt{D}}{\sqrt{2} c (2\pi f)^{3/2} l^2} \left(1 - e^{-(f/f_0)^{1/2}} \left(\sin(f/f_0)^{1/2} + \cos(f/f_0)^{1/2} \right) \right) \quad (3.20)$$

Literaturwerte für die Diffusionskonstante $D = g/c = \lambda/C$ und die Wärmekapazität pro Längeneinheit $c = C/l$ ein, so erhält man für verschiedene Temperaturen Rauschspektren, die im linken Diagramm von Abbildung 3.19 gezeigt sind. Aufgetragen ist

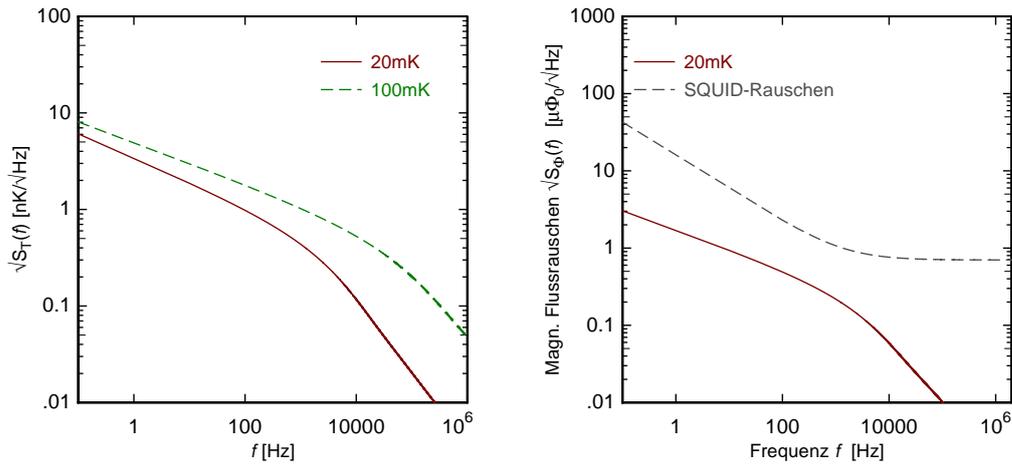


Abbildung 3.19: Links: Leistungsspektrum der Temperaturfluktuationen für ein eindimensionales diffusives Glas, dargestellt für zwei verschiedene Temperaturen. Die Temperatur wurde dabei über eine Länge von $l = 0,45\text{mm}$ gemittelt. Rechts: Daraus resultierende Fluktuationen des magnetischen Flusses in der SQUID-Schleife im Vergleich zum SQUID-Rauschen.

hierbei die Wurzel aus der spektralen Leistungsdichte der Temperaturfluktuationen, $\sqrt{S_{\bar{T}}}$, die die Standardabweichung der Temperatur pro Frequenzintervall angibt. Die Fluktuationen liegen im nK-Bereich. Bei der Temperatur $T = 20\text{mK}$ beträgt der Diffusionskoeffizient der verwendeten Glasprobe $D \approx 0,5 \cdot 10^{-3}\text{m}^2/\text{s}$. Die charakteristische Frequenz liegt bei $f_0 \approx 1\text{kHz}$. Für $T = 100\text{mK}$ gilt $D \approx 1,4 \cdot 10^{-3}\text{m}^2/\text{s}$ und $f_0 \approx 3,5\text{kHz}$. Für $f \gg f_0$ zeigen die Spektren einen Verlauf proportional zu $1/f^{3/2}$, während sie für $f \ll f_0$ proportional zu $1/f^{1/2}$ sind. Im rechten Diagramm sind die Temperaturfluktuationen mithilfe der erwarteten Empfindlichkeit von $\delta\Phi/\delta T \approx 500\Phi_0/\text{mK}$, die für ein Magnetfeld von $B = 3,6\text{mT}$ und $d = 10\mu\text{m}$ abgeschätzt wurde, in magnetisches Flussrauschen umgerechnet. Eingezeichnet ist zudem das magnetische Flussrauschen für die verwendeten SQUIDs mit einem Niveau des weißen Rauschens von $0,7\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und einem $1/f$ -Anteil von $15\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bei einer Frequenz von 1Hz . Im Rahmen dieser Abschätzung liegt das erwartete Signal damit unterhalb des Rauschsignals des SQUID-Aufbaus.

In einem alternativen und ebenfalls stark vereinfachten Modell könnte man davon ausgehen, dass das gemessene Flussrauschen von den Energiefluktuationen des

Sensors bestimmt wird, die durch die Kopplung des Sensors an das Wärmebad entstehen, das in diesem Fall durch das Glas gegeben ist. Die Energiefluktuationen $\Delta E = \sqrt{k_B T^2 C_S}$ sind in diesem Fall bestimmt durch die Wärmekapazität des Sensors, für die im Grenzfall kleiner Magnetfelder ($g_S \mu_B B \ll k_B T$) unter Vernachlässigung der Wechselwirkung gilt (vgl. Gleichung 3.8):

$$C_S = N k_B \left(\frac{g_S \mu_B B}{k_B T} \right)^2 . \quad (3.21)$$

Damit sind die Energiefluktuationen gegeben durch:

$$\Delta E = \sqrt{N} g_S \mu_B B , \quad (3.22)$$

sie sind demnach temperaturunabhängig und proportional sowohl zur Wurzel aus der Zahl der magnetischen Momente als auch zum Magnetfeld B . Für die Magnetisierungsänderung gilt unter Vernachlässigung der Wechselwirkung: $\delta m = \Delta E / B$. Mit $\delta \Phi = \mu_0 G \delta m / r$ lässt sich somit aus der Änderung des magnetischen Moments die Flussänderung in der SQUID-Schleife bestimmen:

$$\delta \Phi = \mu_0 \mu_B g_S \frac{G}{r} \sqrt{N} \quad (3.23)$$

In dieser Näherung ist die Standardabweichung der Fluktuationen des magnetischen Flusses daher unabhängig von der Temperatur. Nimmt man für die thermische Kopplung zwischen Sensor und Glas einen Wert von $G_S \approx 2 \text{ nW/K}$ an, so lässt sich die Zeitkonstante $\tau = C_S / G_S$ abschätzen, mit der der Sensor zum Bad relaxiert. Hieraus ergibt sich eine lorentzförmige spektrale Leistungsdichte der Fluktuationen S_Φ in der SQUID-Schleife, die vom Sensor hervorgerufen werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.20 für zwei Temperaturen dargestellt.

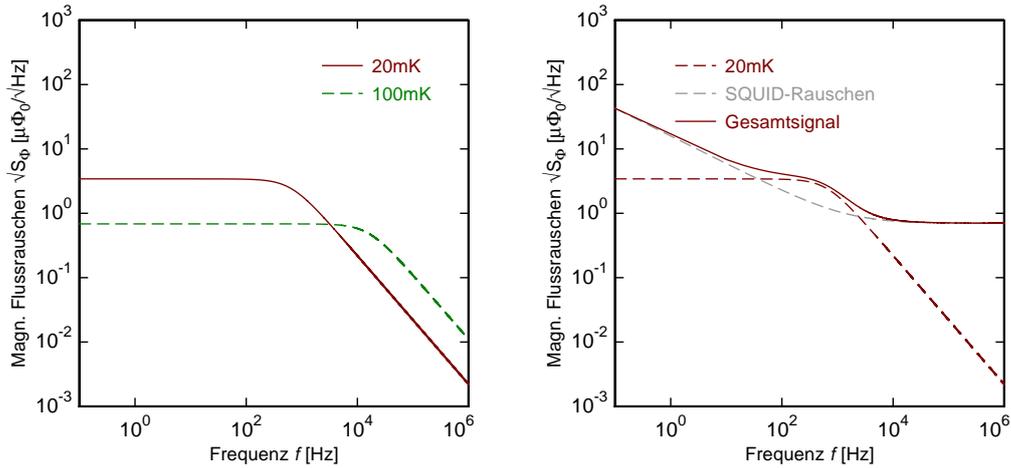


Abbildung 3.20: Vom paramagnetischen Temperatursensor verursachtes Flussrauschen.

Die Standardabweichung der Fluktuationen, das heißt das Integral der spektralen Leistungsdichte über alle Frequenzen, ist für beide Temperaturen konstant. Durch

die Abnahme der Wärmekapazität für höhere Temperaturen verringert sich die Zeitkonstante $\tau = C_S/G_S$, so dass sich die Fluktuationen über einen größeren Frequenzbereich erstrecken und die Rauschamplitude bei kleinen Frequenzen somit geringer ist. Das rechte Diagramm zeigt das Signal für $T = 20\text{mK}$ im Vergleich zum Rauschen des SQUID-Aufbaus und das daraus resultierende Gesamtsignal.

Das tatsächliche Rauschen sollte zwischen diesen beiden Modellvorstellungen liegen. Der Sensor hat im Vergleich zum Glas, das sich direkt unterhalb der Goldschicht befindet¹⁷, keine vernachlässigbar kleine Wärmekapazität, und die Energie, die zwischen Sensor und Glas fluktuiert, erzeugt letztendlich das Signal. Die Standardabweichung dieser Fluktuationen ist durch die Wärmekapazität des Sensors bestimmt und ist temperaturunabhängig.

Allerdings kann der Sensor nur auf den Zeitskalen Energie mit dem Glas austauschen, auf denen das Glas auch reagieren kann. Dies führt vermutlich dazu, dass das Lorentzspektrum aus Abbildung 3.20 durch die Zeitkonstanten, die für das Glas charakteristisch sind, verändert wird. Das Glas mit den enthaltenen Tunnelsystemen hat demnach sehr wohl Einfluss auf die Form des gemessenen Spektrums.

3.3 Datenaufnahme

3.3.1 Minimierung von Störsignalen

Aufgrund der hohen Sensor-Sensitivität und der großen Empfindlichkeit der kältesten Temperaturstufe auf parasitäre Wärmeeinträge müssen äußere Störsignale so gering wie möglich gehalten werden. Sämtliche Zuleitungen des hier verwendeten Aufbaus wurden durch elektrische Tiefpässe gefiltert, um das Einkoppeln hochfrequenter Störungen zu verhindern. Zudem wurde sichergestellt, dass alle benutzten Geräte auf demselben Massepotential liegen, um Ströme zwischen verschiedenen Potentialen zu vermeiden. Der Kryostat wurde auf Dämpfungsfüßen gelagert, um Vibrationen zu minimieren. Wie bereits erwähnt, ist das innere Strahlungsschild aus Aluminium und bei der Betriebstemperatur supraleitend, so dass die Experimente auf der Experimentierplattform vor äußeren magnetischen Störungen abgeschirmt werden. Um den Einfluss von Störungen, die innerhalb des Kryostaten auftreten, verursacht durch den Betrieb anderer Experimente oder magnetische Materialien innerhalb des Kryostaten zu verringern, ist der Aufbau zudem von einer supraleitenden Bleihülle umgeben,

3.3.2 Signalverarbeitung

Die Rauschspektren wurden auf zweierlei Weisen gemessen: Das Spannungsausgangssignal der SQUID-Elektronik wurde zum einen direkt an einen Spektrum-Analysator¹⁸ angeschlossen.

¹⁷Die Goldfolie deckt etwa 1/20 der Probenfläche ab, so dass das Probenstück direkt unterhalb der Goldfolie etwa die 4-fache Wärmekapazität des Sensors trägt.

¹⁸Stanford Research SR770 Spectrum Analyzer

Bei einer anderen Messmethode wurde das Spannungssignal der SQUID-Elektronik über ein Zeitintervall Δt mit einer Oszilloskopkarte¹⁹ aufgezeichnet. Die einzelnen Zeitfenster wurden hierbei mithilfe eines externen, periodischen Triggersignals ausgelöst. Dabei wurden pro Zeitfenster 16384 Spannungswerte mit einer Auflösung von 12 bit aufgezeichnet. Hier wurde darauf geachtet, dass die Nyquist-Bedingung erfüllt ist und die Bandbreite des Signals durch einen Tiefpass ausreichend limitiert wurde. Offline können die aufgezeichnete Zeitfenster dann fouriertransformiert und anschließend gemittelt werden. Vorher besteht die Möglichkeit, Zeitfenster, die sich durch externe Störungen besonders von den übrigen unterscheiden, und solche, bei denen eine endliche Temperaturdrift dem Signal überlagert ist, was zu ungewollten Verzerrungen des Gleichgewichtsspektrums führen würde, zu entfernen.

¹⁹CompuScope SAC-8012A/PCI, Gage, Montreal, Kanada

4. Messergebnisse

Mit dem beschriebenen Aufbau wurden zwei Messserien durchgeführt. In beiden Fällen bestand die Probe aus amorphem SiO_2 . Die Thermalisierungsschichten aus Gold und die paramagnetischen AuEr-Sensoren wurden unter nominal identischen Bedingungen gesputtert. In der ersten Messserie war die Thermalisierungsschicht unterhalb des Sensors stark beschädigt, so dass die Gesamtfläche um etwa 20% gegenüber der ursprünglich geplanten Form verringert war. Zudem waren von den ursprünglich vier Streifen im Fensterkreuz nach der Fertigung zwei defekt. Im zweiten Messlauf war einer dieser Streifen beschädigt, ansonsten war die Schicht vollständig intakt. Die Probengeometrien wichen geringfügig voneinander ab: für die erste Messserie hatte die Probe die in Abschnitt 3.2.3 beschriebene Ausmaße, in der zweiten Messserie war die Probe breiter und kürzer, das heißt die Ausmaße betragen $5 \times 3 \times 0,2 \text{ mm}^3$. Der Abstand zwischen Sensor und Wärmebad war somit geringer, wobei die Probenvolumina etwa übereinstimmten. Für die erste Messserie ließ sich der Abstand zwischen Sensor und SQUID-Schleife vor und nach der Messung mithilfe eines optischen Mikroskops zu $8 \mu\text{m} < d < 17 \mu\text{m}$ abschätzen. Für die zweite Messserie betrug der Abstand nach dieser Abschätzung vor dem Abkühlen $6 \mu\text{m} < d < 10 \mu\text{m}$. Beim Ausbau des Experiments aus dem Kryostaten wurde die Probe allerdings beschädigt, so dass nicht überprüft werden konnte, ob die Probe nach den Messungen genauso positioniert war wie vor dem Einbau.

4.1 Magnetisierungsmessungen

Zur Charakterisierung des Messaufbaus ist es notwendig, die vom Sensormaterial erzeugte magnetische Flussänderung in der SQUID-Spule über einen großen Temperaturbereich zu messen. Diese Messung liefert eine Eichung für den Temperatursensor, mit der sich die detektierte Flussänderung in eine Temperaturänderung umrechnen lässt. Unter der Annahme, dass die Stärke des Magnetfeldes am Ort des Sensors bekannt ist und der Sensor das erwartete Magnetisierungsverhalten zeigt¹, lässt sich aus diesen Kurven der tatsächliche Abstand zwischen Sensor und SQUID-Schleife ermitteln.

Bei beiden Messserien zeigt die Magnetisierungsmessung jedoch nicht den erwarteten Verlauf. Abbildung 4.1 zeigt zwei Kurven, die den detektierten magnetischen Fluss in der SQUID-Schleife aufgetragen über der inversen Temperatur für die zweite Messserie wiedergeben. Die Messungen wurden in einem externen Magnetfeld von $B = 1,8 \text{ mT}$ und $B = 3,6 \text{ mT}$ aufgenommen und sind durch durchgezogenen Linien dargestellt. Eingezeichnet sind außerdem zwei theoretische Kurven für das Magnetfeld von $B = 3,6 \text{ mT}$, einmal für den aufgrund der Geometrie des

¹Frühere Messungen zeigen, dass auch die gesputterten Sensoren sehr gut durch die in Abschnitt 3.2.3 vorgestellte Theorie beschrieben werden.

Messaufbaus erwarteten Abstand von $d = 10\mu\text{m}$ und zusätzlich für einen Abstand von $d = 45\mu\text{m}$, jeweils dargestellt durch gestrichelte Linien. Die theoretische Kurve

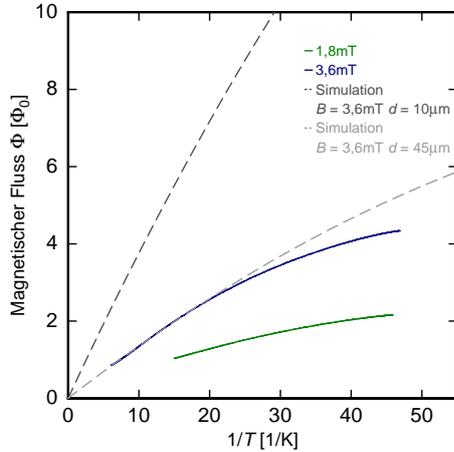


Abbildung 4.1: Gemessene Magnetisierungskurven im Magnetfeld von 3,6mT und 1,8mT (durchgezogene Linien), verglichen mit theoretisch berechneten Kurven (gestrichelte Linien).

für $d = 45\mu\text{m}$ gibt den Verlauf der gemessenen Kurve für hohe Temperaturen sehr gut wieder. Es ist gut möglich, dass sich der Abstand zwischen Sensor und SQUID beim Abkühlen dadurch verändert hat, dass einzelne Bauelemente sich aufgrund thermischer Kontraktion unterschiedlich verzogen haben, und der Abstand daher größer war als erwartet. Multipliziert man die Kurve für das geringere Magnetfeld mit dem Faktor zwei, so stimmt ihr Verlauf für $1/T > 20\text{ K}^{-1}$, also für $T < 50\text{mK}$, genau mit dem für $B = 3,6\text{mT}$ überein, das heißt die gemessene Magnetisierungsänderung ist proportional zum Magnetfeld, wie nach dem Curie-Weiss-Gesetz (3.11) zu erwarten.

Die Abweichung beider Messkurven vom erwarteten Verlauf der Magnetisierung bei tiefen Temperaturen ($1/T > 20\text{K}^{-1}$) könnte darauf zurückzuführen sein, dass die Probe in diesem Temperaturbereich, also bei $T < 50\text{mK}$, aufgrund parasitärer Wärmeeinträge und schlechter thermischer Kopplung an das Wärmebad wärmer bleibt als das Wärmebad. Nimmt man also an, dass die theoretische Kurve tatsächlich den Verlauf der Magnetisierung beschreibt, und dass nur die aufgetragene Temperatur nicht mit der tatsächlichen Sensortemperatur übereinstimmt, so lässt sich aus dem Vergleich beider Kurven die Sensortemperatur bestimmen. Abbildung 4.2 zeigt den unter dieser Annahme berechneten Verlauf der Sensortemperatur T_{Sensor} als Funktion der Badtemperatur T_{Bad} . Bei einer Badtemperatur von 20mK beträgt die Temperaturdifferenz $T_{\text{Bad}} - T_{\text{Sensor}} \approx 6\text{mK}$.

Die Erwärmung der Probe könnte auf spontane pulsartige Wärmeeinträge zurückzuführen sein, auf die im übernächsten Abschnitt näher eingegangen wird. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass der Sensor durch die Leistung, die auf dem SQUID-Chip dissipiert, aufgeheizt wird.

Diese Leistungsdissipation ist gegeben durch den Betriebsstrom I_b , und den Spannungsabfall U_b am Arbeitspunkt. Sie dissipiert in Form von Wärme in Shuntwiderständen und Tunnelkontakten und in Form von elektromagnetischer Strahlung, die durch den Josephson-Wechselstrom hervorgerufen wird. Das mit dem Josephson Wechselstrom einhergehende Magnetfeld könnte im Sensormaterial Wirbelströme er-

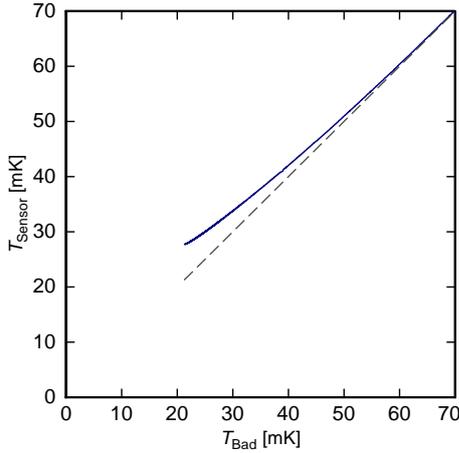


Abbildung 4.2: Aus der gemessenen Magnetisierung des AuEr-Sensors abgeleitete Sensortemperatur in Abhängigkeit von der Badtemperatur (durchgezogene Linie). Zusätzlich eingezeichnet ist die Gerade $T_{\text{Sensor}} = T_{\text{Bad}}$ (gestrichelt).

zeugen und es somit aufheizen. Die gezeigten Messungen wurden bei Betriebsströmen von $I_b = 2,4\mu\text{A}$ und $I_b = 4,2\mu\text{A}$ durchgeführt. Dabei wurde der Spannungshub über dem primären SQUID für beide Messungen so eingestellt, dass die Kennlinie eine optimale Form (vgl. Abbildung 3.9) hatte. Die Spannung am Arbeitspunkt betrug demnach für beide Messungen $U_B \approx 2\mu\text{V}$. Die Leistungsdissipation lässt sich hieraus zu $P \approx 4,8\text{pW}$ bzw. $P \approx 8,4\text{pW}$ abschätzen. Würde die gesamte Leistung im AuEr-Sensor deponiert, so würde dies für die abgeschätzte thermische Kopplung zwischen Sensor und Wärmebad $G = (G_G^{-1} + G_S^{-1})^{-1} \approx 1,2\text{nW/K}$ zu einer Temperaturerhöhung von

$$T_{\text{Bad}} - T_{\text{Sensor}} = \frac{P}{G_G} \lesssim 7\text{mK} \quad (4.1)$$

führen. Allerdings ist es unrealistisch anzunehmen, dass die gesamte Leistung in den Sensor gelangt. Ein beträchtlicher Teil der Leistung dissipiert in Form von Wärme in den Shuntwiderständen. Die durch den Josephson-Wechselstrom erzeugten elektromagnetischen Wellen breiten sich über den gesamten Raum aus, so dass nur ein Bruchteil der Leistung, die in dieser Form dissipiert, in den Sensor gelangen kann. Hiermit kann die Temperaturdifferenz demnach nicht erklärt werden. Dies wird auch durch die Tatsache bestätigt, dass die beiden Magnetisierungskurven für tiefe Temperaturen denselben Verlauf zeigen. Da der Betriebsstrom für die Messung im höheren Magnetfeld deutlich geringer war, ist in dieser Messung auch weniger Leistung auf dem Chip dissipiert. Würden die Abweichung durch die Leistungsdissipation des SQUIDs erklärt, so müssten die Abweichung für die Messung im größeren Feld aufgrund des geringeren Betriebsstroms geringer ausfallen. Hieraus lässt sich schließen, dass die Abweichungen zwischen theoretischer und gemessener Kurve nicht durch die Leistungsdissipation des SQUIDs erklärt werden kann.

Eine andere Möglichkeit, das Abflachen der Messkurve bei tiefen Temperaturen zu erklären, besteht darin, anzunehmen, dass sich auf dem Experimenthalter ein zusätzliches magnetisches System befindet, welches die vom Sensor erzeugte Magnetisierungsänderung teilweise kompensiert. Hinweise hierauf wurden bei der ersten

Messserie gefunden. Die gemessenen Magnetisierungskurven sind in Abbildung 4.3 gezeigt. Dargestellt ist der detektierte magnetische Fluss für drei verschiedene Magnetfelder, aufgetragen über der inversen Temperatur. Eingezeichnet sind zudem zwei theoretische Kurven für das Magnetfeld von $B = 5\text{mT}$ jeweils für die Abstände $d = 10\mu\text{m}$ und $d = 45\mu\text{m}$. Auch in dieser Messserie verlaufen die gemessenen Kurven

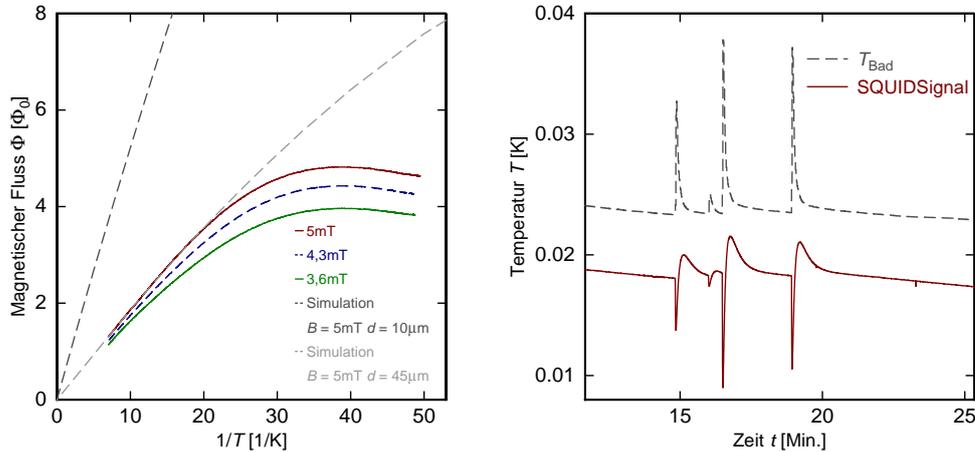


Abbildung 4.3: Links: Gemessene Magnetisierungskurven für drei verschiedene Magnetfelder. Rechts: Antwort des SQUID-Signals auf Heizpulse an der Experimentierplattform.

für hohe Temperaturen deutlich flacher als erwartet. Überraschenderweise durchläuft der magnetische Fluss ein Maximum und verringert sich für alle Messungen zu tiefen Temperaturen, für $1/T > 40\text{K}^{-1}$, also für $T < 25\text{mK}$, wieder. Dieser Verlauf der Magnetisierungskurven könnte dadurch erklärt werden, dass ein zusätzliches System mit einem temperaturabhängigen Magnetisierungsverhalten eine parasitäre Flussänderung im SQUID bewirkt. Um diese Interpretation der Daten zu untersuchen, wurde die Experimentierplattform an der Mischkammer mit kurzen Heizpulsen geheizt. Das SQUID-Signal zeigt hierauf eine Änderung, die mit zwei verschiedenen Zeitkonstanten und in entgegengesetzte Richtungen stattfinden. Dies ist im linken Diagramm von Abbildung 4.3 gezeigt. Die obere, gestrichelte Kurve gibt den Temperaturverlauf auf der Experimentierplattform wieder. Die untere Kurve zeigt den Verlauf des SQUID-Signals. Für diese Darstellung wurde das SQUID-Signal so skaliert, dass es in die Darstellung passt, die Einheiten sind für diese Kurve willkürlich und entsprechen nicht der auf der linken Achse aufgetragenen Temperatur. Diese Messung wurde bei einer Basistemperatur von $T_{\text{Bad}} < 25\text{mK}$ durchgeführt. In diesem Temperaturbereich dominiert das langsamere System das Gesamtsignal, denn die langfristige Drift des SQUID-Signals geht in die Richtung, in der das langsame System kälter wird. Betrachtet man den Gesamtverlauf der Temperatur, so nimmt auch diese mit der Zeit geringfügig ab. Nimmt man an, dass die Magnetisierungskurven für hohe Temperaturen durch das Sensormaterial dominiert werden, so lässt sich aus diesen Messungen schließen, dass auf dem SQUID-Halter ein zusätzliches magnetisches System vorhanden ist, das eine temperaturabhängige Magnetisierung aufweist, dessen

Einfluss zu tiefen Temperaturen zunimmt. Dieses System relaxiert langsamer mit dem Wärmebad als der paramagnetische AuEr-Sensor.

Bei dieser ersten Messung war die Cu-Be-Klammer, die das Glas an seinem Platz hält, durch eine ferromagnetische Schraube befestigt. Magnetometermessungen zeigten jedoch, dass die Magnetisierung dieser Schraube insbesondere bei tiefen Temperaturen kaum Temperaturabhängigkeit aufweist. Eine Magnetisierungsmessung im Nullfeld, bei dem nur eine vernachlässigbar geringe Flussänderung über den gesamten Temperaturbereich gemessen wurde, weist darauf hin, dass es nicht permanente magnetische Momente sind, die die Messkurven beeinflussen. Für die Probe selbst konnte ebenfalls in einer Magnetometermessung ausgeschlossen werden, dass sie magnetische Momente enthält, die ein temperaturabhängiges Verhalten zeigen. Die Messung ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Um den Einfluss des unbekanntes Systems zu verringern,

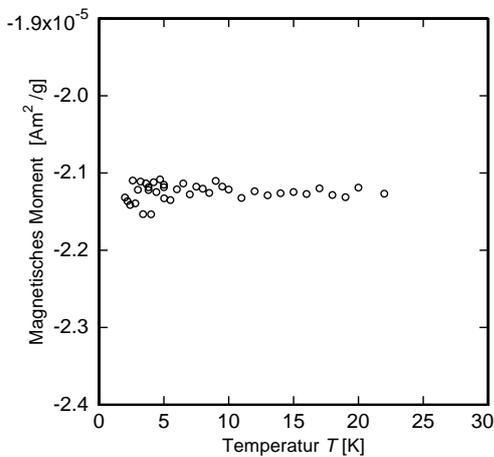


Abbildung 4.4: Magnetisierungsmessung an einer Quarzglasprobe im Magnetometer in einem Feld von $B = 5T$.

wurde für die zweite Messung innerhalb der Niobspule ein geschlossener Indiumring eingeklebt. Indium wird bei einer Temperatur von 3,4K supraleitend. Friert man nun bei einer Temperatur von 4K einen Dauerstrom in die Niob-Spule ein, und kühlt den Indium-Ring in diesem Feld ab, so hält dieser, sobald er supraleitend ist, den von ihm umschlossenen Fluss konstant. Damit können Änderungen des äußeren Magnetfeldes verringert werden. Hierzu gehören beispielsweise magnetische Störungen die im Bereich des supraleitenden Kurzschlusses in die Spule einkoppeln. Wieviel an makroskopischer Flussänderung der Indiumring kompensiert, lässt sich einerseits experimentell messen und andererseits mithilfe des Programmes FEMM simulieren. Legt man einen geringen Strom durch die Zuleitungen zur Spule an, so detektiert man instantan eine Flussänderung im SQUID, da ein geringer Teil (proportional zum Verhältnis der Induktivitäten) sofort über die Spule fließt. Testet man dieselbe Situation mit supraleitendem Indiumring, so verringert sich die detektierte Flussänderung pro angelegtem Spulenstrom um den Faktor zwei. Ein vergleichbarer Wert lässt sich auch mithilfe der Simulation finden. Hiermit könnte also eine Erklärung dafür vorliegen, warum das parasitäre System bei der zuerst diskutierten Messung zu tiefen Temperaturen kein Umkehren des Magnetisierungssignals hervorruft, denn sein Beitrag ist um den Faktor zwei vermindert.

Gibt es ein zusätzliches System mit temperatur- und magnetfeldabhängiger Magnetisierung, so müsste dieses im Temperaturbereich zwischen 200mK und 50mK Curie-Verhalten oder eine konstante Magnetisierung zeigen, damit die für das Sensormaterial erwartete und im Experiment beobachtete $1/T$ -Abhängigkeit nicht gestört wird. Für den Fall, dass dieses System den Bereich, in dem die $1/T$ -Abhängigkeit nicht mehr gültig ist (weil Sättigung in der Magnetisierung eintritt oder der Einfluss von Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten zunimmt) erst bei tieferen Temperaturen erreicht als das Sensormaterial, ließe sich das Abflachen des Magnetisierungssignals erklären. Unter der Annahme, dass das parasitäre ma-

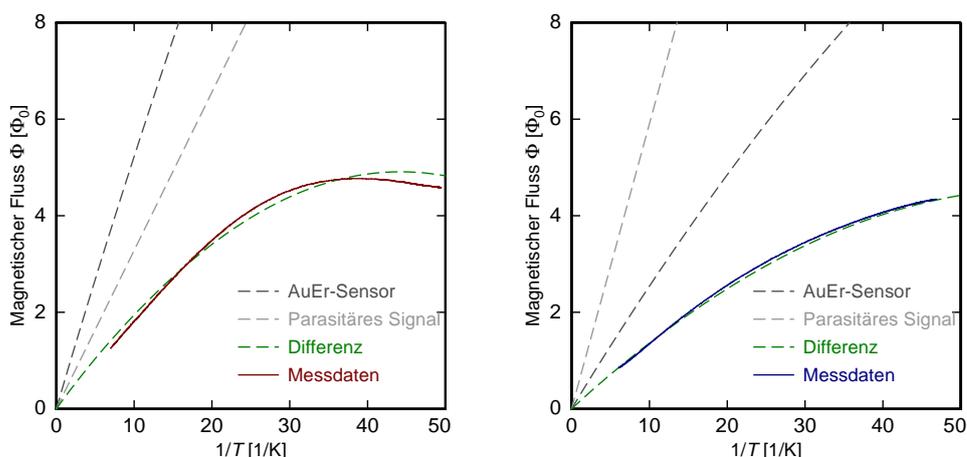


Abbildung 4.5: Zustandekommen der flachen Magnetisierungskurven unter Einberechnung eines parasitären Magnetisierungssignals mit idealem Curie-Verhalten: Theoretische Kurve für das Sensormaterial, Absolutwert des parasitären Signals und daraus berechnete Differenz (gestrichelt), im Vergleich zu gemessenen Daten (durchgezogen).

gnetische Signal von einem idealen Paramagneten mit perfektem Curie-Verhalten erzeugt wird, wurde Abbildung 4.5 erstellt. Die linke Abbildung zeigt als durchgezogene Linie die gemessene Änderung des magnetischen Flusses in der SQUID-Schleife in Abhängigkeit von der inversen Temperatur, in einem äußeren Magnetfeld von $B = 5\text{mT}$. Diese Kurve ist in Abbildung 4.3 bereits gezeigt und wurde mit dem Aufbau ohne Indiumring gemessen. Zudem sind, jeweils gestrichelt, das Flusssignal wie es für den beschriebenen AuEr-Sensor mit einem Abstand von $10\mu\text{m}$ von der SQUID-Schleife erwartet wird und der Absolutwert des hier angenommenen parasitären Flusssignals eingezeichnet. Wie bereits erwähnt, soll hier angenommen werden, dass dieses im gesamten hier betrachteten Temperaturbereich ein Curie-Verhalten zeigt. Die Größe des Absolutwerts wurde hierbei so gewählt, dass die Differenz, die ebenfalls gestrichelt eingezeichnet ist, zwischen Sensorbeitrag und parasitärem Beitrag dem gemessenen Verlauf des magnetischen Flusses besonders nahe kommt. In der Tat erhält man eine gute Übereinstimmung.

Übernimmt man nun die hier gefundenen Werte für den parasitären Beitrag, um den Verlauf der Messung mit Indiumring zu simulieren, wobei berücksichtigt werden

muss, dass diese Messung in einem anderen Magnetfeld stattgefunden hat, und der Einfluss des parasitären Systems durch den Indiumring um den Faktor zwei verringert wurde, so muss die theoretische Kurve mit einem Faktor 1,5 skaliert werden, um das gemessene Signal zu beschreiben. Hieraus ließe sich also schließen, dass die Kopplung zwischen Sensor und SQUID-Schleife für die Messung ohne Indiumring, um einen Faktor 1,5 gegenüber der anderen Messung verringert war. Dies entspricht einem Abstand zwischen Sensor und SQUID von $d \approx 25\mu\text{m}$. Diese Beobachtungen legen nahe, dass das parasitäre Flusssignal von der Feldspule selbst, bzw. von den Materialien im supraleitenden Dauerstromkreis verursacht wird. Eine mögliche Ursache hierfür sind magnetische Momente, die im Isolationslack der verwendeten Niobdrähte vorhanden sind [Hir71].

Zusammenfassend lässt sich also aussagen: möglicherweise lässt sich die Abweichungen in der gemessenen Magnetisierung vom erwarteten Verlauf durch den Einfluss eines parasitären paramagnetischen Systems auf dem Experimenthalter erklären. Die Empfindlichkeit des Sensors kann dabei in der ersten Messserie dennoch den Erwartungen entsprechen. In einer ersten Abschätzung ließe sich dabei für die zweite Messserie eine Kopplung zwischen Sensor und SQUID-Schleife errechnen, die gegenüber der ersten Messserie um den Faktor 1,5 reduziert ist.

4.2 Heat Release

Ein erhöhtes Rauschen aufgrund des sogenannten Heat Release konnte für die verwendete Probe nicht beobachtet werden. In der Literatur [Pob07] findet man für Quarzglas und eine Zeit von 30 Stunden nach Abkühlen von Raumtemperatur einen Wärmefluss von $\dot{Q} \approx 0,02\text{nW/g}$. Für die Masse der hier verwendeten Glasprobe und die oben abgeschätzte thermische Kopplung an das Wärmebad ergibt sich $\Delta T = \dot{Q}/G \approx 44\mu\text{K}$. Nach 31 Stunden lässt sich der Heat Release zu $\Delta T \approx 42,6\mu\text{K}$ berechnen. Über eine Stunde erfährt die Probe also eine Temperaturänderung $\Delta T \approx 1,4\mu\text{K}$. Damit gilt $\Delta T/\Delta t \approx 1,4/3600\mu\text{K/s} \approx 0,4\text{nK/s}$, also $0,4\text{nK}$ bei einer Messrate von $f = 1\text{Hz}$. Ein vom Heat Release verursachtes Rauschen würde somit weit unter dem Beitrag des Flussrauschens des SQUID-Magnetometers liegen.

4.3 Parasitäre Wärmeeinträge

Bei den durchgeführten Messungen zeigte das SQUID pulsartige Veränderungen im Flusssignal. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Pulse dieser Art wurden für verschiedene Temperaturen aufgezeichnet. Sie lassen sich sehr gut durch einen exponentiellen Anstieg und zwei Abklingzeiten beschreiben:

$$s(t) = -a_0 e^{-t/\tau_0} + a_1 e^{-t/\tau_1} + a_2 e^{-t/\tau_2} . \quad (4.2)$$

Bei der Temperatur $T = 21\text{mK}$ lag die kurze Zeitkonstante für den exponentiellen Abfall bei $\tau_1 \approx 4\text{ms}$, die lange Zeitkonstante bei $\tau_2 \approx 16\text{ms}$. Der schnelle Abfall hatte dabei einen etwa $a_1/a_2 \approx 8$ -fachen Anteil an der Amplitude. Die Anstiegszeit betrug

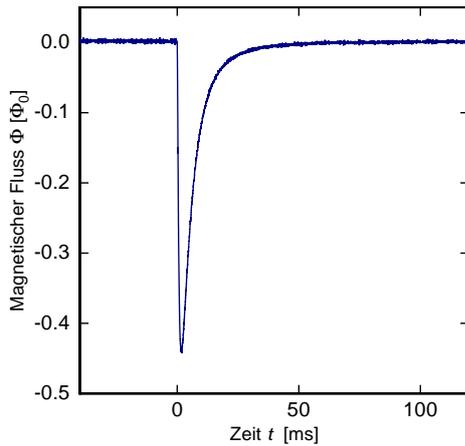


Abbildung 4.6: Spontaner Wärmeeintrag im SQUID, aufgenommen bei $T = 21\text{mK}$ und $B = 4,3\text{mT}$.

$\tau_0 \approx 0,6\text{ms}$. Die Signale traten mit unterschiedlicher Amplitude auf, die maximal $\Phi \approx 0,5\Phi_0$ betrug. Dies rechnet sich je nach Abstand zwischen Sensor und SQUID zu einer Temperaturerhöhung im Sensormaterial von $\Delta T \approx 1\text{mK}$ bis $\Delta T \approx 3\text{mK}$ um.

Die auftretenden Zeitkonstanten sind temperaturabhängig und werden zu höheren Temperaturen kürzer. Dies lässt sich auf die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ und der spezifischen Wärme c der Glasprobe und des Kapitza-Widerstandes G_K zurückzuführen. Zwar steigen c und λ zu höheren Temperaturen an, die Wärmeleitfähigkeit im Glas ist allerdings proportional zu T^2 , während die spezifische Wärme nur proportional zu T ansteigt. Der Amplitudenanteil $a_2/(a_2 + a_1)$ der langsamen Zeitkonstanten τ_2 nimmt zu höheren Temperaturen zu.

Durch numerische Lösung der Diffusionsgleichung für die Wärmeausbreitung in einem eindimensionalen diffusiven System lässt sich die Situation eines Wärmeeintrages in einer beliebigen Stelle des Glases simulieren. Der Temperaturverlauf, der sich dabei zu verschiedenen Zeiten über die Länge des Glases ergibt ist in Abbildung 4.7 dargestellt. In dieser Simulation breitet sich die Wärme über N Glaszellen aus. Das

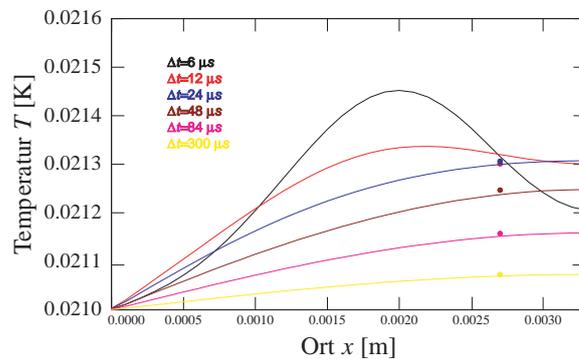


Abbildung 4.7: Simulierte Temperaturverteilung nach einem Wärmeeintrag am Ort $x = 2\text{mm}$. Der paramagnetische Sensor ist an der Stelle $x = 2,7\text{mm}$ an das Glas gekoppelt. Seine Temperatur zu den dargestellten Zeiten ist mit Punkten markiert.

eine Ende der Probe ist ideal an das Wärmebad gekoppelt, das heißt es wird stets auf Wärmebadtemperatur gehalten. Der Sensor wird über G_S thermisch an eine Glaszelle gekoppelt. Diese Simulation lässt sich für Wärmeeinträge an beliebigen Stellen des Glases durchführen. Der Verlauf der Sensortemperatur, der sich für den simulierten Wärmeeintrag aus Abbildung 4.7 findet, ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Auch der Ver-

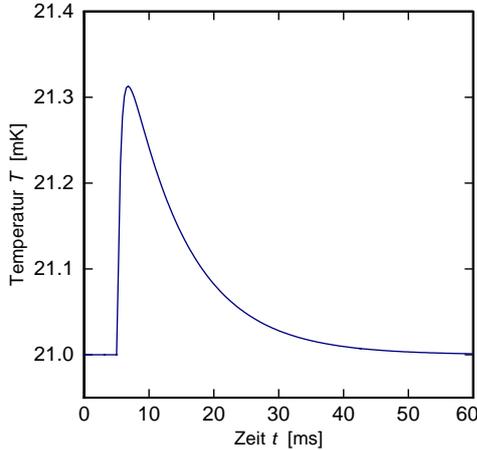


Abbildung 4.8: Simulierte Temperaturänderung im Sensormaterial nach einem Wärmeeintrag im Glas (vgl. Abbildung 4.7).

lauf der simulierten Pulse lässt sich durch eine Anstiegs- und zwei Abklingzeiten gut beschreiben. Legt man für die Simulationen die thermodynamischen Eigenschaften von SiO_2 und den oben abgeschätzten Kapitza-Widerstand zugrunde, so weichen die simulierten Zeitkonstanten um etwa 25% von den gemessenen ab, zudem treten die Zeitkonstanten nicht mit derselben Wichtung auf, wobei die simulierten Größen eine leichte Abhängigkeit davon abweisen, an welchem Ort im Glas der Wärmeeintrag stattfindet. Das hier verwendete Modell zur Beschreibung der Wärmeausbreitung im Glas ist sehr vereinfacht: die Probe wird nur eindimensional betrachtet, zudem ist die Kopplung zum Sensor als punktförmig angenommen. Die Parameter, die für diese Berechnungen angenommen werden, sind aus Literaturwerten abgeschätzt und können nur ungefähr die Dynamik der hier verwendeten Probe wiedergeben. Die Tatsache, dass die Zeitkonstanten verhältnismäßig gut mit den simulierten Werten übereinstimmen, lassen jedoch darauf schließen, dass die Wärmeeinträge tatsächlich im Glas stattfinden und eine Temperaturerhöhung im Sensormaterial hervorrufen, die durch das Magnetometer ausgelesen werden kann.

Die mittlere Flussänderung, die das SQUID bei einem Wärmeeintrag im Sensor detektiert, beträgt, in einem Feld von $B = 5\text{mT}$ $\delta\Phi \approx 0,18\Phi_0$. Geht man von einem Abstand von $d = 45\mu\text{m}$ aus, so beträgt die Sensitivität bei 20mK im hier betrachteten Feld $250\Phi_0/\text{K}$. Dies bedeutet, dass eine Flussänderung von $0,18\Phi_0$ einer Temperaturänderung von $0,7\text{mK}$ im Sensor entspricht. Mit der Wärmekapazität des Sensors von $C \approx 0,9\text{pJ/K}$ ist hierfür eine Energie von $E = C\Delta T \approx 0,65\text{fJ} \approx 4\text{keV}$ notwendig. Betrachtet man die simulierte Wärmeverteilung im Glas (Abbildung 4.7), so kann man davon ausgehen, dass im Mittel die deponierte Energie so groß ist, dass sie das gesamte Glas auf die Temperatur erwärmen könnte, die der Sensor maximal hat. Da die Wärmekapazität des Glases etwa 100-fach der des Sen-

sors entspricht kann man also von einem Energieeintrag von $E \approx 65\text{fJ}$ ausgehen. Bei einer Messung von 19 Stunden wurden 388 Pulse aufgezeichnet, also etwa 20 Pulse pro Stunde oder 1 Puls alle 3 Minuten. Dies entspricht einer Leistung von $P = E/t = 0,4\text{fW}$ und könnte die Probe um $\Delta T = P/G \approx 0,1\mu\text{K}$ erwärmen. Die Pulse können auf verschiedene Ursachen zurückgeführt werden: auf kosmische Strahlung, Labor-Umgebungsradioaktivität [Naz06], oder auf Mikrorisse im Glas [Ast06].

4.4 Rauschspektren

In der ersten Messserie, bei der sich kein Indium im Inneren der Spule befand, wurden Rauschspektren aufgenommen, deren Form deutliche Abweichungen vom SQUID-Untergrund-Rauschen zeigen. Diese Rauschspektren weisen eine Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit auf. Abbildung 4.9 zeigt ein typisches Rauschspektrum, wie es mit einem Spektrumanalysator² aufgenommen wurde. Für hohe Frequenzen er-

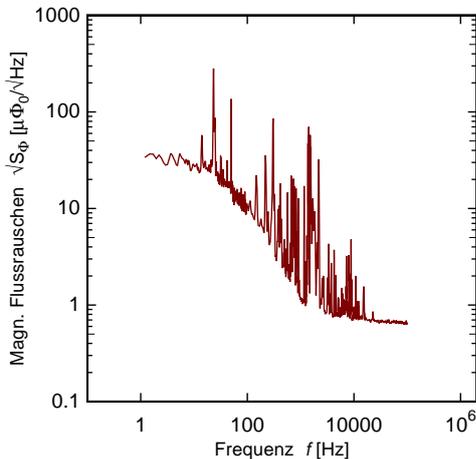


Abbildung 4.9: Aufgenommenes magnetisches Flussrauschen bei einer Temperatur von 25mK in einem Magnetfeld von 5mT.

kennt man das weiße Rauschlevel, das vom Flussrauschen des SQUIDs dominiert wird und etwa bei $\sqrt{S_{\Phi}} = 0,7\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ liegt. Insbesondere im Bereich mittlerer Frequenzen für $100\text{Hz} < f < 10\text{kHz}$ sieht man eine große Anzahl von Linien bei diskreten Frequenzen. Diese verschwinden, sobald das äußere Magnetfeld ausgeschaltet wird, zudem scheint ihre Amplitude für kleinere Magnetfelder geringfügig abzunehmen. Wahrscheinlich entstehen diese Linien durch mechanische Schwingungen im Kryostaten die durch den Betrieb der Pumpen und den kontinuierlich füllenden 1K-Topf des Kryostaten hervorgerufen werden und mechanische Resonanzen am Aufbau anregen. Teile des zur externen Feldspule gehörenden Stromkreises führen vom Heizwiderstand zur gewickelten Spule. Die Drähte sind im Kryostaten an mehreren Stellen thermisch angekoppelt und damit auch mechanisch befestigt. Dennoch lässt sich nicht verhindern, dass Teile des Drahtes frei durchs Vakuum verlaufen

²Soweit nicht anders vermerkt wurden die Spektren mit dem Spektrumanalysator SR770 von Stanford Research aufgenommen. Dafür wurden für vier verschiedene Zeitfenster, die überlappende Frequenzintervalle abdeckten, jeweils über 1000 Spektren gemittelt.

und zum Schwingen angeregt werden können. Bei einem äußeren Feld von 5mT umschließt die SQUID-Spule einen Fluss $\Phi \approx 10^4 \Phi_0$. Das Verhältnis der Induktivitäten L_H/L_S wurde experimentell zu etwa 10^{-4} gemessen. Daraus lässt sich Folgendes abschätzen: Ändert sich die Induktivität L_H um beispielsweise $\Delta L_H/L_H \approx 10^{-3}$ so fließt aus Gründen der Flusserrhaltung der Bruchteil $\Delta I/I \approx 10^{-3} \cdot L_H/L_S = 10^{-7}$ des Dauerstroms zusätzlich durch die Feldspule. Dies führt zu einer Flussänderung von $\Delta \Phi = (\Delta I/I) \Phi \approx 1000 \mu \Phi_0$ im SQUID. Mit diesen durchaus realistischen Annahmen ließe sich das Entstehen der diskreten Linien erklären. Eine andere Möglichkeit ist, dass die supraleitende Abschirmung aus Blei sich relativ zur SQUID-Schleife bewegt. Damit ändert sich die lokale Magnetfeldverteilung und der Fluss innerhalb der SQUID-Schleife.

Abbildung 4.10 zeigt eine Messung, die bei einer Temperatur von $T = 4\text{K}$ in einem äußeren Magnetfeld von $B = 3\text{mT}$ aufgenommen wurde. Für diese Messung wurden alle Pumpen, insbesondere diejenige, die am 1K-Topf pumpt, ausgeschaltet. Die Anzahl der diskreten Linien ist deutlich reduziert. Markiert ist in dieser Abbildung die Linie bei $f = 50\text{Hz}$, die vermutlich durch parasitäre Masseschleifen im elektronischen Aufbau verursacht wird. Abbildung 4.11 zeigt die Temperaturabhängigkeit der

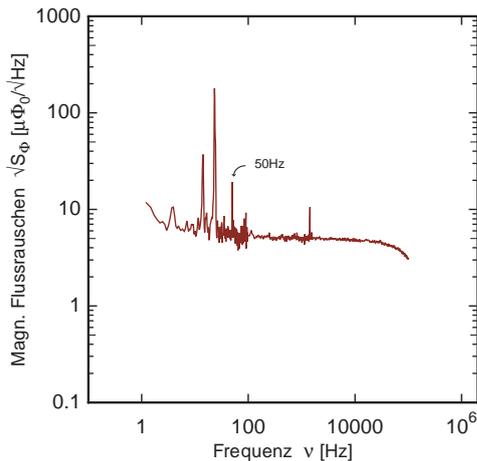


Abbildung 4.10: Magnetisches Flussrauschen bei 4K, alle Pumpen außer Betrieb.

gemessenen Rauschspektren³. Dargestellt ist das magnetische Flussrauschen für drei verschiedene Temperaturen, gemessen in einem Magnetfeld von $B = 5\text{mT}$ (durchgezogene Linien) und das Untergrund-Rauschen des SQUID-Aufbaus (gestrichelte Linien).

Ab einer Temperatur von $T \gg 50\text{mK}$ ist keine Veränderung der Rauschspektren mehr beobachtbar. Die Kurve bei 56mK gibt also bereits annähernd das Untergrundrauschen an. Das weiße Rauschlevel liegt in diesem Fall bei $\sqrt{S_\Phi} = 0,65 \mu \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Der f^{-1} -Anteil lässt sich durch eine $f^{-0,86}$ -Abhängigkeit gut beschreiben und hat bei $f = 1\text{Hz}$ einen Wert von $\sqrt{S_\Phi} = 16 \mu \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Abbildung 4.12 zeigt zwei ähnliche Messungen, die mit der Oszilloskopkarte aufgezeichnet wurden. Bei dieser Messung wurden etwa 1500 Zeitfenster der Länge $\Delta t = 1,6\text{s}$ aufgezeichnet. Die Abtastrate be-

³Diskrete Linien wurden übersichtlichkeithalber aus den Daten entfernt.

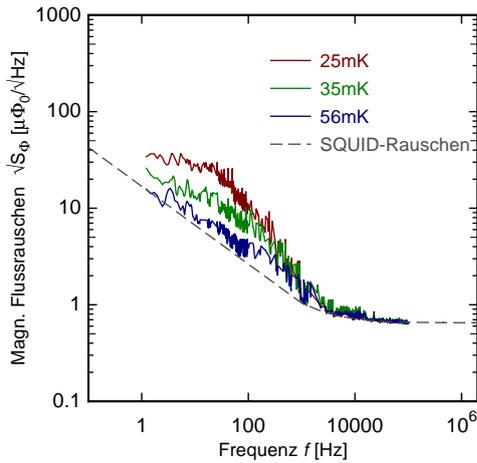


Abbildung 4.11: Gemessene Rauschspektren für $B = 5\text{mT}$, aufgenommen bei verschiedenen Temperaturen.

trug 10kHz. Die Auflösung des aufgenommenen Spektrums liegt bei $\Delta f \approx 0,6\text{Hz}$ über den gesamten Frequenzbereich. Für diese Darstellung wurde das Untergrundrauschen abgezogen. Betrachtet man die Absolutwerte der Leistungsdichte dieser ge-

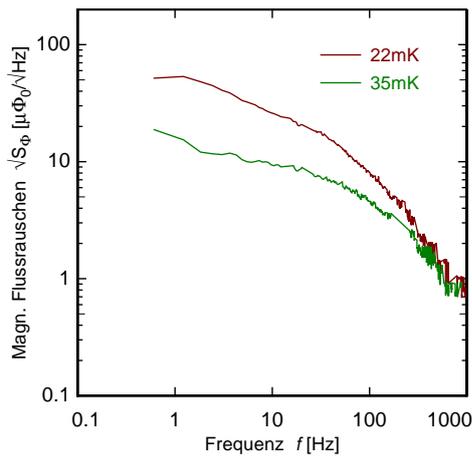


Abbildung 4.12: Gemessene Rauschspektren für $B = 5\text{mT}$, aufgenommen bei zwei verschiedenen Temperaturen, Untergrundrauschen subtrahiert.

messenen Rauschspektren, so fällt auf, dass die Abschätzungen, die zur Vorhersage des Messsignals (vgl. Abschnitt 3.2.3) durchgeführt wurden, die Größe der Fluktuationen nicht erklären können. Möglicherweise lassen sich die Temperaturfluktuationen, die durch das Glas verursacht werden, jedoch nicht durch einfache thermodynamische Gleichgewichtsfluktuationen im Rahmen des kanonischen Ensembles beschreiben. Geht man davon aus, dass ein Glas den Zustand thermischen Gleichgewichts nie erreicht, so erwartet man Verletzungen des Fluktuations-Dissipations-Theorems, die sich in einem erhöhten Rauschen äußern könnten. Erstaunlicherweise scheint dieser Beitrag jedoch nicht unmittelbar an das bekannte Phänomen des Heat Release geknüpft zu sein. Zum einen ist die Temperaturdrift aufgrund des Heat Release, wie im vorangehenden Abschnitt diskutiert, sehr gering. Zum anderen konnten Spektren bei einer festen Temperatur auch Tage nach ihrer ersten Messung reproduziert werden. Der Vergleich der Spektren für verschiedene Temperaturen legt den

Schluss nahe, dass die Leistungsdichte der gemessenen Fluktuationen mit der Temperatur steigt. Möglich ist allerdings auch, dass die spektrale Leistungsdichte des bei $T = 35\text{mK}$ gemessenen Spektrums bei Frequenzen $f > 1\text{kHz}$ über dem bei $T = 22\text{mK}$ gemessenen Spektrum liegt und die Fläche unter den gezeigten Kurven, also $\int S_{\Phi} df = \langle (\Delta\Phi)^2 \rangle$ konstant ist. Die gemessenen Spektren zeigen für verschiedene Frequenzbereiche unterschiedliche Frequenzabhängigkeiten, ein Verhalten, das bei der theoretischen Diskussion zur Beschreibung des Rauschspektrums diffusiver Systeme gefunden wurde. Die charakteristischen Frequenzen des Glases liegen für $T = 20\text{mK}$ bei $f_3 \approx 12,5\text{kHz}$ und $f_2 = f_3 \approx 1\text{kHz}$. Bei den hier diskutierten Messungen sinkt der untersuchte Beitrag gerade in diesem Frequenzbereich unter das Niveau des weißen Rauschens. Messungen in verschiedenen Magnetfeldern zeigen einen leichten Anstieg der gemessenen Rauschleistung mit dem Magnetfeld, wie in Abbildung 4.13 gezeigt. Die Magnetfeldabhängigkeit des Rauschsignals legt den Schluss nahe,

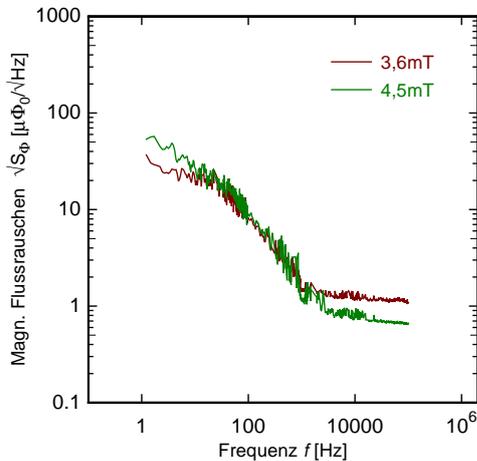


Abbildung 4.13: Gemessene Rauschspektren bei 25mK für verschiedene Magnetfelder

dass das fluktuierende System magnetfeldabhängig ist, oder über die Empfindlichkeit des Sensors ein magnetfeldabhängiges Flusssignal erzeugt.

In der zweiten Messserie wurde nur das erwartete Untergrundrauschen der Messapparatur beobachtet und die gemessenen Spektren weisen keinerlei temperatur- oder magnetfeldabhängige Struktur auf. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass die Kopplung zwischen Sensor und Glas, bzw. zwischen Sensor und Wärmebad, für diese Messungen besser war, wie zu Beginn dieses Kapitels erwähnt. Dies führt dazu, dass sich das Rauschen über einen größeren Frequenzbereich verteilt und der Absolutwert bei tiefen Frequenzen geringer ist. Die in Abschnitt 4.1 gegenüber der ersten Messserie abgeschätzte Verminderung der Sensitivität liefert einen weiteren Grund dafür, dass die Fluktuationen in dieser Messserie nicht beobachtet werden konnten.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Aufbau zur Messung von Energiefluktuationen an einer Glasprobe entwickelt. Ziel einer solchen Messung ist es, Informationen über Relaxationsprozesse von Tunnelsystemen zu erhalten, die den Fluktuationen zugrundeliegen.

In der Arbeit wurde das phänomenologische Standardtunnelmodell vorgestellt, das viele der ungewöhnlichen Tieftemperatureigenschaften von Gläsern erklären kann. Bei tiefen Temperaturen wird das Verhalten amorpher Festkörper von Tunnelsystemen dominiert. Diese bestehen aus einzelnen Atomen oder Atomgruppen, für deren Anordnung es in einem ungeordneten Festkörper verschiedene Gleichgewichtslagen gibt. Selbst bei tiefen Temperaturen finden durch quantenmechanische Tunnelprozesse Umlagerungen zwischen den Gleichgewichtslagen statt. Das Standardtunnelmodell liefert Vorhersagen für die makroskopischen Eigenschaften amorpher Festkörper, ohne dabei Annahmen über ihre mikroskopische Struktur zu machen. Die Eigenschaften amorpher Festkörper zeigen ein universelles Verhalten, so dass es schwierig ist, mithilfe makroskopischer Parameter Aussagen über den mikroskopischen Aufbau eines Systems zu treffen. Im Rahmen des Standardtunnelmodells werden Wechselwirkungen zwischen den tunnelnden Einheiten nicht berücksichtigt. Allerdings gibt es Hinweise darauf, dass solche Wechselwirkungen stattfinden, die eine Erweiterung des Modells erforderlich machen.

Eine Möglichkeit, etwas über die in einer Glasprobe stattfindenden mikroskopischen Prozesse zu erfahren, besteht darin, Fluktuationen der für die Probe charakteristischen Gleichgewichtsgrößen zu untersuchen. Fluktuationen makroskopischer Größen haben ihren Ursprung stets in mikroskopischen Prozessen. Die spektrale Form fluktuierender Größen gibt Aufschluss über die Verteilung von Relaxationszeiten in dem betrachteten System. Über ein sogenanntes zweites Spektrum, welches das „Rauschen vom Rauschen“ beschreibt, kann den Fluktuationen entnommen werden, ob die zugrundeliegenden Relaxationsprozesse korreliert oder unabhängig voneinander stattfinden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Energiefluktuationen entstehen durch den Austausch von Energie mit einem Wärmebad. Zu ihrer Messung wurde auf der verwendeten Quarzglasprobe ein paramagnetischer Sensor aufgebracht. Dieser weist eine temperaturabhängige Magnetisierung auf, deren Verlauf theoretisch sehr gut verstanden ist. Eine lokale Änderung des Energieinhaltes führt zu einer Änderung der lokalen Proben temperatur und damit zu einer Temperaturänderung im Sensormaterial. Die dadurch hervorgerufene Änderung der Magnetisierung kann mithilfe eines sehr rauscharmen zweistufigen SQUID-Magnetometers als magnetische Flussänderung gemessen werden. Eine Abschätzung der Empfindlichkeit des entwickelten Aufbaus lässt darauf schließen, dass die erwarteten Fluktuationen grundsätzlich messbar sind.

Zur Charakterisierung der entwickelten Messapparatur wurde zunächst die Änderung des vom Sensormaterial hervorgerufenen magnetischen Flusses in der Magnetometerschleife über einen großen Temperaturbereich gemessen. Dabei entsprach der generelle Verlauf dieser Kurven den Erwartungen. Die Gesamtänderung des detektierten magnetischen Flusses war allerdings geringer als für die angestrebte Geometrie erwartet. Dies lässt sich durch einen im Vergleich zum idealen Aufbau erhöhten räumlichen Abstand zwischen Sensormaterial und Magnetometerschleife erklären.

Auch mit der reduzierten Empfindlichkeit konnten Rauschspektren aufgezeichnet werden, die eine klare Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit aufweisen und deren spektrale Dichte deutlich oberhalb des erwarteten Rauschniveaus der Messapparatur lag. Eine genaue Analyse der Daten zeigt, dass neben dem Magnetisierungssignal des Sensors auch Magnetisierungsänderungen von anderen im Aufbau enthaltenen Komponenten aufgenommen wurden.

Eine unerwartete, interessante Beobachtung waren spontane Spannungspulse im aufgezeichneten SQUID-Signal, die als Wärmeeinträge in die Probe interpretiert werden können. Ursache hierfür könnte beispielsweise radioaktive Strahlung aus der Laborumgebung sein. Wärmeeinträge dieser Art lassen sich in einem einfachen Modell unter Annahme von Literaturwerten für das Glas numerisch simulieren. In diesem Modell können die gemessenen Spannungspulse gut reproduziert werden. Obwohl diese Beobachtungen nicht angestrebt waren und keinesfalls im Fokus dieser Arbeit liegen, können durch diese Messungen interessante Schlussfolgerungen über das thermische Verhalten der Glasprobe gezogen werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit diesem Aufbau zur Messung von Energiefluktuationen mithilfe eines paramagnetischen Temperatursensors ein vielversprechender Schritt zur Untersuchung von Relaxationsmechanismen in Gläsern unternommen wurde. Mit dem erstellten Aufbau konnten erste Messungen der Fluktuationen durchgeführt werden.

Für zukünftige Messungen wären folgende Verbesserungen sinnvoll:

Um den Einfluss parasitärer magnetischer Momente zu verringern, kann für ein nächste Messung ein gradiometrisches SQUID verwendet werden. Zudem kann der Feldstrom in einen supraleitenden Zylinder eingefroren werden, der Sensor und Probe umgibt. Dies verhindert das Einkoppeln von Störungen, die außerhalb des Zylinders auftreten.

Grundsätzlich erscheint es sinnvoll, anstelle von Quarzglas mit einer relativ geringen Dichte von Tunnelsystemen und dadurch einerseits geringem Heat Release und andererseits vergleichsweise hoher thermischer Leitfähigkeit ein anderes Probenmaterial mit einer größeren Dichte an Tunnelsystemen zu verwenden. Hiermit ließen sich vermutlich größere Fluktuationen beobachten.

Unter der Annahme, dass die Wärmekapazität des Sensors die Standardabweichung der gemessenen Fluktuationen bestimmt, wäre es sinnvoll, das Sensorvolumen zu erhöhen. Dies führt einerseits zu vermehrten Fluktuationen und andererseits zu einer erhöhten Sensitivität aufgrund des größeren Magnetisierungssignals.

Literaturverzeichnis

- [And72] P.W. Anderson et al., Anomalous Low-temperature Thermal Properties of Glasses and Spin Glasses, *Philos. Mag.*, **25**, 1–9, 1972.
- [Ast06] J. Aström et al., Fracture processes observe with a cryogenic detector, *Physics Letters A*, **356**, 262, 2006.
- [Cal51] H. B. Callen, Irreversibility and Generalized Noise, *Physical Review*, **83**(1), 34–40, 1951.
- [Cla00] J. Classen, T. Burkert, C. Enss, und S. Hunklinger, Anomalous frequency dependence of the internal friction of vitreous silica, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2176, 2000.
- [Cla04] J. Clarke und A.I. Braginski, *The SQUID Handbook: Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems, volume 1*, Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
- [Ens89] C. Enss, C. Bechinger, und M.v. Schickfus, Dynamics of Tunneling States in Borosilicate Glass, *Phonons 89, Proceedings*, 474, 1989.
- [Ens00] C. Enss, A. Fleischmann, K. Horst, J. Schönefeld, J. Sollner, J.S. Adams, Y.H. Huang, Y.H. Kim, und G.M. Seidel, Metallic Magnetic Calorimeters for Particle Detection, *J. Low Temp. Phys.*, **121**(3/4), 137–176, 2000.
- [Ens05] Christian Enss und Siegfried Hunklinger, *Low-Temperature Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2005.
- [Esq98] P. Esquinazi (Ed.), *Tunneling Systems in Amorphous and Crystalline Solids*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1998.
- [Fle03] A. Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.
- [Gar89] G.A. Garfunkel, G.B. Alers, M.B. Weissman, und N.E. Israleoff, Tests of the two-state-system model in cold amorphous conductors, *Phys. Rev. B*, **40**(11), 8049–8052, 1989.
- [Gre93] W. Greiner, L. Neise, und H. Stöcker, *Theoretische Physik: Thermodynamik und Statistische Mechanik*, Verlag Harri Deutsch, 1993.

- [Gri99] T.S. Grigera und N.E. Israeloff, Observation of Fluctuation-Dissipation-Theorem Violations in a Structural Glass, *Phys. Rev. Lett.*, **83**(24), 5038–5041, 1999.
- [Hah92] W. Hahn, M.Loewenhaupt, und B. Frick, Crystal field excitations in dilute rare earth noble metal alloys, *Physica B*, **180 & 181**, 176–178, 1992.
- [Hir71] E.C. Hirschhoff, O.G.Symko, und J.C. Wheatley, Enamel: A Magnetic Thermometer Useful into the Millidegree Region, *J. Low. Temp. Phys.*, **4**, 111, 1971.
- [Hun77] S. Hunklinger, , *Adv. Solid State Physics*, **17**(1), 1977.
- [Hun00] S. Hunklinger, C. Enss, und P. Strehlow, Quantum phenomena in glasses at low temperatures, *Physica B*, **280**, 271, 2000.
- [Isr96] N. E. Israeloff, Dielectric polarization noise through the glass transition, *Phys. Rev. B*, **53**(18), 913–916, 1996.
- [Isr98] N. E. Israeloff und T. S. Grigera, Low-frequency dielectric fluctuations near the glass transition, *Europhys. Lett.*, **43**(3), 308–313, 1998.
- [Jäc72] J. Jäckle, On the Ultrasonic Attenuation in Glasses at Low Temperatures, *Z. Physik*, **257**, 212–223, 1972.
- [Jen08] S. Jenewein, *Dielektrisches Rauschen am Glasübergang*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2008.
- [Joh28] J.B. Johnson, Thermal Agitation of Electricity in Conductors, *Phys. Rev.*, **32**, 97, 1928.
- [Koc81] R.H. Koch, D.J. Van Harlingen, und J. Clarke, Quantum noise theory for the dc SQUID, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 380, 1981.
- [Luc06] M. Lucchesi et al., Polarization fluctuations near the glass transition, *Journ. of Non-Cryst. Sol.*, **352**, 4920–4927, 2006.
- [Mül79] R. Müller, *Rauschen*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979.
- [Naz06] E. Nazaretski et al., Heat Inputs to Sub-mK Temperature Cryostats and Experiments from γ -Radiation and Cosmic Ray Muons, *Journ. of Non-Cryst. Sol.*, **352**, 4920–4927, 2006.
- [Net07] A. Netsch, *Suche nach einem neuartigen, auf wechselwirkenden atomaren Tunnelsystemen basierenden Wärmediffusionsprozess in Gläsern bei ultatiefen Temperaturen*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.

-
- [Neu03] M. Neumann, *A Novel Technique to Measure Thermal Conductivity of Amorphous Dielectrics at Very Low Temperature*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.
- [Nyq28] H. Nyquist, Thermal agitation of electric charge in conductors, *Phys. Rev.*, **32**, 110–113, 1928.
- [Phi72] W.A. Phillips, Tunneling States in Amorphous Solids, *J. Low Temp. Phys.*, **7**(3/4), 351–360, 1972.
- [Pob07] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2007.
- [Sjö75] M. E. Sjöstrand und G. Seidel, Hyperfine resonance properties of Er^{3+} in Au, *Phys. Rev. B*, **11**(9), 3292–3297, 1975.
- [Str98] P. Strehlow, C. Enss, und S. Hunklinger, Evidence for a Phase Transition in Glasses at Very Low Temperature: A Macroscopic State of Tunneling Systems?, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(24), 5361–5364, 1998.
- [Swa89] E. T. Swartz und R. O. Pohl, Thermal boundary resistance, *Rev. Mod. Phys.*, **61**(3), 605–668, 1989.
- [Tes77] C.D. Tesche und J. Clarke, DC SQUID: noise and optimization, *J. Low Temp. Phys.*, **29**(3-4), 301, 1977.
- [Vos76] R. Voss und John Clarke, Flicker (1/f) noise: Equilibrium temperature and resistance fluctuations, *Phys. Rev. B*, **13**(2), 556–573, 1976.
- [Wei93] M.B. Weissman, What is a spin glass? A glimpse via mesoscopic noise, *Rev. Mod. Phys.*, **65**(3), 829, 1993.
- [Win08] M. Winter, WebElements, the periodic table on the WWW; www.webelements.com, 2008.
- [Yu85] C. C. Yu, Possible mechanism for thermal conductivity in $(\text{KBr})_{1-x}(\text{KCN})_x$, *Phys. Rev. B*, 1985.
- [Yu04] C. C. Yu, Why Study Noise due to Two Level Systems: A Suggestion for Experimentalists, *J. Low Temp. Phys.*, 2004.
- [Zel71] R.C. Zeller und R.O. Pohl, Thermal Conductivity and Specific Heat of Noncrystalline Solids, *Phys. Rev. B*, 1971.

Danksagung

Diese Arbeit wäre nie zustande gekommen ohne die vielen helfenden Hände und Köpfe, denen ich hier meinen herzlichen Dank aussprechen möchte:

Christian Enss, für die freundliche Aufnahme in seine tolle Arbeitsgruppe, viele konstruktive Vorschläge zu meinem Projekt und Erklärungen zu Fragen der Tieftemperatur- und Glasphysik. Dank außerdem für seine verständnisvolle Art und für das Korrekturlesen von Teilen dieser Arbeit.

Andreas Fleischmann, für die nahezu unendliche Ruhe und Geduld, mit der er meine Fragen beantwortet hat, für seine Begeisterung und die Ernsthaftigkeit mit der er diese Forschung betreibt, womit er mich schnell für seine Arbeitsgruppe gewinnen konnte (obwohl das Wunschprojekt mit Tunnelsystemen *und* SQUIDs erst kreierte werden musste), für sein umfassendes Wissen und Verständnis der Physik, die jedes Gespräch mit ihm so unglaublich wertvoll machen, und natürlich für das Korrekturlesen.

Loredana, für ihren unerschöpflichen Optimismus und die viele Hilfe und Geduld, mit der sie mir den Umgang mit SQUIDs beigebracht hat und mir in Detektorfragen weitergeholfen hat. Dank außerdem für das pragmatische „Anpacken“, als es plötzlich darum ging, mit unserem Detektor-Wissen die Dynamik in Gläsern verstehen zu wollen.

Herrn Wolf, für das Durchhaltevermögen beim Verarbeiten meiner zerbrechlichen Proben. Vielen Dank auch für so manchen last-minute Einsatz beim Sputtern oder Zusägen der Glasprobe.

Meinen netten Bürokollegen Andi, JP und Sönke, für die überaus entspannte Büro-athmosphäre, die gute Zusprache und die fröhliche oder besorgte Anteilnahme an meinem Gebrabbel. Sönke und JP insbesondere vielen Dank für die kritische Durchsicht einzelner Kapitel dieser Arbeit. Sönke vielen Dank für die Einweisung in Reinraum-Techniken und die stets kompetente Beratung in Reinraumfragen, JP vielen Dank für die souveräne Art, sich vor komplizierten Fragen zu drücken (kann ich auch „nein“ sagen?), und dann meistens doch irgendwie eine Antwort zu liefern.

Sebastian, („Chef“), für die Betreuung am Burckschen Kryo, für die telefonische Bereitschaft auch zu später Stunde, und für die geduldige Beantwortung mancher drängender Fragen.

Dem Rest der Kryo-Crew, Christian Domesle und Stefan, für die ausgesprochen lustige gemeinsame Zeit im Labor. Die Ohrschützer könnt ihr dann wegpacken. Christian, viel Glück weiterhin mit dem Gerät („ich wollt's nicht geschenkt haben...!“).

Chrsitan Höhn, der ungefähr dieselbe Zeit in dieser Arbeitsgruppe verbracht hat, für viele geteilte Stunden: ob beim Lötten unserer ersten „Box“, im Werkstattkurs, beim Messen im ADR-Labor oder natürlich in der Endphase des Schreibens dieser Arbeit.

Auch den anderen „Kellerkindern“, Christian Pies und Richard, vielen Dank für die lustige Zeit. Irgendwie beruhigend, dass ihr nie aufgehört habt, nachzufragen, auch wenn mein Geplapper und Geschimpfe im Labor meist nur so „vor mich hin“ war. Auch euer Büro war immer eine nette Anlaufstelle für kurze oder längere Schwätzchen.

Markus, der mir gezeigt hat, wie man eine Feldspule baut.

Andreas Burck, von dem ich vor allem zu Beginn der Arbeit im Labor viel lernen konnte. Das mit der FLL-Rückkopplung habe ich ihm schlichtweg nicht geglaubt.

Astrid, von der ich erste Vorbereitungen für einen Aufbau übernehmen konnte.

Andreas Reiser, fürs Helium und die Erklärung der „Spulenwickelmaschine“.

Dank natürlich auch an alle Gläser-Leute: Sandra, meiner „kleinen Rausch-Schwester“, für das geteilte Unverständnis von Rauschen und Gläsern, das, zumindest bei ihr, am Ende dann doch gar nicht mehr so groß war. Michel, Mihai, Marius, Masoomeh, Gudrun, Florian, Celine und Angela für die tolle Stimmung in unserer Arbeitsgruppe und die nette Anteilnahme an meiner Arbeit.

Den „alten Herren“ Gernot und Manfred, für hilfreiche Kommentare zu meinem Projekt und den Beitrag lustiger Anekdoten in der Kaffeerrunde.

Ihr seid eine phantastische Gruppe! Weiterhin viel Erfolg mit eurer Arbeit!

Meinen Freunden für das Interesse an dieser Arbeit (gerade den Nichtphysikern, die sich so viel Mühe gegeben haben, sich das alles vorzustellen...), aufmunternde Worte und und das „auf-den-Boden-Zurückholen“, wenn es mir mal wieder schwer fiel, abzuschalten.

Meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben und mich während des Studiums stets unterstützt haben.

Meinem Bruder, der mir meine Zweifel im Studium immer wieder ausreden konnte.

Carlus, der für mich da war und manchmal etwas von seiner Gemütsruhe auf mich übertragen konnte.

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

Heidelberg, den 17.03.2008

.....
(Lena Maerten)