

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



Sebastian Kempf

---

Entwicklung eines vollständig mikrostrukturierten  
metallisch magnetischen Kalorimeters

Diplomarbeit

HD-KIP 07-27

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

---



Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

DIPLOMARBEIT  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Sebastian Kempf**  
aus Heppenheim

2007



Entwicklung eines  
vollständig mikrostrukturierten metallisch  
magnetischen Kalorimeters

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Sebastian Kempf am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
**Herrn Prof. Dr. C. Enss**



Die vorliegende Diplomarbeit beschreibt die Entwicklung und Charakterisierung eines metallisch magnetischen Kalorimeters für die Untersuchung der dissoziativen Rekombination molekularer Ionen. Ein metallisch magnetisches Kalorimeter besteht aus einem paramagnetischen Temperatursensor, der sich in einem schwachen äußeren Magnetfeld befindet. Ein Energieeintrag im Detektor, hervorgerufen durch die Absorption eines Teilchens, führt gemäß dem kalorimetrischen Messprinzip zu einer Änderung der Temperatur des Sensors. Die damit verbundene Änderung der Magnetisierung kann mit Hilfe eines rauscharmen dc-SQUID-Magnetometers sehr präzise in Form einer Flussänderung gemessen werden und stellt ein Maß für die im Detektor deponierte Energie dar.

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektor wurde nicht nur die supraleitende Detektionsschleife sondern erstmals auch der paramagnetische Sensor mikrostrukturiert. Anhand von temperaturabhängigen Messungen der Magnetisierung und der Wärmekapazität wird gezeigt, dass sich die Eigenschaften des gesputterten Au:Er-Sensors nicht von den Eigenschaften des Ausgangsmaterials unterscheiden. Ferner werden Energieauflösung und Form der Pulsantwort des Detektors sowie die im Experiment auftretenden Rauschquellen als Funktion der Temperatur und des magnetischen Feldes diskutiert.

## Development of a fully microstructured metallic magnetic calorimeter

This thesis describes the development and characterization of a metallic magnetic calorimeter for studying the dissociative recombination of molecular ions. A metallic magnetic calorimeter consists of a paramagnetic temperature sensor positioned in a weak magnetic field. According to the calorimetric detection principle, the deposition of energy in the detector due to the impact of a massive particle or a x-ray photon causes a rise of temperature and results in a change of magnetization of the sensor. This is detected very precise as a change of magnetic flux in a low-noise high-bandwidth dc-SQUID magnetometer and acts as a measure of the deposited energy.

For the detector developed in this work not only the superconducting meander-shaped pickup coil but also for the first time the paramagnetic sensor were microstructured. By means of temperature dependent measurements of magnetization and heat capacity it is shown that the thermodynamic properties of the sputtered Au:Er-sensor do not differ from the properties of bulk-material. We also discuss the energy resolution, the shape of the pulses and noise of the detector as a function of temperature and magnetic field.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Detektionsprinzip eines magnetischen Kalorimeters . . . . .	3
2.2	Beschreibung des Sensormaterials Au:Er . . . . .	4
2.2.1	Allgemeine Eigenschaften von Au:Er . . . . .	4
2.2.2	Au:Er im Modell wechselwirkungsfreier magnetischer Momente . . .	6
2.2.3	Au:Er im Modell wechselwirkender magnetischer Momente . . . . .	10
2.2.4	Das Isotop $^{167}\text{Er}$ . . . . .	13
2.2.5	Einfluss des Kernspins von Gold auf das Detektorsignal . . . . .	14
2.3	Energieauflösung magnetischer Kalorimeter . . . . .	15
2.3.1	Thermodynamische Energiefluktuationen . . . . .	16
2.3.2	Magnetisches Johnson-Rauschen . . . . .	17
2.4	Grundlagen der Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule . . .	19
2.4.1	Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule . . . . .	19
2.4.2	Magnetfeldverteilung . . . . .	20
2.4.3	Berechnung der Signalgröße . . . . .	22
2.4.4	Flussänderung im SQUID-Magnetometer . . . . .	23
2.4.5	Optimierung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>27</b>
3.1	Erzeugung tiefer Temperaturen . . . . .	27

3.2	dc-SQUID-Magnetometer . . . . .	29
3.2.1	Eigenschaften eines dc-SQUIDs . . . . .	29
3.2.2	Magnetisches Flussrauschen eines dc-SQUIDs . . . . .	31
3.2.3	Zweistufiges SQUID-Magnetometer . . . . .	32
3.3	Detektoraufbau . . . . .	34
3.3.1	Herstellung der Detektor-Chips . . . . .	34
3.3.2	Beschreibung der Detektor-Chips . . . . .	36
3.3.3	Herstellung der Sensoren . . . . .	39
3.3.4	Beschreibung des Detektoraufbaus . . . . .	40
3.3.5	Leitungsführung . . . . .	41
3.3.6	Datenaufnahme und Signalanalyse . . . . .	42
3.3.7	$^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle zur Charakterisierung des Detektors . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>45</b>
4.1	Magnetisierung des Sensors . . . . .	45
4.2	Eigenschaften des Detektorsignals . . . . .	50
4.2.1	Signalform . . . . .	50
4.2.2	Signalgröße . . . . .	53
4.3	Röntgenspektroskopie . . . . .	56
4.4	Analyse der Rauschbeiträge . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>67</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>73</b>

# 1. Einleitung

Auf der Suche nach potentiellen Sternentstehungsgebieten sind in den letzten Jahren verstärkt interstellare Nebel in den Fokus der naturwissenschaftlichen Forschung gerückt. Diese Nebel bestehen hauptsächlich aus interstellarem Gas und Staub. Typische Temperaturen liegen im Bereich von 20 K bis 50 K und für Gasdichten wurden Werte von bis zu  $10^5$  Atome/cm<sup>3</sup> gemessen. Aufgrund der vergleichsweise geringen Temperatur und niedrigen Dichte sollten in interstellaren Nebeln nur sehr elementare chemische Reaktionen ablaufen. Spektroskopische Messungen zeigen dagegen die Existenz sehr komplexer organischer Moleküle.

Elektron-Ion-Rekombinationen stellen eine wichtige Gruppe von Reaktionsmechanismen dar, die zur Bildung solch komplexer Moleküle führen können. Ein Vertreter dieser Gruppe ist die dissoziative Rekombination molekularer Ionen. Bei diesem Mechanismus rekombiniert ein molekulares Ion mit einem freien Elektron. Als Resultat entstehen zwei neutrale Molekülfragmente, die in nachfolgenden Prozessen zu komplexeren Molekülen reagieren können. Eingehende experimentelle wie auch theoretische Untersuchungen der Dynamik der dissoziativen Rekombination sind notwendig, um die in interstellaren Nebeln ablaufenden Vorgänge vollständig beschreiben zu können. Für den direkten Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist es hierbei erforderlich, dass die experimentellen Randbedingungen weitgehend den Grundannahmen der theoretischen Modelle entsprechen. Da man bei der Beschreibung der dissoziativen Rekombination im Allgemeinen aus Gründen der Komplexität annimmt, dass sich die Ionen im Schwingungs- und Rotationsgrundzustand befinden, sollte im Experiment die Möglichkeit bestehen, die Ionen derartig zu präparieren.

Ein möglicher experimenteller Zugang zur dissoziativen Rekombination ist durch die Verwendung von Ionenspeicherringen mit Elektronentargets gegeben. Derartige Experimente wurden in der Vergangenheit unter anderem am Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPI-K) am Testspeicherring (TSR) durchgeführt. Dieser Ring ist mit einem sog. Elektronen-Kühler ausgestattet, der zum einen eine Kühlung der Schwingungszustände der durch die Beschleunigung hochangeregten Molekülionen über superelastische Stöße erlaubt [Wol04] und zum anderen die an der dissoziativen Rekombination beteiligten Elektronen erzeugt. Da die Abregung der Rotationszustände ausschließlich über Strahlungsaustausch mit der Umgebung erfolgt, war diese bislang durch die Umgebungsstrahlung (300 K) des Speicherringes limitiert. Aus diesem Grund wird momentan am MPI-K ein kryogener Ionenspeicherring (CSR) entwickelt, der bei einer Temperatur von 2 K arbeiten wird [Zaj05] und somit eine Abregung der Ionen bis zum Rotationsgrundzustand erlaubt.

Rückschlüsse über die bei der dissoziativen Rekombination ablaufenden Prozesse können aus den Energien der dabei entstandenen Molekülfragmente gezogen werden. Die bisher für die Energiemessung eingesetzten Detektoren sind aber entweder für den Betrieb in einer kryogenen Umgebung ungeeignet oder besitzen nicht die benötigten Nachweiseffizienzen. Im Gegensatz dazu sind Tieftemperatur-Teilchendetektoren, wie z.B. metallisch magnetische Kalorimeter, supraleitende Phasenübergangsthermometer oder Halbleiter-Thermistoren, für den Einsatz in einer kryogenen Umgebung bestens geeignet und zeigen Nachweiseffizienzen von nahezu 100%.

In Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Prototyp eines vollständig mikrostrukturierten metallisch magnetischen Kalorimeters für die Detektion massiver Teilchen mit Energien zwischen 1 keV und 100 keV entwickelt. Als experimentelle Randbedingungen sind eine Nachweiseffizienz des Detektors von annähernd 100 %, eine Energieauflösung von 500 eV bei 100 keV, eine Zählrate von bis zu 1000 Teilchen/s sowie eine große sensitive Fläche ( $A \geq 1 \text{ mm}^2$ ) zu nennen.

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen eines metallisch magnetischen Kalorimeters beschrieben. Das paramagnetische Sensormaterial  $\underline{\text{Au}}:\text{Er}$  wird sowohl im Modell wechselwirkungsfreier als auch im Modell wechselwirkender magnetischer Momente diskutiert. Weiter werden Einflüsse der Kernspins von Gold und Erbium auf die thermodynamischen Eigenschaften des Sensormaterials erläutert. Im Anschluss daran werden die Grundlagen der in dieser Arbeit verwendeten Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule diskutiert.

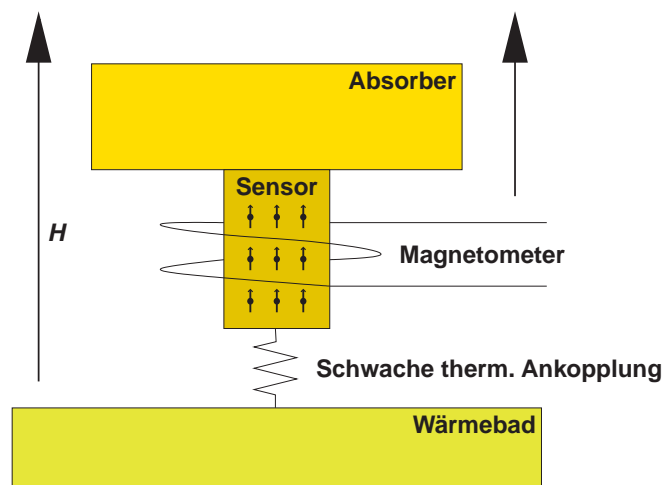
In Kapitel 3 werden die experimentellen Grundlagen beschrieben. Hierbei wird eine Einführung in die Erzeugung tiefer Temperaturen mit Hilfe eines sog. ADR-Kryostaten gegeben. Weiter erfolgt eine Beschreibung der Funktionsweise eines zwei-stufigen dc-SQUID-Magnetometers, das als empfindlicher Detektor für magnetischen Fluss einen wichtigen Bestandteil eines metallisch magnetischen Kalorimeters darstellt. Ferner wird die Herstellung der einzelnen Detektorkomponenten sowie der experimentelle Aufbau erläutert.

In Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Hierbei wird zunächst die gemessene Magnetisierung der mikrostrukturierten  $\underline{\text{Au}}:\text{Er}$ -Sensoren für hohe und tiefe Temperaturen diskutiert. Im Anschluss daran wird eine Messung der Pulshöhen mit einer numerischen Simulation verglichen. Ferner wird die Pulsform als Funktion der Temperatur unter Einbeziehung früherer Arbeiten diskutiert. Zur Demonstration des Potentials des entwickelten Detektors wird das gemessene Spektrum einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle gezeigt und anhand der auftretenden  $K_\alpha$ -Linie von Mangan die Energieauflösung des Detektors bestimmt. Abschließend werden im Rahmen einer Rauschanalyse die einzelnen Beiträge zum magnetischen Flussrauschen diskutiert.

## 2. Physikalische Grundlagen

### 2.1 Detektionsprinzip eines magnetischen Kalorimeters

Das Detektionsprinzip eines magnetischen Kalorimeters beruht auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Anhand Abbildung 2.1 soll erklärt werden, wie das kalorimetrische Prinzip zur Messung der Energie massiver Teilchen oder einzelner Röntgenquanten<sup>1</sup> verwendet werden kann.



**Abb. 2.1:** Schematische Darstellung eines magnetischen Kalorimeters.

Ein paramagnetischer Sensor bildet den Hauptbestandteil eines magnetischen Kalorimeters. Dieser Sensor ist schwach an ein Wärmebad der Temperatur  $T$  gekoppelt und befindet sich in einem schwachen äußeren Magnetfeld  $H$ . Ferner steht der Sensor in gutem thermischen Kontakt mit einem Absorber für Röntgenquanten oder massive Teilchen. Alternativ kann der Sensor selbst als Absorber dienen. Ein Energieeintrag  $\delta E$  im Detektor führt zu einer Temperaturerhöhung  $\delta T$ , die sich in linearer Näherung durch

$$\delta T \simeq \frac{\delta E}{C_{\text{tot}}} \quad (2.1)$$

berechnen lässt, wobei  $C_{\text{tot}}$  die Gesamtwärmekapazität des Kalorimeters bezeichnet.

<sup>1</sup>In der vorliegenden Arbeit verwendete Bezeichnung für Photonen, deren Energie im Bereich zwischen 1 keV und 100 keV liegt.

Die eigentliche Energiemessung lässt sich somit auf eine Messung der Temperaturänderung  $\delta T$  reduzieren.

Aufgrund des paramagnetischen Verhaltens des Sensormaterials bewirkt die Temperaturerhöhung  $\delta T$  eine Änderung der Magnetisierung des Sensors. Diese kann als Änderung des magnetischen Flusses durch ein empfindliches Magnetometer gemessen werden. Für hinreichend kleine Energieeinträge ( $\delta T \ll T$ ) ist die Magnetisierungsänderung durch

$$\delta M \simeq \frac{\partial M}{\partial T} \delta T \simeq \frac{\partial M}{\partial T} \frac{\delta E}{C_{\text{tot}}} \quad (2.2)$$

gegeben.

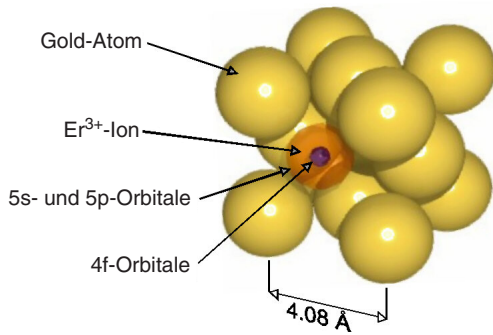
Aus Gleichung 2.2 können zwei Forderungen an den Aufbau eines magnetischen Kalorimeters abgeleitet werden, die zu einer Maximierung des Detektorsignals führen. Zum einen sollte das Sensormaterial im eingesetzten Temperaturbereich eine große Magnetisierungsänderung  $\partial M/\partial T$  aufweisen und zum anderen sollte der Detektor eine möglichst geringe Gesamtwärmekapazität  $C_{\text{tot}}$  besitzen. Viele Anwendungen benötigen zusätzlich kurze Thermalisierungszeiten, um hohe Zählraten gewährleisten zu können.

Die Forderung nach einer geringen Wärmekapazität lässt sich durch Betrieb des Detektors bei tiefen Temperaturen gewährleisten, da hier sowohl der phononische ( $C_{\text{ph}} \propto T^3$ ) als auch der elektronische ( $C_{\text{el}} \propto T$ ) Beitrag der Wärmekapazität besonders klein sind. Zudem werden thermische Rauschbeiträge (Nyquist-Rauschen) und thermodynamische Energiefluktuationen (siehe Abschnitt 2.3.1), die sich negativ auf die erreichbare Energieauflösung auswirken, entscheidend verringert. Typische Arbeitstemperaturen eines magnetischen Kalorimeters liegen daher im Bereich von 10 mK bis 100 mK. Die Einbettung magnetischer Ionen in metallische Wirtskristalle garantiert eine große Temperaturabhängigkeit der Sensormagnetisierung, auch bis in den Bereich tiefer Temperaturen. Außerdem bewirkt die starke Kopplung zwischen den Leitungselektronen des Metalls und den lokalisierten magnetischen Momenten eine schnelle Thermalisierung, die zu kurzen Anstiegszeiten des Detektionssignals führt.

## 2.2 Beschreibung des Sensormaterials Au:Er

### 2.2.1 Allgemeine Eigenschaften von Au:Er

In der vorliegenden Arbeit wurde als Sensormaterial eine Legierung aus dem Edelmetall Gold (Au) und geringen Mengen des Lanthanoids Erbium (Er) verwendet.



**Abb. 2.2:** Schematische Darstellung eines Gitterausschnittes einer Au:Er-Legierung. Die  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen besetzen reguläre Gitterplätze des fcc-Gitters von Gold.

Wie in Abbildung 2.2 angedeutet, besetzen die Erbiumatome reguläre Gitterplätze des kubisch flächenzentrierten Kristallgitters von Gold. Entsprechend ihrer Oxidationszahl geben die Erbiumatome bei diesem Vorgang drei Valenzelektronen an das Leitungsband des Wirtskristalles ab. Die resultierende Elektronenkonfiguration der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen ist durch  $[\text{Kr}] 4d^{10}4f^{11}5s^25p^6$  gegeben. Der Ionenradius beträgt in etwa  $1 \text{ \AA}$ . Während reines Gold diamagnetisches Verhalten mit einer weitgehend temperaturunabhängigen Volumenssuszeptibilität von  $\chi_{\text{Au}} = -3,45 \cdot 10^{-5}$  zeigt, verhalten sich die  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen aufgrund ihrer unvollständig gefüllten  $4f$ -Schale paramagnetisch. Bei Temperaturen unter  $50 \text{ K}$  dominiert dieser Anteil und die Legierung zeigt das gewünschte paramagnetische Verhalten.

Wie man aus dem Vergleich mit dem Ionenradius erkennen kann, liegt die  $4f$ -Schale ( $r_{4f} = 0,3 \text{ \AA}$ ) tief im Inneren des Erbium-Ions. Damit wird das Kristallfeld am Ort der  $4f$ -Elektronen weitgehend durch die äußeren Elektronen der  $5s$ - und  $5p$ -Schale abgeschirmt. Aus diesem Grund können die Gesamtdrehimpulse  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{S}$  und  $\mathbf{J}$  gemäß der Hundschen Regeln berechnet werden. Man erhält die Werte:  $L = 6$ ,  $S = 3/2$  und  $J = 15/2$ . Mit dem daraus resultierenden Landé-Faktor  $g_J = 6/5$  kann das magnetische Moment  $\boldsymbol{\mu} = -g_J \mu_B \mathbf{J}$  bestimmt werden [Abr70].

Für hohe Temperaturen ( $T > 100 \text{ K}$ ) findet man gute Übereinstimmung zwischen der auf diese Weise theoretisch vorhergesagten und experimentell gemessenen Magnetisierung [Wil69]. Für tiefe Temperaturen muss berücksichtigt werden, dass das Kristallfeld am Ort der  $4f$ -Elektronen nicht vollständig abgeschirmt ist. Theoretisch wird dies durch die Einführung eines weiteren Potentialtermes, der die Symmetrie des Au-Kristallgitters aufweist, beschrieben. Durch den Einfluss des Kristallfeldes wird die 16-fache Entartung des  $\text{Er}^{3+}$ -Grundzustandes aufgehoben. Die Energiezustände werden nun durch eine Reihe verschiedener Multipletts ( $\Gamma_6^-$ ,  $\Gamma_7^-$ -Doublett,  $3 \times \Gamma_8^-$ -Quartett) beschrieben. Das energetisch niedrigste Multiplett ist dabei durch ein  $\Gamma_7^-$ -Kramers-Doublett gegeben. Die Energieaufspaltung im Nullfeld zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Multiplett wurde mehrfach auf verschiedene Weise gemessen ([Wil69], [Sjö75], [Dav73]). Der zur Zeit vermutlich genaueste Wert stammt aus Neutronenstreuexperimenten und beträgt  $\Delta E/k_B = 17 \text{ K}$  [Hah92].

Im Fall tiefer Temperaturen und kleiner magnetischer Felder ist es also möglich, das Verhalten der Au:Er-Legierungen als Zwei-Niveau-System mit einem effektiven Quasi-Spin von  $\tilde{S} = 1/2$  und einem effektiven, isotropen Landé-Faktor von  $\tilde{g} = 34/5$  zu beschreiben [Abr70].

### 2.2.2 Au:Er im Modell wechselwirkungsfreier magnetischer Momente

In Kapitel 2.1 wurde gezeigt, dass bei einem magnetischen Kalorimeter die Messung der Teilchenenergie bei bekannter Wärmekapazität  $C_{\text{tot}}$  auf die Messung einer Temperaturänderung reduziert wird. Als Temperaturinformation dient die Magnetisierung eines paramagnetischen Sensormaterials. Um mit Hilfe der Gleichung 2.2 die Teilchenenergie aus der Temperaturerhöhung bestimmen zu können, ist die Kenntnis der Wärmekapazität und der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung  $\partial M/\partial T$  erforderlich. Beide Größen werden durch die Gleichgewichtsthermodynamik beschrieben und sind daher theoretisch berechenbar.

Für die thermodynamische Beschreibung wechselwirkungsfreier magnetischer Momente verwendet man den aus der statistischen Physik bekannten Ausdruck für die freie Energie:

$$F = -Nk_{\text{B}}T \ln z \quad (2.3)$$

Hier bezeichnet  $N$  die Anzahl magnetischer Momente,  $k_{\text{B}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{J/K}$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur und  $z$  die Ein-Teilchen-Zustandssumme

$$z = \sum_i e^{-\frac{E_i}{k_{\text{B}}T}}. \quad (2.4)$$

Die Größen  $E_i$  stellen die *einem* magnetischen Moment zugänglichen Energieeigenwerte dar.

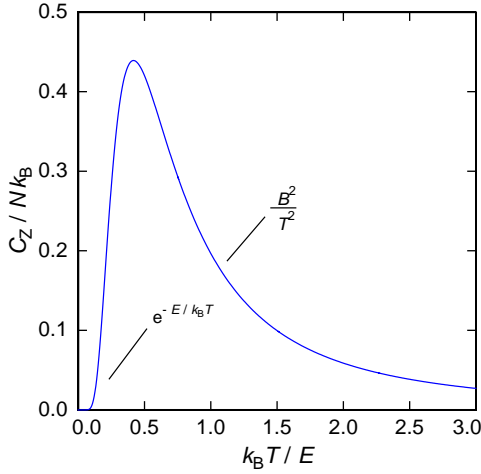
Aus den Gleichungen 2.3 und 2.4 erhält man durch Bildung der thermodynamischen Ableitungen die Wärmekapazität  $C$ , die Magnetisierung  $M$  und deren Ableitung nach der Temperatur  $\partial M/\partial T$ :

$$C = \frac{N}{k_{\text{B}}T^2} \left\{ \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \right\}, \quad (2.5)$$

$$M = -\frac{N}{V} \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial M}{\partial T} = \frac{N}{Vk_{\text{B}}T^2} \left\{ \left\langle E \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle - \langle E \rangle \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle \right\}. \quad (2.7)$$





**Abb. 2.3:** Wärmekapazität  $C_Z$  eines Zwei-Niveau-Systems mit der Energieaufspaltung  $E = \tilde{g}\mu_B B$  als Funktion der reduzierten Temperatur  $k_B T/E$ . Zusätzlich sind Näherungen für  $T \ll E/k_B$  und  $T \gg E/k_B$  angegeben.

Bei der Beschreibung der allgemeinen Eigenschaften von Au:Er in Abschnitt 2.2.1 zeigte sich, dass Au:Er bei tiefen Temperaturen und kleinen Magnetfeldern wie ein effektives 2-Niveau-System behandelt werden kann. In einem äußeren Magnetfeld  $\mathbf{B}$  besitzen die magnetischen Momente der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen zwei mögliche Orientierungen, deren zugehörige Energieeigenwerte durch

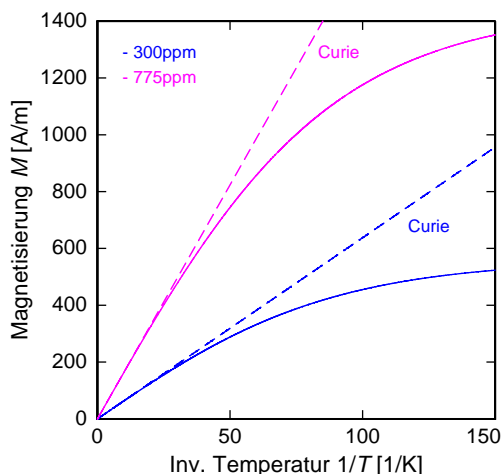
$$E_{m_{\tilde{S}}} = m_{\tilde{S}} \tilde{g} \mu_B B \quad (2.8)$$

gegeben sind. Hier bezeichnet  $m_{\tilde{S}} = \pm 1/2$  die  $z$ -Komponente des Quasi-Spins  $\tilde{S}$ ,  $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$  das Bohr'sche Magneton und  $B$  den Betrag des äußeren magnetischen Feldes.

Wärmekapazität und Magnetisierung der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen können mit Hilfe der Gleichungen 2.5 und 2.6 bestimmt werden. Für die Wärmekapazität der wechselwirkungsfreien magnetischen Momente im äußeren Magnetfeld  $\mathbf{B}$  erhält man:

$$C_Z = N k_B \left( \frac{E}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{E/k_B T}}{(e^{E/k_B T} + 1)^2}, \quad (2.9)$$

wobei  $E = \tilde{g}\mu_B B$  die Energieaufspaltung des 2-Niveau-Systems bezeichnet. Der allgemein als *Schottky-Anomalie* bezeichnete Verlauf der Wärmekapazität ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Das Maximum der Wärmekapazität liegt bei  $k_B T/E = 0,42$  und damit bei der Temperatur, die in etwa der halben Energieaufspaltung  $E$  entspricht. Die Wärmekapazität beträgt für diesen Fall  $C_Z = 0,44 N k_B$ .



**Abb. 2.4:** Verlauf der berechneten Magnetisierung  $M$  für zwei Au:Er-Legierungen mit unterschiedlichen Konzentrationen in einem Magnetfeld von 5 mT. Die Wechselwirkung der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen wurde vernachlässigt. Ebenfalls eingezeichnet sind die entsprechenden Curie-Näherungen.

Für die Magnetisierung  $M$  der Au:Er-Legierung ( $\tilde{S} = 1/2$ ) findet man:

$$M = \frac{1}{2} \frac{N}{V} \tilde{g} \mu_B \tanh(h) \quad (2.10)$$

mit dem Argument

$$h = \frac{\tilde{g} \mu_B B}{2k_B T}. \quad (2.11)$$

Der Verlauf der Magnetisierung ist für zwei verschiedene Erbium-Konzentrationen in Abbildung 2.4 dargestellt. Im Grenzfall hoher Temperaturen ( $h \ll 1$ ) kann 2.10 nach  $h$  entwickelt werden und man erhält den als Curie-Gesetz bekannten Zusammenhang

$$M \approx \mu_0 \frac{N}{V} \tilde{S}(\tilde{S} + 1) \frac{(\tilde{g} \mu_B)^2}{3k_B T} H = \lambda \frac{H}{T}. \quad (2.12)$$

Dabei entspricht  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{Vs/Am}$  der magnetischen Permeabilität des Vakuums und  $\lambda$  der sogenannten Curie-Konstante. Für tiefe Temperaturen ( $h \gg 1$ ) weicht die Magnetisierung von dem durch das Curie-Gesetz vorhergesagten Verhalten ab. Dies ist darauf zurückzuführen, dass im Limes  $T \rightarrow 0$  alle magnetischen Momente parallel zum Magnetfeld ausgerichtet sind. Die Magnetisierung erreicht damit einen Sättigungswert, der durch  $M = \frac{1}{2} \frac{N}{V} \tilde{g} \mu_B$  gegeben ist.

## Detektorsignal

Die Deposition einer Energie  $\delta E$  im Detektor führt, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, zu einer Änderung  $\delta M$  der Magnetisierung des Sensors. Um bei der Diskussion des Detektorsignals unabhängig von der verwendeten Sensorgeometrie zu sein, wird im Folgenden das magnetische Moment des Sensors betrachtet. Dieses ist mit der Magnetisierung über

$$\delta m = V \cdot \delta M \quad (2.13)$$

verknüpft. Angenommen das thermodynamische Verhalten des Sensors wäre ausschließlich durch das bisher beschriebene, wechselwirkungsfreie Spinsystem bestimmt, so würde der Energieeintrag  $\delta E$  zum Umklappen von  $\delta N$  Spins führen. Jeder dieser Spins nimmt die Energie  $\tilde{g}\mu_B B$  auf und ändert den Betrag des magnetischen Momentes um  $\tilde{g}\mu_B$ . Die gesamte Änderung des magnetischen Momentes wäre damit durch

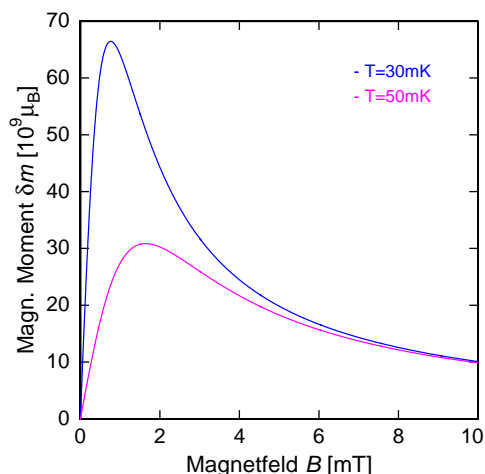
$$\delta m = \frac{\delta E}{B} \quad (2.14)$$

gegeben. Das Detektorsignal  $\delta m$  steigt in dieser Betrachtungsweise proportional zu  $1/B$  an, da die Zeeman-Aufspaltung mit kleiner werdendem Magnetfeld abnimmt und bei konstantem Energieeintrag mehr Spins umgeklappt werden können.

Um zu einer realistischeren Beschreibung eines magnetischen Kalorimeters zu gelangen, müssen weitere thermodynamische Systeme in das Modell aufgenommen werden. Hierzu zählen das System der Leitungselektronen sowie das System der Phononen. Der Beitrag der Leitungselektronen zur spezifischen Wärme ist durch  $c_{\text{el}} = \gamma T$  mit  $\gamma_{\text{Au}} = 7,29 \cdot 10^{-4} \text{ J/mol K}^2$  [Kit02] geben, während die spezifische Wärme des phononischen Systems  $c_{\text{ph}} = \beta T^3$  mit  $\beta = 4,57 \cdot 10^{-4} \text{ J/mol K}^4$  beträgt. Der Koeffizient  $\beta$  wurde im Rahmen einer Debye-Näherung mit der Debye-Temperatur  $\theta_{\text{Au}} = 162 \text{ K}$  [Ens05] berechnet. Aufgrund der  $T^3$ - Abhängigkeit ist der Beitrag der Phononen zur Gesamtwärmekapazität im betrachteten Temperaturbereich vergleichsweise gering und wird daher im Folgenden vernachlässigt. Die zusätzlich auftretende Wärmekapazität der Elektronen bewirkt, dass nur der Bruchteil

$$\delta E_Z = \frac{C_Z}{C_Z + C_{\text{el}}} \delta E \quad (2.15)$$

der ursprünglich deponierten Energie  $\delta E$  in das Spinsystem gelangt.  $C_Z$  bzw.  $C_{\text{el}}$  bezeichnen hier die Wärmekapazitäten des Spinsystems bzw. des Systems der Leitungselektronen.



**Abb. 2.5:** Änderung des magnetischen Moments  $\delta m$  eines quaderförmigen Au:Er-Sensors mit einer Erbium-Konzentration von 775 ppm bei der Absorption eines Teilchens der Energie 5,9 keV. Die quadratische Grundfläche des Sensors hat eine Seitenlänge von 1 mm. Die Höhe des Sensors beträgt  $3 \mu\text{m}$ .

Durch Berücksichtigung der Wärmekapazität der Leitungselektronen, ändert sich die Magnetfeldabhängigkeit des Detektorsignals grundlegend. In Abbildung 2.5 ist die Änderung des magnetischen Moments für einen quaderförmigen Au:Er-Sensor der Größe  $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 3 \mu\text{m}$  mit einer Konzentration von 775 ppm bei der Absorption eines Teilchens der Energie 5,9 keV für zwei verschiedene Temperaturen dargestellt. Für kleine Magnetfelder wächst der in das Spinsystem fließende Energieanteil quadratisch mit  $B$ , so dass das Detektorsignal eine lineare Abhängigkeit in  $B$  zeigt. Bei mittleren Magnetfeldern durchläuft das Detektorsignal ein temperaturabhängiges Maximum. In diesem Maximum entspricht die Wärmekapazität des Spinsystems ungefähr der Wärmekapazität der Leitungselektronen:  $C_Z(B_{\text{max}}, T) = C_{\text{el}}(T)$ . Bei hohen Magnetfeldern fließt fast die gesamte deponierte Energie in das Spinsystem, so dass die Magnetfeldabhängigkeit durch 2.14 gegeben und demnach proportional zu  $1/B$  ist.

### 2.2.3 Au:Er im Modell wechselwirkender magnetischer Momente

Das bislang betrachtete Modell der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen in Gold berücksichtigt zwar die Wechselwirkung der Ionen mit dem Kristallfeld und einem äußeren Magnetfeld, nicht aber deren Wechselwirkung untereinander. Es ist für eine qualitative Beschreibung des Detektorsignals gut geeignet, liefert allerdings keine quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Um diese Übereinstimmung zu erreichen, müssen Wechselwirkungen zwischen den  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen in das Modell aufgenommen werden. Für magnetische Momente in Metallen kommen dabei die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die sog. RKKY-Wechselwirkung<sup>2</sup> und die direkte Austauschwechselwirkung in Frage.

<sup>2</sup>Der Name der Wechselwirkung leitet sich aus den Namen der Physiker M. A. Rudermann, C. Kittel, T. Kasuya und K. Yosida ab, die diesen Mechanismus vorgeschlagen haben.

Da der Radius der  $4f$ -Schale im Vergleich zum Ionenradius klein ist (vgl. Abschnitt 2.2.1), ist der Überlapp der Wellenfunktionen zweier verschiedener Ionen klein. Eine direkte Austauschwechselwirkung zwischen den Ionen kann somit vernachlässigt werden.

### Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zweier paramagnetischer Ionen wird durch einen Zusatzterm im Hamilton-Operator beschrieben, der von den magnetischen Momenten  $\boldsymbol{\mu}_i$  und  $\boldsymbol{\mu}_j$  an den Orten  $\mathbf{r}_i$  bzw.  $\mathbf{r}_j$  abhängt. Aufgrund der Isotropie des Landé-Faktors im  $\Gamma_7$ -Doublett kann er mit Hilfe der Quasi-Spins  $\tilde{\mathbf{S}}_i$  und  $\tilde{\mathbf{S}}_j$  wie folgt dargestellt werden<sup>3</sup>:

$$\mathcal{H}_{ij}^{\text{Dipol}} = \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi}(\tilde{g}\mu_B)^2(2k_F)^3}_{\Gamma_{\text{Dipol}}} \left( \tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j \right) \frac{1 - 3(\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\tilde{\mathbf{S}}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})/(\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j)}{(2k_F r_{ij})^3}. \quad (2.16)$$

Hier steht  $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$  für den Einheitsvektor in Richtung  $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$  und  $r_{ij}$  ist der Abstand zwischen den betrachteten Momenten an den Orten  $\mathbf{r}_i$  und  $\mathbf{r}_j$ . Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist anisotrop und hat auf der hier definierten Längenskala eine Größe von  $\Gamma_{\text{Dipol}} = 0,0343 \text{ eV}$ , die mit zunehmender Entfernung proportional zu  $1/r_{ij}^3$  abnimmt.

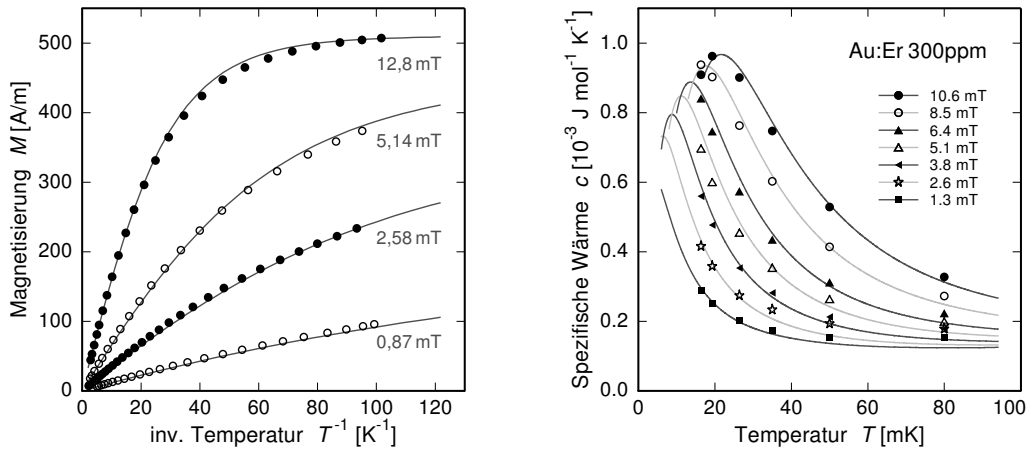
### RKKY-Wechselwirkung

Die RKKY-Wechselwirkung basiert auf der Austauschwechselwirkung der lokalisierten  $4f$ -Elektronen mit den Leitungselektronen des Wirtskristalles Gold. Es handelt sich um eine indirekte Austauschwechselwirkung, die charakteristisch für magnetische Momente in verdünnten paramagnetischen Legierungen ist.

Die Beschreibung der RKKY-Wechselwirkung erfolgt ebenfalls über einen Zusatzterm im Hamilton-Operator. Er setzt sich zusammen aus der Summe der Wechselwirkungsterme für jeweils zwei magnetische Momente  $i$  und  $j$ . Diese können mit Hilfe der effektiven Spins nach [Fle03] wie folgt ausgedrückt werden:

$$\mathcal{H}_{ij}^{\text{RKKY}} = \underbrace{\mathcal{J}^2 \frac{\tilde{g}^2(g_J - 1)^2}{g_J^2} \frac{4V_p^2 m_e^* k_F^4}{(2\pi)^3 \hbar^2}}_{\Gamma_{\text{RKKY}}} (\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j) F(2k_F r_{ij}). \quad (2.17)$$

<sup>3</sup>Hier wurde künstlich der Fermi-Wellenvektor  $k_F = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$  der Leitungselektronen in Gold eingeführt, um den quantitativen Vergleich mit der RKKY-Wechselwirkung zu erleichtern.



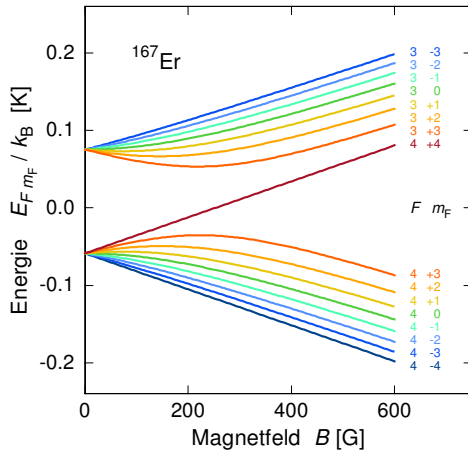
**Abb. 2.6:** Verlauf der Magnetisierung (links) und der spezifischen Wärme (rechts) eines Au:Er-Sensors mit einer Konzentration von 300 ppm für verschiedene Magnetfelder als Funktion der Temperatur. Messwerte sind als Datenpunkte eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien entsprechen numerischen Berechnungen mit Hilfe der Methode der numerischen Diagonalisierung. Als Wechselwirkungsparameter wurde  $\alpha = 5$  angenommen [Fle03].

Die sog. Austauschenergie  $\mathcal{J}$  gibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen den lokalisierten  $4f$ -Elektronen und den Leitungselektronen des Goldkristalles an. Ferner bezeichnet  $V_p$  das Volumen der primitiven Elementarzelle und  $m_e^*$  die effektive Masse eines freien Elektrons in Gold. Zusätzlich zum effektiven Landé-Faktor  $\tilde{g}$  tritt in 2.17 der Landé-Faktor  $g_j$  eines freien  $\text{Er}^{3+}$ -Ions auf. Aufgrund der Kittel-Funktion  $F(\rho) = (\cos \rho - \frac{1}{\rho} \sin \rho) / \rho^3$  zeigt die RKKY-Wechselwirkung oszillierendes Verhalten und fällt proportional zu  $1/r_{ij}^3$  ab. Das gleiche Abstandsverhalten trat in 2.16 auf. Die Stärke der RKKY-Wechselwirkung kann somit durch Einführung eines Wechselwirkungsparameters  $\alpha$  relativ zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung angegeben werden:

$$\alpha := \frac{\Gamma_{\text{RKKY}}}{\Gamma_{\text{Dipol}}}. \quad (2.18)$$

Um die thermodynamischen Größen  $C$ ,  $M$  und  $\partial M / \partial T$  unter Einbeziehung der Wechselwirkungen zu berechnen, wurden in der Vergangenheit verschiedene numerische Methoden entwickelt. Das in dieser Arbeit verwendete Verfahren geht auf J. Schönefeld [Sch00] und A. Fleischmann [Fle03] zurück und bindet die Wechselwirkung auf quantenmechanisch korrekte Art und Weise ein. Für eine detaillierte Beschreibung der sog. *Methode der numerischen Diagonalisierung* sei auf die zitierten Arbeiten verwiesen.

In Abbildung 2.6 sind Messungen der Magnetisierung und der spezifischen Wär-



**Abb. 2.7:** Energieeigenwerte im hyperfein-aufgespaltenen  $\Gamma_7$ -Kramers-Doublett, geordnet nach dem Gesamtdrehimpuls  $F$  und dessen  $z$ -Komponente  $m_F$ .

me für eine Au:Er-Probe mit einer Konzentration von 300 ppm bei verschiedenen Magnetfeldern als Funktion der Temperatur dargestellt. Zusätzlich sind theoretische Kurven eingezeichnet, die mit Hilfe des Verfahrens der numerischen Diagonalisierung berechnet wurden. Für den Wechselwirkungsparameter wurde dabei ein Wert von  $\alpha = 5$  angenommen. In beiden Fällen werden die experimentellen Daten gut durch die berechneten Kurven beschrieben. Die Magnetisierung zeigt für hohe Temperaturen das erwartete Curie-Verhalten und geht bei tiefen Temperaturen in Sättigung, wobei der Sättigungswert gegenüber dem wechselwirkungsfreien Modell erniedrigt ist. Die spezifische Wärme zeigt den erwarteten Verlauf einer Schottky-Anomalie. Die Breite des Maximums ist gegenüber dem wechselwirkungsfreien Fall annähernd verdoppelt. Beide Effekte wirken sich nachteilig auf ein magnetisches Kalorimeter aus und führen zu einer Reduktion des Detektorsignals.

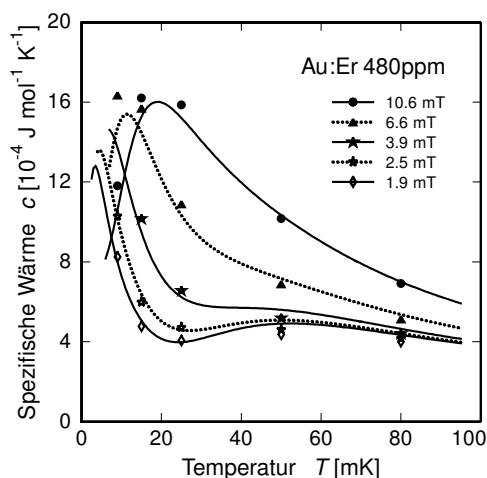
#### 2.2.4 Das Isotop $^{167}\text{Er}$

Erbium in seiner natürlichen Isotopenzusammensetzung liegt in Form von sechs stabilen Isotopen vor. Während fünf dieser Isotope kernspinlos sind, hat das Isotop  $^{167}\text{Er}$  einen Kernspin von  $I = 7/2$  und zeigt damit eine Hyperfeinstruktur. Der Anteil von  $^{167}\text{Er}$  an der natürlichen Isotopenzusammensetzung beträgt 22,9% und ist damit nicht vernachlässigbar. In [Sjö75] wurden  $^{167}\text{Er}$ -Ionen in Gold mit Hilfe von ESR-Messungen<sup>4</sup> untersucht. Die Hyperfeinstrukturkonstante wurde dabei zu  $A/k_B = -0,0335\text{ K}$  und der hyperfeinverstärkte  $g$ -Faktor zu  $g_N = -29$  bestimmt. Mit diesen Werten können die Energieeigenwerte des hyperfeinaufgespaltenen  $\Gamma_7$ -Kramers-Doublett berechnet werden. Abbildung 2.7 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit dieser 16 Energieniveaus. Für kleine Felder existieren zwei Gruppen von Energie-

<sup>4</sup>Abkürzung für Elektronen-Spin-Resonanz.

niveaus mit dem Gesamtdrehimpuls  $F = 4$  bzw.  $F = 3$ , deren Nullfeldaufspaltung mit  $140 \text{ mK} \cdot k_B$  vergleichsweise groß ist.

Die Energieaufnahme der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen entspricht einer Umbesetzung der Energieniveaus zu höheren Energien. Geschieht diese Umbesetzung innerhalb eines der beiden Multipletts, so ist damit eine Änderung der Ausrichtung des magnetischen Moments und damit der Magnetisierung verbunden. Geschieht die Umbesetzung allerdings von dem unteren in das obere Multiplett, so ist damit nicht zwangsläufig eine Magnetisierungsänderung verbunden. Auf diese Weise ist es den  $^{167}\text{Er}$ -Ionen möglich, Energie aufzunehmen ohne zum Signal beizutragen, was zu einer Signalreduktion führt.



**Abb. 2.8:** Messung der spezifischen Wärme einer Au:Er-Probe (480 ppm) als Funktion der Temperatur für fünf verschiedene Magnetfelder. Zur Herstellung der Probe wurde Erbium in natürlicher Isotopenzusammensetzung verwendet.

Abbildung 2.8 zeigt die Temperaturabhängigkeit der gemessenen spezifische Wärme einer Au:Er-Legierung (480 ppm) für fünf verschiedene Magnetfelder. Das magnetfeldabhängige Maximum bei tiefen Temperaturen geht auf die Anregungen innerhalb des Multipletts  $F = 4$  und die kernspinlosen Erbium-Isotope zurück. Das magnetfeldunabhängige Maximum bei  $T \approx 55 \text{ mK}$  stammt von Anregungen zwischen den beiden Multipletts des Isotops  $^{167}\text{Er}$  und dominiert in diesem Temperaturbereich die Wärmekapazität. Durch die zusätzlich auftretende Wärmekapazität wird die Signalgröße erheblich reduziert.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Sensoren auf dem verwendeten Detektor mikrostrukturiert. Das hierfür zur Verfügung stehende Sputter-Target liegt in der natürlichen Isotopenzusammensetzung vor. Für den Vergleich von Experiment und Theorie muss somit das Isotop  $^{167}\text{Er}$  berücksichtigt werden.

### 2.2.5 Einfluss des Kernspins von Gold auf das Detektorsignal

In der bisherigen Diskussion des Sensormaterials wurde gezeigt, dass die Wärmekapazität der verwendeten Au:Er-Legierungen durch die Systeme der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen



und der Leitungselektronen des Wirtskristalles Gold beschrieben werden kann. Untersuchungen des Thermalisierungsverhaltens von Au:Er-Sensoren ([Fle98], [Gör01]) zeigen allerdings die Existenz eines weiteren thermodynamischen Systems. Dieses macht sich bei tiefen Temperaturen in Form einer zusätzlichen, kurzen Zeitkonstante im Abklingverhalten des Detektorsignals bemerkbar. Messungen zeigen einerseits, dass diese Zeitkonstante temperaturunabhängig ist und linear mit dem äußeren Magnetfeld anwächst [Ens02], und andererseits, dass die mit diesem System verbundene Wärmekapazität die gleiche Größenordnung wie die Wärmekapazität der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen hat. Zusammen mit der Beobachtung einer verhältnismäßig großen Wärmekapazität von Au:Er bei Temperaturen unter 1 mK [Her00] lässt sich vermuten, dass die zusätzliche Wärmekapazität durch das Kernquadrupolmoment des Wirtsmaterials Gold<sup>5</sup> verursacht wird.  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen in der Nähe der Goldkerne erzeugen elektrische Feldgradienten und können damit eine Quadrupolaufspaltung bewirken. Eine Folge dieser Aufspaltung ist eine zusätzliche Wärmekapazität. Untersuchungen des Thermalisierungsverhaltens von Ag:Er zeigen keine zusätzliche Wärmekapazität [Gör01] und untermauern damit die aufgestellte Vermutung, dass die Kernquadrupolmomente von Gold für die zusätzliche Wärmekapazität verantwortlich sind, weil die zwei natürlich vorkommenden Silber-Isotope  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$  einen Kernspin von  $I = 1/2$  und damit kein Quadrupolmoment haben.

## 2.3 Energieauflösung magnetischer Kalorimeter

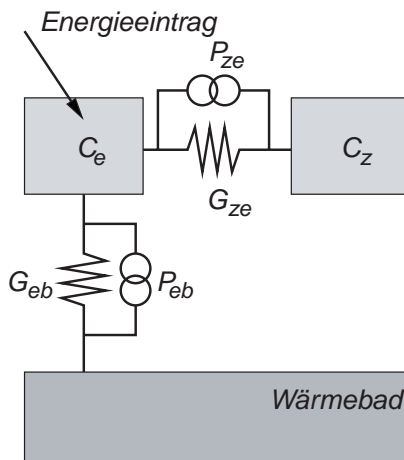
Bei der Entwicklung magnetischer Kalorimeter stellt sich zwangsläufig die Frage, welche Energieauflösung  $\Delta E$  erzielt werden kann und ob diese auf fundamentale Art und Weise limitiert ist. Während äußere Störungen, wie elektromagnetisches Übersprechen, mechanische Schwingungen oder Instabilitäten der Arbeitstemperatur, von der Sorgfalt beim Aufbau des Detektors abhängen und im Allgemeinen klein gehalten werden können, existieren drei weitere, intrinsische Rauschquellen, die die Energieauflösung beeinflussen könnten. Diese sind die thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den verschiedenen Subsystemen des Detektors (Abschnitt 2.3.1), das magnetische Johnson-Rauschen metallischer Detektorkomponenten (Abschnitt 2.3.2) und das intrinsische Flussrauschen des verwendeten SQUID-Magnetometers (Abschnitt 3.2.2).

---

<sup>5</sup>Gold kommt in der Natur ausschließlich in Form des Isotopes  $^{197}\text{Au}$  mit einem Kernspin von  $I = 3/2$  vor. Das zugehörige Quadrupolmoment hat einen Wert von  $Q = (547 \pm 16)$  mb [Pow74].

### 2.3.1 Thermodynamische Energiefluktuationen

Für die Diskussion des Einflusses thermodynamischer Energiefluktuationen auf die Energieauflösung eines metallisch magnetischen Kalorimeters bietet sich das in Abbildung 2.9 gezeigte thermodynamische Modell an. Es beschreibt den Detektor als ein kanonisches Ensemble mit zwei Subsystemen. Diese repräsentieren einerseits das Zeeman-System mit der Wärmekapazität  $C_Z$  und andererseits das System der Leitungselektronen mit der Wärmekapazität  $C_{el}$ . Beide Systeme sind über die thermische Kopplung  $G_{ze}$  miteinander verbunden. Das System der Leitungselektronen ist ferner über die Kopplung  $G_{eb}$  mit einem Wärmebad der Temperatur  $T$  verbunden. Parallel zu beiden Kopplungen sind thermische Rauschquellen<sup>6</sup>  $P_{ze}$  und  $P_{eb}$  eingezeichnet.



**Abb. 2.9:** Modell eines magnetischen Kalorimeters mit zwei Subsystemen, dem Zeeman-System mit der Wärmekapazität  $C_Z$  und dem System der Leitungselektronen mit der Wärmekapazität  $C_{el}$ . Die Größen  $P_{ze}$  und  $P_{eb}$  stellen fluktuierenden Wärmefluss zwischen den jeweiligen Subsystemen dar.

In [Fle03] wird gezeigt, dass die zeitliche Entwicklung der Temperaturen beider Subsysteme durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen beschrieben werden kann. Aus diesen Gleichungen lässt sich das Leistungsspektrum der Energiefluktuationen des Zeeman-Systems ableiten. Für den Fall  $0,1 < C_Z/C_{el} < 10$  erhält man

$$S_{Ez} = k_B C_Z T^2 \left( (1 - \beta) \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi\tau_0 f)^2} + \beta \frac{4\tau_1}{1 + (2\pi\tau_1 f)^2} \right), \quad (2.19)$$

wobei  $\beta \simeq C_Z/(C_Z + C_{el})$  den relativen Anteil der Wärmekapazität des Zeeman-Systems an der Gesamtwärmekapazität angibt. Ferner repräsentieren  $\tau_0$  und  $\tau_1$  die charakteristischen Zeitkonstanten des Systems, die sowohl von den thermischen Leitfähigkeiten als auch den Wärmekapazitäten der Subsysteme abhängen.

In dem hier diskutierten Modell ist der zeitliche Verlauf des Detektorsignals, d.h. der Energieinhalt des Zeeman-Systems, durch  $E_Z = E_0 \cdot p(t)$  mit der Punktantwort-

<sup>6</sup>Als thermische Rauschquellen werden in dieser Arbeit Fluktuationen des Wärmeflusses durch thermische Kopplungen verstanden. Ihr Leistungsspektrum kann analog dem Nyquist-Rauschen zu  $S_{P_{ez}/P_{eb}} = 4k_B T^2 G_{ez/eb}$  berechnet werden.

funktion  $p(t) = \beta(-e^{-t/\tau_0} + e^{-t/\tau_1})$  gegeben. Hierbei bezeichnet  $\tau_0$  die Anstiegszeit und  $\tau_1$  die Abfallszeit des Signals. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Frequenzraum zu berechnen, benötigt man den Absolutwert der auf positive Frequenzen eingeschränkten Fouriertransformation der Punktantwortfunktion. Man erhält:

$$|\tilde{p}(f)| \simeq \frac{2\beta\tau_1}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau_0)^2}\sqrt{1 + (2\pi f\tau_1)^2}} \quad (2.20)$$

Zusammen mit dem Leistungsspektrum aus Gleichung 2.19 kann hieraus eine Näherung für die Energieauflösung des Detektors berechnet werden [Fle05]:

$$\Delta E_{\text{FWHM}} \simeq 2,35\sqrt{4k_{\text{B}}C_{\text{el}}T^2} \left( \frac{1}{\beta(1-\beta)} \frac{\tau_0}{\tau_1} \right)^{1/4}. \quad (2.21)$$

Anhand dieser Gleichung lassen sich drei wichtige Aussagen zur erreichbaren Energieauflösung ableiten:

- Die Energieauflösung eines magnetischen Kalorimeters ist aufgrund der endlichen Signalanstiegszeit  $\tau_0$  auf endliche Werte begrenzt und damit fundamental limitiert.
- Die Energieauflösung ist maximal für den Fall, dass die Wärmekapazität des Zeeman-Systems gleich der Wärmekapazität der Leitungselektronen ist.
- Die Energieauflösung wird umso besser, je kleiner die Anstiegszeit  $\tau_0$ , und je größer die Abfallszeit  $\tau_1$  des Signals ist. Die Anstiegszeit ist allerdings durch die Spin-Elektron-Relaxationszeit  $\tau_{\text{K}}$  des Sensormaterials und die Abfallszeit durch die für das Experiment benötigte Rate beschränkt.

### 2.3.2 Magnetisches Johnson-Rauschen

Metallisch magnetische Kalorimeter bestehen, wie der Name bereits verdeutlicht, u.a. aus metallischen und damit elektrisch leitenden Komponenten. Zu diesen zählen die verwendeten Au:Er-Sensoren, die Absorber, aber auch die häufig aus Kupfer oder Messing gefertigten Experimenthalter, die als Wärmebad für die eingesetzten Detektoren dienen und guten thermischen Kontakt zum Kryostaten aufweisen müssen. Die Verwendung metallischer Komponenten ermöglicht ein schnelles Thermalisierungsverhalten und somit einen schnellen Signalverlauf, verursacht allerdings auch das Auftreten einer zusätzlichen Rauschquelle, dem sog. magnetischen Johnson-Rauschen. Thermisch angeregt führen die Elektronen innerhalb des Metalls ungerichtete und voneinander unabhängige Bewegungen aus. Mit diesen Bewegungen sind zeitlich fluktuierende Magnetfelder verbunden, die ein Rauschen des magnetischen Flusses im

Magnetometer bewirken. Dieses Rauschen wirkt negativ auf die erreichbare Energieauflösung aus.

Ein möglicher Ausgangspunkt zur quantitativen Beschreibung des magnetischen Johnson-Rauschens ist durch die Brown'sche Bewegung der Elektronen im Metall gegeben. Mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen können aus dieser Bewegung die Magnetfeldfluktuationen und damit das magnetische Flussrauschen berechnet werden. Als alternativer Ausgangspunkt kann, wie in [Har68] angedeutet, das Reziprozitätstheorem verwendet werden. Hierbei geht man von einem Wechselstrom in der Detektionsschleife aus. Dieser verursacht in benachbarten Metallen Wirbelströme, die zu ohmschen Verlusten führen. Der Detektionsschleife kann somit ein frequenzabhängiger Widerstand  $R(\omega)$  zugeordnet werden. Über das Fluktuations-Dissipations-Theorem kann dann die spektrale Dichte des Spannungsrauschens  $S_U = 4k_B T R(\omega)$  in der Detektionsspule und hieraus das magnetische Flussrauschen  $\sqrt{S_\Phi} = \sqrt{S_U}/\omega$  berechnet werden<sup>7</sup>.

Intuitiv ist klar, dass das magnetische Johnson-Rauschen  $S_\Phi$  proportional mit der thermischen Energie  $k_B T$  der Elektronen, der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  des Metalls sowie mit dessen Volumen zunimmt. Mit diesen Proportionalitäten erhält man für das gemessene Rauschen  $\sqrt{S_\Phi}$  den folgenden Zusammenhang:

$$\sqrt{S_\Phi} = \mu_0 \mathcal{C} \sqrt{\sigma k_B T V}, \quad (2.22)$$

wobei die Proportionalitätskonstante  $\mathcal{C}$  von der betrachteten Geometrie der Detektionsschleife und der metallischen Komponente abhängt und mit den oben diskutierten Methoden numerisch berechnet werden kann. Für die in dieser Arbeit verwendete Mäandergeometrie findet man bei optimal gewählter Sensorhöhe einen Wert von  $\mathcal{C} \approx \sqrt{0.02}$  [Fle05]. Weitere Ausdrücke, mit denen die Beiträge des Absorbers oder des Experimenthalters berechnet werden können, sind z.B. in [Fle03] zu finden.

Um ein Gefühl für die Größenordnung des magnetischen Johnson-Rauschens zu erhalten, wird im Folgenden die Größe des Rauschbeitrages für den in dieser Arbeit verwendeten Au:Er-Sensor mit einer Größe von  $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 3 \mu\text{m}$  und einer Erbium-Konzentration von 775 ppm berechnet. Der spezifische Widerstand von verdünnten Au:Er-Legierungen bei Temperaturen unter 4 K ist durch  $\rho = x 6,7 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$  gegeben und steigt linear mit der Erbium-Konzentration an [Ara66]. Bei einer Temperatur von  $T = 50 \text{ mK}$  ergibt sich damit für das magnetische Johnson-Rauschen des Sensors ein Wert von  $\sqrt{S_\Phi} = 1,71 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ .

---

<sup>7</sup>Aus dem Induktionsgesetz  $U = -\dot{\Phi}$  erhält man für die über der Detektionsspule abfallende Spannung den Zusammenhang  $U(\omega) = \omega\Phi(\omega)$ , wobei  $\Phi(\omega)$  den magnetischen Fluss durch die Detektionsspule bezeichnet.

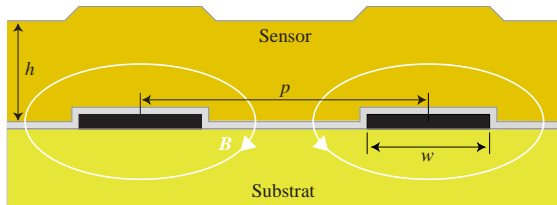
## 2.4 Grundlagen der Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule

In der bisherigen Diskussion des Detektorsignals wurde die Änderung  $\delta m$  des magnetischen Moments des Sensors bei gegebenem Energieeintrag betrachtet. In dieser geometrieunabhängigen Betrachtungsweise ist es allerdings nicht möglich, die Signalgröße  $\delta\Phi/\delta E$ , d.h. die Änderung des magnetischen Flusses pro Energieeintrag, quantitativ zu berechnen, da sie neben den thermodynamischen Eigenschaften des Sensors auch von der Geometrie des Detektors abhängt.

In früheren Arbeiten wurde eine Reihe verschiedener Geometrien verwendet, die den Bedürfnissen der jeweiligen Anwendung angepasst waren. Die in der Einleitung vorgestellte Untersuchung der dissoziativen Rekombination an kryogenen Ionen-Speicherringen erfordert große Detektionsflächen bei moderater Energieauflösung. Wie in [Bur04] gezeigt wurde, können derartige Anforderungen durch mäanderförmige Detektionsschleifen mit planaren Sensoren erfüllt werden.

### 2.4.1 Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule

Abbildung 2.10 zeigt einen Schnitt durch eine mäanderförmige Detektionsspule. Die Streifen der Detektionsschleife bestehen aus einem supraleitenden Material, typischerweise Niob, und sind durch eine dünne nichtleitende Schicht, z.B.  $\text{SiO}_2$ , vom darüberliegenden Sensor der Höhe  $h$  isoliert. Zwei charakteristische Größen für eine solche Struktur sind die Breite der Mäanderstreifen  $w$  sowie der Mitte-zu-Mitte-Abstand  $p$ , der den Abstand der Mitten zweier benachbarter Streifen angibt.

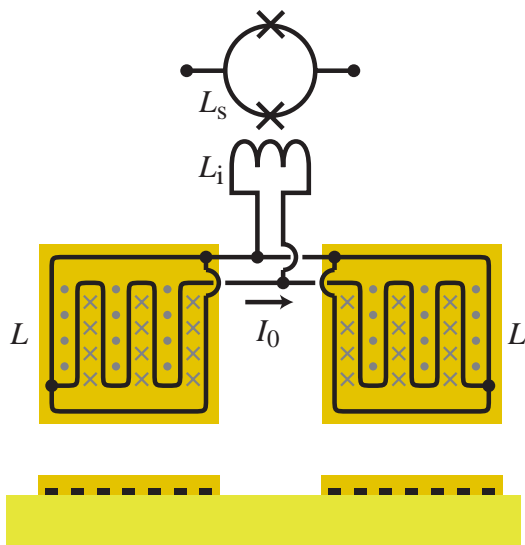


**Abb. 2.10:** Schematischer Schnitt durch eine mäanderförmige Detektionsspule.

Im Gegensatz zu anderen Geometrien wird bei der mäanderförmigen Geometrie das Magnetfeld, das für die Ausrichtung der Spins im Sensor notwendig ist, vorzugsweise durch einen in der Detektionsschleife präparierten Dauerstrom  $I_0$  erzeugt<sup>8</sup>. Das aus diesem Strom resultierende Magnetfeld ist hochgradig inhomogen und fällt in vertikaler Richtung annähernd exponentiell ab. Dies gewährleistet einen hohen Füllfaktor<sup>9</sup> und ermöglicht z.B. den Einsatz supraleitender Absorber mit niedrigem kritischem

<sup>8</sup>Eine mögliche Vorgehensweise, einen Dauerstrom in der Detektionsschleife zu präparieren, wird im Abschnitt 3.3.2 vorgestellt.

<sup>9</sup>Der Füllfaktor gibt den Anteil der magnetischen Feldenergie an, der den Sensor durchsetzt.



**Abb. 2.11:** Schematische Darstellung der verwendeten mäanderförmigen Geometrie.

Feld [Hau06]. Allerdings führt die Inhomogenität des Magnetfeldes zu einer breiten Magnetfeldverteilung (siehe Abschnitt 2.4.2), die in einer Verbreiterung des Signalmaximums und dadurch in einer Reduktion des maximalen Signals resultiert.

Prinzipiell können Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule auf verschiedene Weise realisiert werden. Abbildung 2.11 zeigt eine schematische Darstellung der in dieser Arbeit verwendeten Umsetzung. Es handelt sich hierbei um einen transformatorgekoppelten Aufbau mit zwei parallel geschalteten Mäandern, deren Zuleitungen derart angeordnet sind, dass das magnetische Johnson-Rauschen in der Detektionsschleife auf ein Minimum reduziert ist [Fle05].

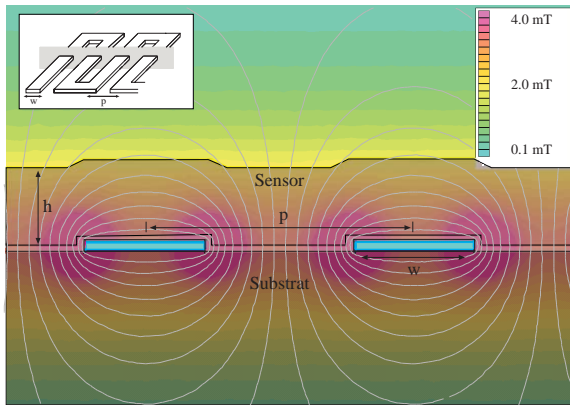
## 2.4.2 Magnetfeldverteilung

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt wurde, ist das durch einen Dauerstrom in der Detektionsspule erzeugte Magnetfeld sowohl in Bezug auf seine Richtung als auch auf seinen Betrag hochgradig inhomogen. Da die Magnetfeldverteilung im Sensor nicht analytisch berechnet werden kann, müssen numerische Methoden verwendet werden. Hier bietet sich die sog. Finite-Elemente-Methode an. Die Idee dieser Methode besteht darin, das Lösungsgebiet in eine große Zahl kleiner Teilgebiete zu zerlegen und auf diesen Gebieten Ansatzfunktionen zu definieren. Über die das Problem definierenden Gleichungen kann dann ein Gleichungssystem aufgestellt werden, mit dessen Hilfe eine näherungsweise Lösung abgeleitet werden kann.

Das Programm FEMM<sup>10</sup> verwendet eine solche Finite-Elemente-Methode, um magnetostatische oder elektrostatische Probleme zu lösen. Es wurde daher im Rahmen

<sup>10</sup>FEMM: **F**inite **E**lement **M**ethod **M**agnetics (Version 4.0) von David Meeker, Freeware, <http://femm.foster-miller.net>.

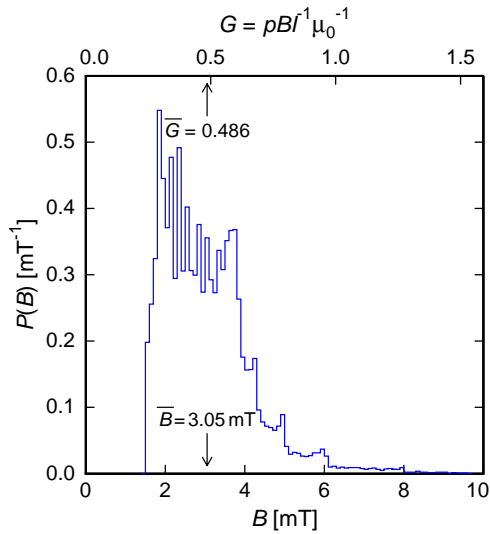
dieser Arbeit zur Bestimmung der Magnetfeldverteilung eingesetzt. Für die Berechnung wurde angenommen, dass die Detektionsspule supraleitend ist und sich perfekt diamagnetisch verhält. Da FEMM nur quasi-zweidimensionale Probleme lösen kann, wurde angenommen, dass die Streifen des Mäanders unendlich lang sind und abwechselnd von den Strömen  $+I_0$  und  $-I_0$  durchflossen werden. Aufgrund der im Vergleich zur lateralen Ausdehnung des Mäanders geringen Strukturbreite  $w$  wurden ferner nur zwei Mäanderstreifen mit periodischen Randbedingungen simuliert. Die hierbei nicht berücksichtigten Ränder der Mäander spielen aber aufgrund deren lateraler Ausdehnung nur eine untergeordnete Rolle und können daher vernachlässigt werden. Bei der Berechnung der Magnetfeldverteilung wurde weiterhin der über dem Mäander befindliche Au:Er-Sensor nicht berücksichtigt, da die magnetische Suszeptibilität von Au:Er bei den verwendeten Erbium-Konzentrationen und Temperaturen klein ist ( $\chi < 0,05$ ).



**Abb. 2.12:** Numerisch berechnete Feldverteilung für einen Mäander. Die Strukturbreite beträgt  $4,25 \mu\text{m}$  und der Mitte-zu-Mitte-Abstand  $10 \mu\text{m}$ . Durch den Mäander fließt ein Strom von  $50 \text{ mA}$ .

Abbildung 2.12 zeigt die berechnete Magnetfeldverteilung eines Mäanders mit einer Strukturbreite von  $4,25 \mu\text{m}$  und einem Mitte-zu-Mitte-Abstand von  $10 \mu\text{m}$ . Der Strom im Mäander beträgt  $I_0 = 50 \text{ mA}$ . Da das Magnetfeld an einem beliebigen Ort  $\mathbf{r}$  proportional zum eingefrorenen Strom  $I_0$  ist, kann die Verteilung des Magnetfeldes für beliebige andere Ströme durch einfache Skalierung ermittelt werden.

Wie sich im Verlauf der späteren Diskussion zeigen wird, kann das Detektorsignal entweder direkt aus der Ortsabhängigkeit des Magnetfeldes oder aus dessen Häufigkeitsverteilung  $P(B)$  berechnet werden. Hierbei gibt  $P(B) dB$  die Häufigkeit an, mit der im Sensorvolumen ein Magnetfeld vom Betrag  $B$  im Intervall  $[B, B+dB]$  auftritt. Abbildung 2.13 zeigt diese Verteilung für einen Au:Er-Sensor der Höhe  $h = 3,6 \mu\text{m}$ , der sich direkt über dem oben betrachteten Mäander befindet. Der Betrag des mittleren Magnetfeldes im Sensor nimmt einen Wert von  $\bar{B} = 3,05 \text{ mT}$  an. Die Bedeutung des ebenfalls eingezeichneten Geometriefaktors  $G$  wird sich im nächsten Abschnitt erschließen.



**Abb. 2.13:** Häufigkeitsverteilung des Magnetfeldes für einen Mäander mit einer Strukturbreite von  $4,25 \mu\text{m}$  und einem Mitte-zu-Mitte-Abstand von  $10 \mu\text{m}$ . Durch den Mäander fließt ein Strom von  $50 \text{ mA}$ . Die Höhe des Sensors beträgt  $3,6 \mu\text{m}$ .

### 2.4.3 Berechnung der Signalgröße

Als Ausgangspunkt der Diskussion der Signalgröße wird zunächst eine paramagnetische Probe betrachtet, die sich im Inneren einer kreisförmigen Leiterschleife mit Radius  $r$  befindet. Eine Änderung  $\delta m$  des magnetischen Moments dieser Probe resultiert in einer Änderung des magnetischen Flusses durch die Leiterschleife, welche durch

$$\delta\Phi = \mu_0 \frac{G}{r} \delta m \quad (2.23)$$

gegeben ist. Hier bezeichnet  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$  die magnetische Permeabilität des Vakuums und  $G$  den bereits im vorherigen Abschnitt erwähnten Geometriefaktor. Dieser stellt ein Maß für die Kopplung zwischen der Probe und der Detektionsschleife dar und hängt von der genauen Anordnung dieser beiden Komponenten ab. Für eine kleine Probe in einer großen kreisförmigen Leiterschleife ist der Geometriefaktor analytisch berechenbar und beträgt  $G = 1/2$  [Fle98].

Für Detektoren mit einer mäanderförmigen Detektionsspule bietet sich formal ein äquivalenter Ansatz zu Gleichung 2.23 an:

$$d(\delta\Phi) = \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \delta M(\mathbf{r}) dV, \quad (2.24)$$

wobei  $d(\delta\Phi)$  die Flussänderung im Mäander beschreibt, die von einer Änderung des magnetischen Moments  $\delta M(\mathbf{r}) dV$  im Volumenelement  $dV$  am Ort  $\mathbf{r}$  verursacht wird. In dieser Darstellung ist berücksichtigt, dass das Magnetfeld inhomogen ist und der



Geometriefaktor  $G$  daher nicht als Mittelwert über das gesamte Sensorvolumen angesehen werden kann. Nach [Bur04] existiert allerdings ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Geometriefaktor  $G$  und dem Betrag des Magnetfeldes  $B$ , mit dessen Hilfe bei bekannter Magnetfeldverteilung die Ortsabhängigkeit des Geometriefaktors berechnet werden kann:

$$B(\mathbf{r}) = \mu_0 G(\mathbf{r}/p) \frac{I_0}{p}. \quad (2.25)$$

Hierbei bezeichnet  $I_0$  den in der Detektionsschleife fließenden Dauerstrom und  $p$  den Mitte-zu-Mitte-Abstand.

Durch Verknüpfung der Gleichungen 2.2, 2.24 und 2.25 mit anschließender Integration über das gesamte Sensorvolumen  $V$  erhält man für die Signalgröße pro Energieeintrag einer mäanderförmigen Geometrie die folgende Beziehung:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial E} = \frac{1}{C_{\text{abs}} + \int_V c_{\text{sens}}(\mathbf{r}) d^3 r} \int_V \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \frac{\partial M(B(\mathbf{r}, t))}{\partial T} d^3 r, \quad (2.26)$$

wobei  $c_{\text{sens}}$  die spezifische Wärme des Sensors pro Volumen bezeichnet. Berücksichtigt man, dass die Wärmekapazität sowie die Magnetisierung magnetfeldabhängige Größen sind, bietet es sich an, anstatt über das Volumen über die oben berechnete Magnetfeldverteilung  $P(B)$  zu integrieren. Mit der Definition

$$\langle X \rangle = \int P(B) X dB \quad (2.27)$$

kann Gleichung 2.26 wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{\delta \Phi}{\delta E} = \frac{V}{C_{\text{abs}} + V \langle c_{\text{sens}} \rangle} \left\langle \mu_0 \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle, \quad (2.28)$$

wobei der Geometriefaktor  $G = G(B)$  ebenfalls vom Betrag des räumlich variierenden Magnetfeldes  $B$  abhängig ist.

#### 2.4.4 Flussänderung im SQUID-Magnetometer

Wie oben bereits erwähnt, handelt es sich bei dem verwendeten Detektor um einen transformatorgekoppelten Aufbau mit zwei symmetrischen Mäandern, die parallel geschaltet sind. Der transformatorgekoppelte Aufbau erlaubt eine Trennung von SQUID-Magnetometer und Detektionsspule. Hierdurch können thermische Einflüsse des SQUID-Magnetometers auf die Sensoren gering gehalten werden.

Ein Energieeintrag  $\delta E$  in einen der über den beiden Mäandern befindlichen Sensoren resultiert gemäß Gleichung 2.28 in einer Änderung des magnetischen Flusses  $\delta\Phi$  in der Detektionsspule. Diese Flussänderung wird über eine parallel zu den Mäandern angebrachte Einkoppelspule auf das Detektor-SQUID übertragen. Die gemessene Flussänderung  $\delta\Phi_S$  im Detektor-SQUID hängt dann von der Induktivität  $L_M$  eines Mäanders, der Induktivität  $L_{in}$  der Einkoppelspule, der Induktivität  $L_w$  der zur elektrischen Kontaktierung verwendeten Bonddrähte und der Gegeninduktivität  $M_{is} = k\sqrt{L_{in}L_S}$  zwischen Detektor-SQUID und Einkoppelspule ab. Hierbei bezeichnet  $L_S$  die Induktivität des Detektor-SQUIDs.

Ausgehend von der Erhaltung des magnetischen Flusses wurde in [Bur04] der durch die Einkoppelspule fließende Strom berechnet, wenn eine magnetische Flussänderung in der Detektionsschleife erfolgt. Bei dieser Berechnung wurde angenommen, dass das magnetische Übersprechen zwischen beiden Sensoren aufgrund des großen räumlichen Abstandes beider Mäander vernachlässigt werden kann. Für den so berechneten Strom gilt:

$$\delta I = \frac{\delta\Phi}{L_D + 2(L_{in} + L_w)}. \quad (2.29)$$

Die im Detektor-SQUID gemessene Flussänderung  $\delta\Phi_S$  ergibt sich dann durch Multiplikation dieses Stromes mit der Gegeninduktivität  $M_{is}$  zwischen SQUID und Einkoppelspule:

$$\delta\Phi_S = M_{IS}\delta I = \frac{k\sqrt{L_{in}L_S}}{L_M + 2(L_{in} + L_w)}\delta\Phi. \quad (2.30)$$

Die Induktivität  $L_M$  eines Mäanders kann mit numerischen Methoden berechnet werden. Für den Fall, dass Randeffekte vernachlässigbar sind, ergibt sich nach [Fle05] der einfache Zusammenhang

$$L_M = l\mu_0\frac{A}{p}. \quad (2.31)$$

Hierbei bezeichnet  $A$  die Fläche des Mäanders und  $l$  ist ein dimensionsloser Faktor, der vom Verhältnis  $w/p$  abhängt. Für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektor ( $w/p = 0,5$ ) nimmt er einen Wert von  $l = 0,220$  an. Die Induktivität des Mäanders ergibt sich damit zu  $L_M = 27,6$  nH. Die Induktivität der Einkoppelspule bzw. der Bonddrähte betragen  $L_{in} = 4,5$  nH bzw.  $L_w = 4,2$  nH, während die Gegeninduktivität zwischen Einkoppelspule und dem verwendeten Detektor-SQUID einen Wert von  $M_{is} = 0,345$  nH hat. Folglich wird nur etwa 0,8 % der ursprünglichen Flussänderung  $\delta\Phi$  im Detektor-SQUID registriert. Dieser „Signalverlust“ wird zum einen

dadurch verursacht, dass die Induktivität  $L_S$  des Detektor-SQUIDs viel kleiner als die Induktivität  $L_M$  des Mäanders ist, und zum anderen dass die Induktivität  $L_{in}$  der Einkoppelspule des Detektor-SQUIDs nicht an die Induktivität des Mäanders angepasst ist<sup>11</sup>.

Zum Abschluss dieses Abschnitts soll die gradiometrische Wirkung der beiden parallel geschalteten Mäander erläutert werden. Wäre nur ein Mäander mit einem Sensor versehen, so würden Fluktuationen der Substrattemperatur dazu führen, dass die Temperatur des Sensors schwankt. Diese Schwankungen würden im Detektor-SQUID als Fluktuationen des magnetischen Flusses und damit als zusätzlicher Rauschanteil registriert, der die Energieauflösung des Detektors beeinträchtigt. Werden im Gegensatz beide Mäander mit einem Sensor versehen und geht man von einem symmetrischen Aufbau der Mäander und der Sensoren aus, so führen Schwankungen, die das gesamte Substrat betreffen, zu identischen Flussänderungen in beiden Sensoren. Folglich werden in der Detektionsspule gleiche Ströme induziert, die entweder beide im oder gegen den Uhrzeigersinn fließen. Wendet man nun die Kirchhoffsche Knotenregel auf die Knoten der Einkoppelspule an, so erkennt man, dass kein Strom durch die Einkoppelspule fließt und somit der durch Temperaturfluktuationen hervorgerufene Rauschanteil stark reduziert werden kann.

#### 2.4.5 Optimierung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses

Die erreichbare Energieauflösung eines magnetischen Kalorimeters hängt weniger von der eigentlichen Signalgröße, sondern vielmehr von dessen Signal-zu-Rausch-Verhältnis  $S$  ab. Da das Flussrauschen  $\sqrt{S_\Phi}$  proportional zur Wurzel der Induktivität der Detektionsspule ist [Fle05], bietet sich hierfür folgende Definition an:

$$S = \frac{\delta\Phi/\delta E}{\sqrt{L_M}} \quad (2.32)$$

Eine Maximierung der Energieauflösung kann durch Optimierung von  $S$  erfolgen. Berücksichtigt man, dass die Flussänderung pro Energieeintrag für einen Detektor mit mäanderförmiger Detektionsspule durch Gleichung 2.28 gegeben ist, so erhält man für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis den folgenden Zusammenhang:

$$S = \sqrt{\frac{\mu_0}{l}} \frac{h\sqrt{A/p}}{C_{abs} + Ah\langle c_{sens} \rangle} \left\langle G \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle. \quad (2.33)$$

<sup>11</sup>In [Fle05] wird gezeigt, dass eine optimale Kopplung zwischen Einkoppelspule und Detektionsspule im Fall  $L_M = 2L_{in}$  vorliegt. In diesem Fall ist die Flussänderung im Detektor-SQUID um den Faktor  $\frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{L_S/L_M}$  reduziert.

Hier kennzeichnet  $h$  die Höhe und  $A$  die Fläche des Sensors. Nach dieser Gleichung ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis eine Funktion von insgesamt neun Parametern:

$$S = S(C_{\text{abs}}, g, \alpha, T, x, \bar{B}, A, \xi, w/p). \quad (2.34)$$

Die für einen Detektor charakteristischen Parameter  $w/p$  und  $\xi = h/p$  können unabhängig von den verwendeten Materialien und der Arbeitstemperatur optimiert werden. Als optimale Werte erhält man  $w/p = 0,425$  und  $\xi = 0,36$  [Fle05]. Für eine weitere Optimierung wurde in [Fle05] eine feste Arbeitstemperatur und eine feste Wärmekapazität des Absorbers angenommen. Mit der Wahl von Au:Er als Sensormaterial werden gleichzeitig auch der  $g$ -Faktor und die Stärke  $\alpha$  der RKKY-Wechselwirkung festgelegt. Die Konzentration der Erbium-Ionen  $x$  ist durch das zur Verfügung stehende Sensormaterial gegeben. Als zu optimierende Parameter verbleiben somit die Fläche  $A$  und die Wärmekapazität  $Ah\langle c_{\text{sens}} \rangle$  des Sensors. Aus der Optimierungsrechnung erhält man für das optimale Verhältnis der Wärmekapazitäten  $Ah\langle c_{\text{sens}} \rangle / C_{\text{abs}} = 1$  und für die optimale Fläche

$$A_{\text{opt}} = \frac{C_{\text{abs}}}{h\langle c_{\text{sens}} \rangle}. \quad (2.35)$$

Es existiert demnach ein optimales Sensorvolumen, wobei die optimale Fläche des Mäanders variabel ist und damit an die jeweilige Anwendung angepasst werden können. Diese Tatsache erlaubt die Verwendung großflächiger Detektoren, wie sie für die in der Einleitung vorgestellte Anwendung notwendig sind.

In der durchgeführten Optimierungsrechnung wird von einer gegebenen Wärmekapazität  $C_{\text{abs}}$  des Absorbers ausgegangen. Für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektor wurde jedoch zunächst auf einen Absorber verzichtet. Dennoch wurden die oben genannten Parameter unter Annahme einer gegebenen Absorberwärmekapazität optimiert, da mit dem hier entwickelten Detektor-Chip u.a. auch ein Projekt zur Messung der absoluten Aktivität von  $^{36}\text{Cl}$ -Proben geplant ist. Für eine solche Messung ist, wie in [Rot07] gezeigt, ein Absorber mit großer Wärmekapazität notwendig.

## 3. Experimentelle Methoden

### 3.1 Erzeugung tiefer Temperaturen

Im Verlauf der bisherigen Diskussion wurde bereits erwähnt, dass die für den Einsatz der Detektoren notwendige Betriebstemperatur im Bereich von 10 mK bis 100 mK liegt. Dieser Temperaturbereich ist heutzutage durch den Einsatz verschiedener Kühlmethoden mit vertretbarem Aufwand erreichbar. Einen Überblick über die eingesetzten Methoden findet man beispielsweise in [Ens05] oder [Pob96].

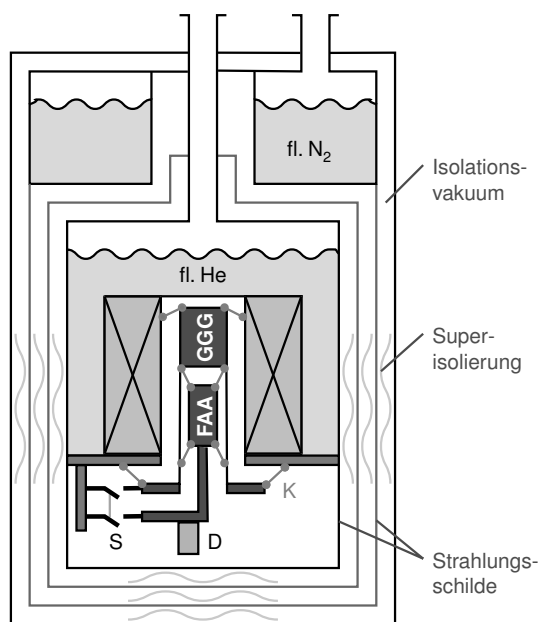
Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Erzeugung der notwendigen Betriebstemperatur ein Adiabatischer Elektronenspin-Entmagnetisierungskryostat (ADR-Kryostat<sup>1</sup>) verwendet. Zentraler Bestandteil eines solchen Kryostaten ist ein paramagnetisches Salz, welches zunächst an ein Wärmebad der Temperatur  $T_i$  gekoppelt ist und sich mit diesem im thermischen Gleichgewicht befindet. Das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes  $B_i$  führt gemäß dem Zeeman-Effekt zu einer Aufspaltung der entarteten Energiezustände. Wird die Aufspaltung  $g\mu_B B_i$  dieser Zustände größer als die thermische Energie  $k_B T$ , so nehmen die magnetischen Momente des Salzes den energetisch günstigsten Zustand ein. Dadurch erniedrigt sich deren Entropie und die Wärmemenge  $\Delta Q = T_i(S(0, T_i) - S(B_i, T_i))$  wird an das Wärmebad abgegeben. Nach Erreichen des maximalen Feldes wird das paramagnetische Salz thermisch vom Wärmebad isoliert und die adiabatische Entmagnetisierung wird gestartet. Da keine Energie vom Wärmebad zurückfließen kann, ändern sich die Energiezustände der magnetischen Momente zunächst nicht. Mit kleiner werdender Zeeman-Aufspaltung können allerdings Stöße zwischen Phononen und den magnetischen Momenten zu einer Umbesetzung der Energiezustände führen. Hierbei verliert das System der Phononen Energie und kühlt sich in Folge dessen ab. Die erreichbare Endtemperatur hängt vom Magnetfeld  $B_f$  ab, bei dem der Entmagnetisierungsvorgang gestoppt wird. Berücksichtigt man die Wechselwirkung der magnetischen Momente in Form eines inneren Magnetfeldes  $B_{\text{int}}$ , so ist die erreichbare Endtemperatur nach [Ens05] durch

$$T_f = T_i \sqrt{\frac{B_f^2 + B_{\text{int}}^2}{B_i^2 + B_{\text{int}}^2}} \quad (3.1)$$

gegeben. Die gegenseitige Wechselwirkung der magnetischen Momente limitiert demnach die erreichbare Endtemperatur.

---

<sup>1</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Adiabatic Demagnetization Refrigerator.



**Abb. 3.1:** Schematischer Schnitt durch den verwendeten ADR-Kryostaten. Die beiden paramagnetischen Salzpillen sind durch Kevlar-Fäden befestigt und können über einen mechanischen Wärmeschalter (S) mit dem Heliumbad thermisch verbunden werden. Der Detektor (D) ist auf einem Kupferarm montiert, der direkt in die FAA-Pille eingelassen ist. Strahlungsschilde reduzieren parasitäre Wärmeeinträge durch Infrarotstrahlung.

Abbildung 3.1 zeigt einen schematischen Schnitt durch den verwendeten ADR-Kryostaten. In diesem Kryostat werden zwei paramagnetische Salzpillen aus den Materialien FAA<sup>2</sup> und GGG<sup>3</sup> mit unterschiedlichen Spinkonzentrationen verwendet. Die GGG-Pille besitzt aufgrund ihrer höheren Spinkonzentration eine große Wärmekapazität, erreicht aber in Folge der stärkeren inneren Magnetfelder eine geringere Endtemperatur als die FAA-Pille. Sie dient im Wesentlichen als Wärmesenke und soll die parasitären Wärmeeinträge auf der FAA-Pille gering halten. Während die GGG-Pille über Kevlar-Fäden mechanisch mit dem Heliumbad verbunden ist, ist die FAA-Pille, ebenfalls über Kevlar-Fäden, an der GGG-Pille befestigt. In die FAA-Pille ist ein Kupferstab eingelassen, an dem eine Experimentierplattform aus Kupfer befestigt ist. Auf dieser werden die eigentlichen Experimente platziert. Während der isothermen Magnetisierung sind beide Pillen über einen mechanischen Wärmeschalter mit dem Heliumbad verbunden. Zur Erzeugung des notwendigen Magnetfeldes steht eine supraleitende Magnetspule zur Verfügung, deren Kern Teil des Isolationsvakuums ist und beide Salzpillen beinhaltet. Die Spule selbst ist von flüssigem Helium umgeben und erzeugt Magnetfelder von bis zu  $B_i = 6$  T.

Bei gepumpten Heliumbad ( $T_i \approx 1.5$  K) und vollständiger Entmagnetisierung erreicht die GGG-Pille auf diese Weise ca. 200 mK und die FAA-Pille ca. 21,5 mK. Die Standzeit des Kryostaten bei  $T < 30$  mK ist durch parasitäre Wärmeeinträge beschränkt und beträgt etwa 3 Tage.

Die Messung der Temperatur der Experimentierplattform erfolgt mit Hilfe eines

<sup>2</sup>Eisen-Ammonium-Alaun:  $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ .

<sup>3</sup>Gadolinium-Gallium-Granat:  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ .

Widerstandsthermometers aus  $\text{RuO}_2$ . Dieses wurde am Walther-Meißner-Institut in München kalibriert und besitzt im Temperaturbereich von 21 mK bis 40 mK eine relative Empfindlichkeit von  $d \log(R)/d \log(T) \simeq -1,5$ . Der Wert des Widerstands wird mit Hilfe einer Widerstandsmessbrücke des Typs AVS-47<sup>4</sup>, die eine relative Messgenauigkeit von  $1 \cdot 10^{-4}$  besitzt, gemessen. Hieraus erhält man zusammen mit der Empfindlichkeit des Thermometers eine relative Temperaturgenauigkeit von  $\Delta T/T \simeq 0,6 \cdot 10^{-4}$ .

Die Temperatur der Experimentierplattform steigt nach einer vollständigen Entmagnetisierung in Folge von parasitären Wärmeeinträgen langsam an. Aufgrund dieses Temperaturanstiegs nimmt die Signalgröße des Detektors bei der Absorption eines Teilchens stetig ab. Da viele Messungen über einen längeren Zeitraum stattfinden, muss folglich die Temperatur der Experimentierplattform auf einen konstanten Wert stabilisiert werden. Dazu wird der Entmagnetisierungsprozess bei einem endlichen Magnetfeld  $B_f \neq 0$  angehalten. Die damit erzeugte Temperatur  $T_f$  ist nach Gleichung 3.1 etwas höher als die minimal erreichbare Endtemperatur. Allerdings kann der durch parasitäre Wärmeeinträge verursachte Temperaturanstieg nun durch weiteres Entmagnetisieren kompensiert werden.

## 3.2 dc-SQUID-Magnetometer

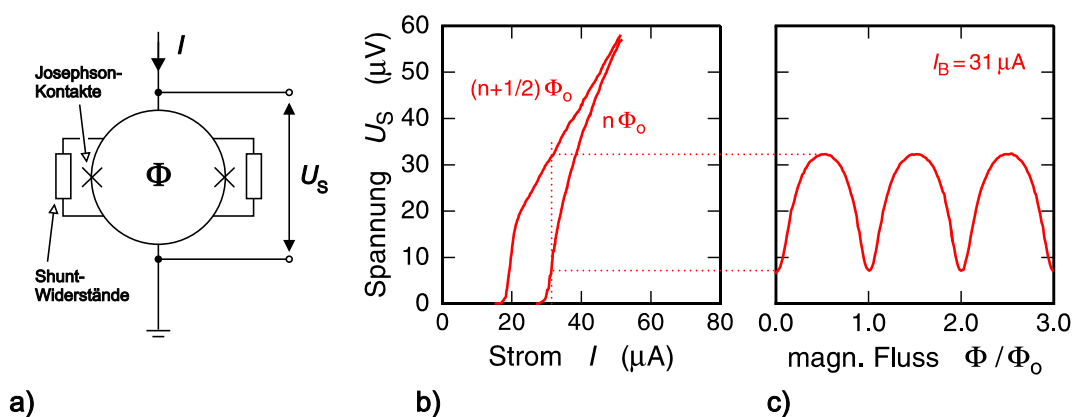
Bei der Beschreibung des Detektionsprinzips magnetischer Kalorimeter (Abschnitt 2.1) wurde erläutert, dass die durch einen Energieeintrag hervorgerufene Erhöhung der Temperatur eine Änderung der Magnetisierung des Sensors bewirkt, welche in Form einer magnetischen Flussänderung gemessen werden kann. Die derzeit rauschärmsten Messgeräte für magnetische Flussänderungen bei gleichzeitig großer Bandbreite sind SQUID<sup>5</sup>-Magnetometer (kurz: SQUIDs). Im Rahmen dieser Arbeit wurden sogenannte dc-SQUIDs mit zwei Tunnelbarrieren verwendet, die heutzutage mit Verfahren der Dünnschichttechnologie zuverlässig produziert werden können.

### 3.2.1 Eigenschaften eines dc-SQUIDs

Physikalisch gesehen nutzt ein dc-SQUID die Tatsache, dass sich der Zustand der Cooper-Paare in Supraleitern durch eine gemeinsame, makroskopische Wellenfunktion darstellen lässt. Dies resultiert einerseits in der Quantisierung des magnetischen Flusses in geschlossenen, supraleitenden Schleifen und andererseits im Auftreten des Josephson-Effekts, der das kohärente Tunneln von Cooper-Paaren durch Josephson-

<sup>4</sup>Hersteller: Pico Watt Electronika, Finnland.

<sup>5</sup>Abkürzung aus dem Englischen für **S**uperconducting **Q**uantum **I**nterference **D**evice.



**Abb. 3.2:** dc-SQUID-Magnetometer: a) Schematische Darstellung. b) Strom-Spannungskennlinie für zwei verschiedene magnetische Flüsse  $\Phi = n\Phi_0$  und  $\Phi = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$  innerhalb der SQUID-Schleife. c) Fluss-Spannungskennlinie, für den in b) markierten Biasstrom [Wei96].

Kontakte<sup>6</sup> beschreibt. Eine ausführliche Diskussion beider Effekte ist beispielsweise in [Ens05] zu finden.

Abbildung 3.2a zeigt eine schematische Darstellung eines dc-SQUIDs. Es besteht aus einer supraleitenden Leiterschleife, die an zwei Stellen durch Josephson-Kontakte unterbrochen ist. An diesen Stellen kann magnetischer Fluss entweder in das SQUID eindringen oder aus dem SQUID austreten. Um ein hysteretisches Verhalten des SQUIDs zu unterdrücken, sind parallel zu den Tunnelbarrieren Shuntwiderstände angebracht [Cla04]. Für den Betrieb des SQUIDs wird ein Biasstrom<sup>7</sup>  $I_b$  appliziert. Bis zum Erreichen eines kritischen Stromes  $I_c$  tunneln die Cooper-Paare kohärent durch die Tunnelkontakte, so dass über dem SQUID keine Spannung abfällt. Der Wert des kritischen Stromes hängt einerseits von der Geometrie der Tunnelbarrieren (Fläche, Dicke) und andererseits periodisch vom magnetischen Fluss durch die Fläche des SQUIDs ab. Oberhalb des kritischen Stroms stellt sich ein endlicher Spannungsabfall ein, der durch die Quasiteilchencharakteristik der Barriere bestimmt ist. Abbildung 3.2b zeigt die Strom-Spannungskennlinien für die beiden Extremfälle, dass das SQUID von einem Fluss  $\Phi = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$  bzw.  $\Phi = n\Phi_0$  durchsetzt wird. Hier bezeichnet  $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Vs}$  das elementare Flussquant und  $n$  eine ganze Zahl. Wird der Biasstrom  $I_b$  etwas größer als der kritische Strom  $I_c$  gewählt, so hängt die über dem SQUID abfallende Spannung stark und auf periodische Weise vom magnetischen Fluss durch das SQUID ab (siehe Abbildung 3.2c). Ein SQUID bietet somit die Möglichkeit, Änderungen des magnetischen Flusses in Form von

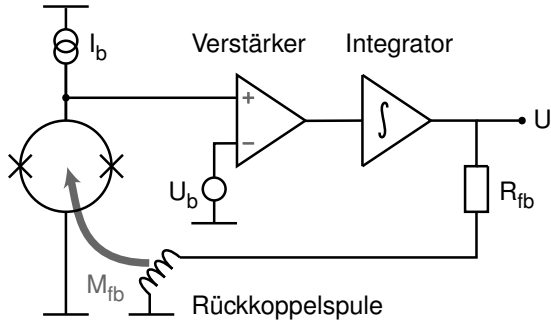
<sup>6</sup>Josephson-Kontakte sind dünne, nichtleitende Tunnelbarrieren, deren Dicke wenige Å beträgt und die heutzutage in der Regel durch eine Metall-Oxid-Schicht realisiert werden.

<sup>7</sup>Ausdruck für den Betriebsstrom eines SQUIDs.



Spannungsänderungen zu messen.

Aufgrund der hochgradig nichtlinearen Fluss-Spannungs-Kennlinie des SQUIDs ist nur ein kleiner Flussbereich ( $\delta\Phi \simeq \pm\Phi/4$ ) um einen gewählten Arbeitspunkt effektiv nutzbar. Eine Vergrößerung dieses Bereiches ist, wie z.B. in [Dru03] beschrieben, durch den Einsatz einer zusätzlichen Rückkoppel-Elektronik möglich.



**Abb. 3.3:** Schematische Darstellung der verwendeten FLL-Elektronik zur Linearisierung der Fluss-Spannungs-Kennlinie eines dc-SQUIDs.

Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstellung dieser sog. Flux-Locked-Loop-Elektronik mit allen dafür notwendigen Komponenten. Die Idee der Schaltung besteht darin, die vom Experiment hervorgerufene Flussänderung durch einen äquivalenten Rückkoppelfluss zu kompensieren und so die Kennlinie des SQUIDs auf einen Punkt maximaler Steigung zu stabilisieren. Die über dem SQUID abgegriffene Spannung wird dafür zunächst bei Raumtemperatur verstärkt<sup>8</sup>. Die Referenzspannung  $U_b$  des verwendeten Differenzverstärkers wird dabei so gewählt, dass sie der Spannung am gewählten Arbeitspunkt entspricht. Als Messsignal dient die Ausgangsspannung  $U$  des nachfolgenden Spannungsintegrators, der den für die Flusskompensation notwendigen Strom durch die Rückkoppelspule  $M_{fb}$  treibt. Der Widerstand  $R_{fb}$  legt dabei den Strom durch die Rückkoppelspule bei gegebener Ausgangsspannung  $U$  fest.

### 3.2.2 Magnetisches Flussrauschen eines dc-SQUIDs

Die parallel zu den Josephson-Kontakten angebrachten Shuntwiderstände vermeiden, wie oben erwähnt, ein hysteretisches Verhalten des SQUIDs. Gleichzeitig macht sich aber das durch sie verursachte thermische Stromrauschen über die Eigeninduktivität  $L_S$  des SQUIDs als zusätzlicher Beitrag zum weißen Rauschen bemerkbar. Um diesen Beitrag quantitativ zu beschreiben, wurde in detaillierten Computersimulationen sowohl die zeitliche Entwicklung der Phasendifferenz der makroskopischen Wellenfunktion an den Josephson-Kontakten als auch deren parasitäre Kapazitäten berücksichtigt [Tes77]. Für das intrinsische Flussrauschen eines optimierten dc-SQUIDs findet

<sup>8</sup>Die in dieser Arbeit verwendete Elektronik ist bei der Firma Supracon AG, Jena, kommerziell erhältlich.

man auf diese Weise den folgenden Zusammenhang:

$$\sqrt{S_{\Phi}^{\text{SQUID}}} = \frac{\partial\Phi}{\partial U} \sqrt{S_U^{\text{SQUID}}} \simeq L_S \sqrt{16k_B T/R}. \quad (3.2)$$

Hierbei gibt der Faktor  $\partial\Phi/\partial U$  die Steigung der Kennlinie am Arbeitspunkt wieder. Er ist ein Maß dafür, wie stark eine Spannungsänderung in eine Flussänderung umgesetzt wird. SQUIDs haben typischerweise eine Eigeninduktivität von  $L_S \simeq 100$  pH und die Shuntwiderstände liegen in der Regel im Bereich von  $R \simeq 5 \Omega$ . Für das intrinsische Rauschen eines typischen SQUIDS erhält man somit bei  $T = 4,2$  K einen Wert von  $\sqrt{S_{\Phi}} = 0,7 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Nach Gleichung 3.2 sollte das intrinsische Flussrauschen eines dc-SQUIDS mit sinkender Temperatur beliebig klein werden können. Bedingt durch die Heisenberg'sche Unschärferelation nimmt die Energiesensitivität  $\epsilon_S = S_{\Phi}/2L_S$  eines SQUIDS allerdings einen minimalen Wert an. In diesem fundamentalen Limit ist das intrinsische Flussrauschen eines dc-SQUIDS temperaturunabhängig und nur durch dessen Eigeninduktivität  $L_S$  bestimmt:

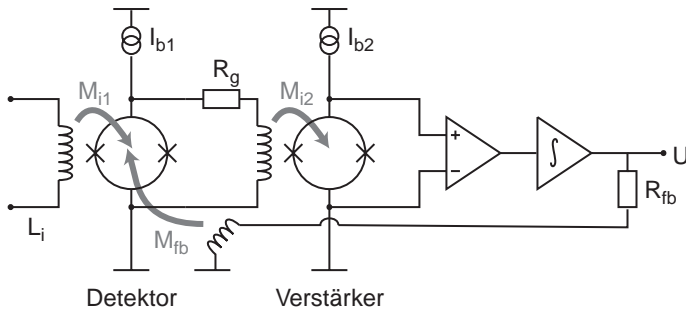
$$\sqrt{S_{\Phi}^{\text{SQUID}}} \propto \sqrt{L_S}. \quad (3.3)$$

Zusätzlich zum intrinsischen Flussrauschen erhält man bei der Verwendung einer direkt gekoppelten Ausleseelektronik, wie sie im vorherigen Abschnitt vorgestellt wurde, einen weiteren Rauschbeitrag, der durch den Differenzverstärker bei Zimmertemperatur verursacht wird. Das Eingangs-Spannungsrauschen der in dieser Arbeit verwendeten FLL-Elektronik beträgt im Frequenzbereich von 0,1 Hz bis 10 MHz  $\sqrt{S_U} = 0,33 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  [Ouk02] und macht sich als zusätzlicher weißer Rauschbeitrag von  $\sqrt{S_{\Phi}} = 1,7 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  im Rauschspektrum bemerkbar. Dieser Beitrag ist damit größer als das intrinsische Flussrauschen, kann allerdings durch Verwendung des im nächsten Abschnitt vorgestellten doppelstufigen SQUID-Aufbaus reduziert werden.

### 3.2.3 Zweistufiges SQUID-Magnetometer

Abbildung 3.4 zeigt schematisch den Aufbau eines zweistufigen SQUID-Magnetometers. In der folgenden Diskussion wird das primäre SQUID (links) auch häufig als Detektor-SQUID und das sekundäre SQUID (rechts) als Verstärker-SQUID bezeichnet. Beide SQUIDs finden im Rahmen der vorliegenden Arbeit als Stromsensor-SQUID Verwendung und besitzen daher eine Einkoppelpule. Sie werden mit den konstanten Biasströmen  $I_{b1}$  bzw.  $I_{b2}$  betrieben.

Eine durch die Induktivität  $L_i$  verursachte Änderung des magnetischen Flusses im Detektor-SQUID führt gemäß der Fluss-Spannungs-Kennlinie zu einer Änderung



**Abb. 3.4:** Schematische Darstellung der elektronischen Schaltung eines rückgekoppelten doppelstufigen SQUID-Aufbaus.

$\Delta U$  der über dem SQUID abfallenden Spannung. Damit verbunden ist eine Stromänderung in der Einkoppelspule des sekundären SQUIDs um  $\Delta I = \Delta U / R_g$ . Diese resultiert in einer Änderung des magnetischen Flusses  $\Delta \Phi = M_{i2} \Delta I$  im Verstärker-SQUID. Hier bezeichnet  $M_{i2}$  die Gegeninduktivität zwischen Einkoppelspule und sekundärem SQUID, die zusammen mit dem Widerstand  $R_g$  die Fluss-zu-Fluss-Verstärkung  $G_\Phi = \frac{\partial \Phi_2}{\partial \Phi_1}$  festlegt. Der Spannungsabfall über dem Verstärker-SQUID dient dann als Eingangssignal für den Verstärker bei Raumtemperatur. Geschlossen wird Regelkreis durch Rückkopplung eines Kompensationsflusses in das primäre SQUID.

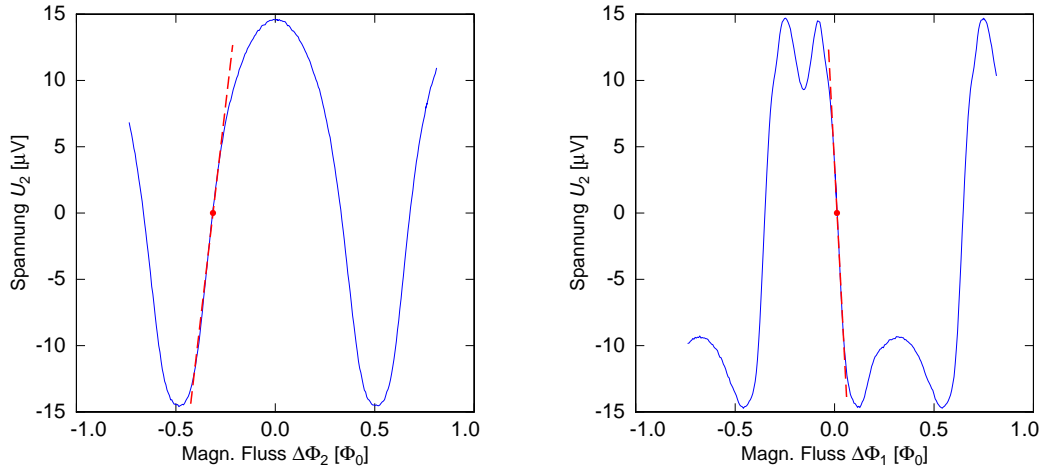
Für die später beschriebenen Messungen wurde ein Stromsensor-SQUID vom Typ VC1A<sup>9</sup> als primäres und ein Stromsensor-SQUID vom Typ CC-Blue<sup>10</sup> als sekundäres SQUID verwendet. Die Eingangskopplung dieses SQUIDs beträgt  $1/M_i = 0,9 \mu\text{A}/\Phi_0$  und für den Widerstand  $R_g$  wurde ein Wert von  $48 \Omega$  gewählt. Bei der Wahl des Widerstands wurde darauf geachtet, dass der Hub des magnetischen Flusses  $\Phi_2$  im Verstärker-SQUID beim Durchlaufen der periodischen Kennlinie des primären SQUIDs geringer als ein Flussquant ist. Dies führt nach [Fle03] zu einem eindeutigen Arbeitspunkt auf der Gesamtkennlinie.

In Abbildung 3.5 ist links die Kennlinie des Verstärker-SQUIDs und rechts die Gesamtkennlinie des verwendeten doppelstufigen Aufbaus gezeigt. Der jeweils gewählte Arbeitspunkt ist mit einem Punkt gekennzeichnet. Die Fluss-zu-Fluss-Verstärkung  $G_\Phi$  am gewählten Arbeitspunkt kann aus der Steigung der Kennlinie des Verstärker-SQUIDs und der Steigung der Gesamtkennlinie in den jeweiligen Arbeitspunkten berechnet werden. Man erhält einen Wert von  $G_\Phi = 2,3$ .

Die Beiträge der einzelnen Komponenten des doppelstufigen SQUID-Aufbaus zum Gesamttrauschen wurden beispielsweise in [Rot07] ausführlich diskutiert. Dieses setzt sich aus dem intrinsischen Rauschen des Detektor-SQUIDs  $\sqrt{S_{\Phi_1}}$ , dem intrinsischen Rauschen des Verstärker-SQUIDs  $\sqrt{S_{\Phi_2}}$ , dem Stromrauschen des Widerstandes  $R_g$  und dem Rauschen  $\sqrt{S_U}$  des Verstärkers bei Zimmertemperatur zusammen. Unter

<sup>9</sup>Hergestellt am IPHT, Jena.

<sup>10</sup>Hergestellt von der Supracon AG, Jena.



**Abb. 3.5: (links):** Kennlinie des Verstärker-SQUIDs. Die Steigung im Arbeitspunkt beträgt  $V_\Phi = +128 \mu\text{V}/\Phi_0$ . **(rechts):** Gesamtkennlinie des doppelstufigen SQUID-Aufbaus. Die Steigung im Arbeitspunkt beträgt  $V_\Phi = -290 \mu\text{V}/\Phi_0$ .

Berücksichtigung der entsprechenden Kopplungsfaktoren und unter der Annahme, dass der dynamische Widerstand des Detektor-SQUID  $R_{\text{dyn}}$  viel größer als der Widerstand  $R_g$  ist ( $R_{\text{dyn}} \gg R_g$ ), kann das Gesamttrauschen des zweistufigen SQUID-Magnetometers mit Hilfe der folgenden Formel berechnet werden:

$$\sqrt{S_\Phi} = \sqrt{S_{\Phi_1} + \frac{S_{\Phi_2}}{G_\Phi^2} + \left(\frac{M_i}{G_\Phi}\right)^2 \frac{4k_B T}{R_g} + \frac{S_U}{V_\Phi^2}}. \quad (3.4)$$

### 3.3 Detektoraufbau

In Kapitel 2 wurden die theoretischen Grundlagen eines metallisch magnetischen Kalorimeters und der Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule diskutiert. Im Anschluss wurde die für den Betrieb eines solchen Detektors notwendige Erzeugung tiefer Temperaturen sowie die Funktionsweise eines doppelstufigen SQUID-Magnetometers beschrieben. Die folgenden Abschnitte erläutern die Herstellung der einzelnen Detektorkomponenten, den Aufbau des verwendeten Detektors sowie die Verfahren zur Datenaufnahme und Signalanalyse.

#### 3.3.1 Herstellung der Detektor-Chips

Für die Herstellung der mäanderförmigen Strukturen wurde ein speziell hierfür entwickelter 4-Lagen-Dünnschichtprozess verwendet. Die dabei eingesetzten Fertigungs-

verfahren sind standardisiert und werden daher im Zuge der Beschreibung des Herstellungsprozesses nur kurz erläutert.

Im ersten Schritt werden die mäanderförmigen Detektionsspulen mit einem nass-chemischen Ätzverfahren strukturiert. Hierfür wird zunächst auf ein vorher gereinigtes Saphir-Substrat eine 400 nm dicke Schicht aus Niob gesputtert<sup>11</sup>. Auf die aufgebraute Niob-Schicht wird dann ein lichtempfindlicher Photolack (AZ 5214E von Clariant) aufgetragen, dessen Löslichkeit im dazugehörigen Entwickler (AZ 351B von Clariant) lokal durch UV-Licht vergrößert werden kann. Zur Strukturierung des Lackes deckt man diejenigen Bereiche mit einer UV-undurchlässigen Maske ab, die nach der Entwicklung zum Schutz des darunterliegenden Niobs erhalten bleiben sollen. Für den eigentlichen Ätzprozess wird das Substrat in eine Lösung aus 1 Teil HF, 6 Teilen HNO<sub>3</sub> und 10 Teilen H<sub>2</sub>O gegeben. Nachdem die ungeschützten Bereiche des Niobs vollständig aufgelöst sind, spült man das Substrat gründlich mit Reinstwasser ab und entfernt den restlichen Photolack mit einem geeigneten Lösungsmittel.

Für die zwei folgenden Schritte schützt man die späteren Kontaktierungsstellen der Detektionsschleife zunächst durch einen Photolack. Um leitende Kontakte zu später aufgebrauten metallischen Schichten, wie etwa dem Au:Er-Sensor, zu vermeiden, wird die Niob-Struktur an der Oberfläche hochohmig oxidiert. Dazu bringt man das Substrat in eine Lösung aus 250 ml Ethylen-Glycol (C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>O<sub>2</sub>), 190 ml H<sub>2</sub>O und 39 ml Ammonium Pentaborat ((NH<sub>4</sub>)B<sub>5</sub>O<sub>8</sub>) und legt zwischen der Niob-Struktur und einer sich ebenfalls in der Lösung befindlichen Platin-Anode eine Gleichspannung an. Die Dicke der entstehenden Oxidschicht hängt von der angelegten Spannung ab und beträgt typischerweise 30-50 nm. Für den damit verbunden Übergangswiderstand werden Werte von bis zu 35 kΩ erreicht. Im Anschluss an diese sog. Anodisierung wird eine 300 nm dicke SiO<sub>2</sub>-Schicht aufgebracht. Die Deposition des Materials erfolgt auch hier über ein Sputter-Verfahren (HF-Sputtern). Diese Schicht erhöht zum einen den Übergangswiderstand zwischen der Niob-Struktur und darüber aufgebrauten Metallschichten, dient aber zum anderen auch als Schutz der Detektionsspule vor mechanischen Beschädigungen. Die gewählte Schichtdicke der SiO<sub>2</sub>-Schicht stellt dabei einen Kompromiss zwischen der erreichbaren Stabilität und dem zusätzlichen Abstand zwischen Mäander und Sensor dar. Dieser Abstand wirkt sich nach Abschnitt 2.4.2 negativ auf den Betrag des mittleren Magnetfeldes und damit auf Signalgröße aus.

Nachdem die mäanderförmige Detektionsschleife elektrisch passiviert und mechanisch geschützt ist, werden der für die Präparation des Dauerstroms notwendige, resistive Heizer sowie eine Thermalisierungsstruktur aufgebracht. Die genauen Funk-

---

<sup>11</sup>Eine Beschreibung der auch als Kathodenzerstäubungsverfahren bekannten Technik erfolgt in Abschnitt 3.3.3.

tionen dieser 250 nm dicken Gold-Strukturen<sup>12</sup> werden im nächsten Abschnitt erläutert. Die Strukturierung des Photolackes erfolgt bei dem hier verwendeten Lift-Off-Verfahren vor der Deposition des Goldes. Dieses scheidet sich dadurch nicht nur auf dem Substrat, sondern auch auf dem Photolack ab. Um mit dem Photolack auch das überschüssige Gold entfernen zu können, darf das auf dem Substrat abgeschiedene Material nur geringfügigen Kontakt zu dem auf dem Lack abgeschiedenen Material besitzen. Dies kann beispielsweise durch Lackkanten mit negativem Profil oder, wie im vorliegenden Fall, durch geringe Schichtdicken garantiert werden.

Im letzten Prozessschritt werden erneut Strukturen aus Niob aufgebracht. Diese decken bestimmte Teile der Detektionsschleife ab und führen aufgrund ihrer Eigenschaft, im supraleitenden Zustand Magnetfelder zu verdrängen, zu einer Reduktion der parasitären Induktivitäten.

### 3.3.2 Beschreibung der Detektor-Chips

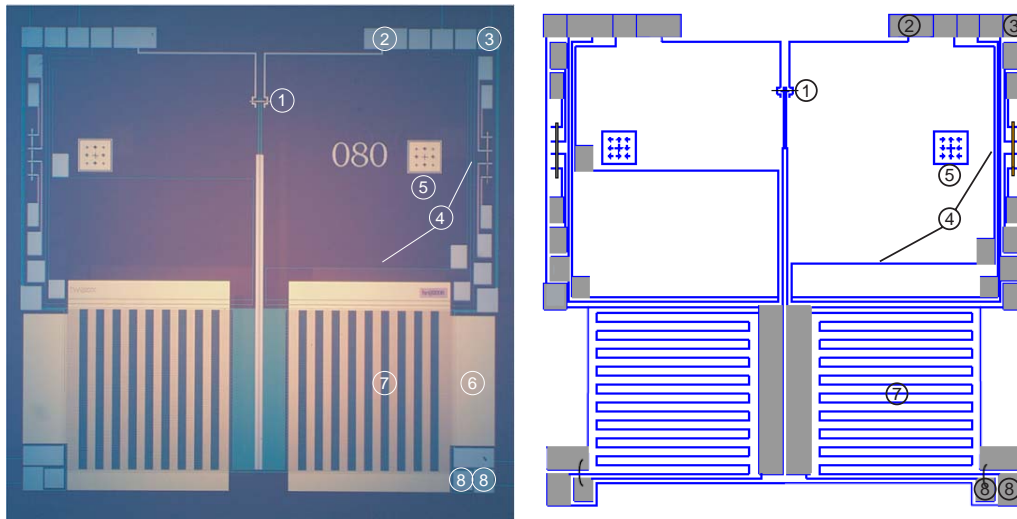
Abbildung 3.6 zeigt sowohl eine mikroskopische Aufnahme als auch eine schematische Darstellung der in dieser Arbeit eingesetzten Detektor-Chips. Die Strukturbreite der mäanderförmigen Detektionsschleife beträgt  $5\ \mu\text{m}$  und der Mitte-zu-Mitte-Abstand hat einen Wert von  $10\ \mu\text{m}$ . Mit  $w/p = 0,5$  weicht ihr Verhältnis damit geringfügig vom optimalen Wert von  $w/p = 0,425$  ab (siehe Abschnitt 2.4.5). Diese Abweichung ist durch die Tatsache begründet, dass beim verwendeten nasschemischen Ätzverfahren die Strukturbreite empfindlich von der von Hand gemessenen Ätzdauer abhängt und das Ätzen somit nicht mit der notwendigen Präzession durchgeführt werden kann.

Die sensitive Fläche eines Mäanders beträgt  $1\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$  und ist, wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, mit einer Thermalisierungsstruktur aus Gold bedeckt. Die Aufgabe dieser Struktur besteht darin, die Thermalisierung des Sensors mit dem Wärmebad zu verbessern, da die unter dem Sensor liegenden, supraleitenden Mäanderstreifen den Wärmefluss zum Bad behindern. Hierzu kann das Wärmebad über eine metallische Verbindung mit der Thermalisierungsstruktur gekoppelt werden<sup>13</sup> (siehe z.B. [Rot07]).

Die besondere Form der Thermalisierungsstruktur resultiert daraus, dass fluktuierende Ströme, die parallel zu den Mäanderstreifen fließen, eine nicht zu vernachlässigende Quelle für magnetisches Johnson-Rauschen darstellen [Fle05]. Aus diesem Grund ist die Thermalisierungsstruktur über dem Mäander streifenförmig angeordnet, wobei die einzelnen Streifen orthogonal zu den Mäanderstreifen verlaufen. Dies

<sup>12</sup>Da Gold auf  $\text{SiO}_2$  nur unzureichend haftet, wurde vorher eine 40 nm dicke Kupferschicht als Haftvermittler aufgebracht.

<sup>13</sup>In der vorliegenden Arbeit wurde auf eine solche Verbindung verzichtet, was in einer relativ langen Thermalisierungszeit resultiert (vgl. Abschnitt 4.2.1)



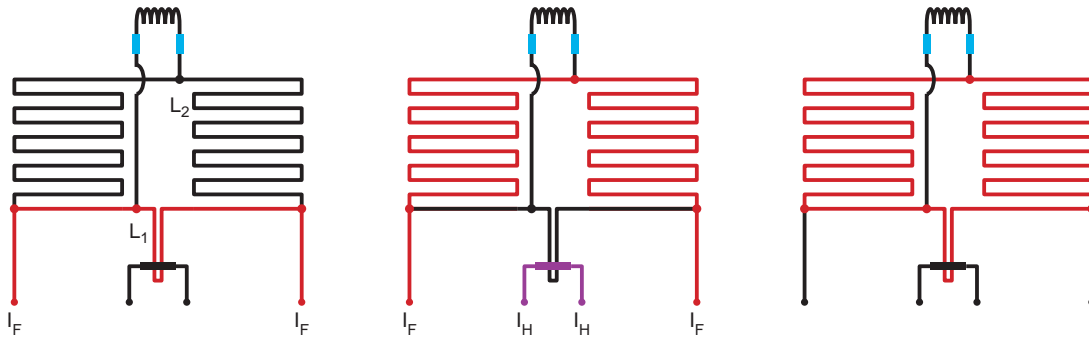
**Abb. 3.6:** (**links**): Mikroskopische Aufnahme eines Detektor-Chips. (**rechts**): Schematische Zeichnung der ersten Niob-Lage. Auf beiden Seiten sind die wichtigsten Strukturen gekennzeichnet: (1) Supraleitender Wärmeschalter, (2) Anschluss Heizer, (3) Anschluss Feldleitungen, (4) Teststrukturen, (5) Alignment-Hilfe, (6) Thermalisierungsstruktur, (7) Mäanderstruktur, (8) Anschlüsse Detektor-SQUID.

verringert den Anteil der fluktuierenden Ströme, die parallel zu den Mäanderstreifen verlaufen, und bewirkt somit eine Reduktion des Beitrags zum magnetischen Johnson-Rauschen.

Wie bereits mehrfach erwähnt, besteht bei Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule die Möglichkeit, das zur Ausrichtung der Spins notwendige Magnetfeld durch einen in der Detektionsschleife eingepprägten Dauerstrom zu erzeugen. Anhand der Abbildung 3.7 soll nun das Vorgehen zur Präparation dieses Dauerstromes erläutert werden.

Für die Präparation des Dauerstromes ist es zunächst erforderlich, die elektrischen Verbindungen zwischen der Einkoppelspule des Detektor-SQUIDs und der Detektionsschleife normalleitend zu treiben. Da es sich bei diesen Verbindungen um dünne Aluminiumdrähte mit einer kritischen Temperatur von  $T_c = 1,2\text{ K}$  handelt, kann dies dadurch erreicht werden, dass die Badtemperatur des Kryostaten über diese Temperatur gebracht wird. Solange für den Feldstrom supraleitende Strompfade existieren, wird dieser aufgrund der ohmschen Widerstände der Bonddrähte nicht durch die Einkoppelspule des Detektor-SQUIDs fließen.

Nachdem die Badtemperatur über  $T_c$  erhöht wurde, legt man an die Feldleitungen der Detektionsspule den einzufrierenden Strom  $I_F$  an. Wie in Abbildung 3.7 angedeutet, kann der angelegte Strom entweder durch den unteren, kurzen Weg mit der Induktivität  $L_1$  oder den oberen, langen Weg mit der Induktivität  $L_2$  fließen. Da



**Abb. 3.7:** Schematische Darstellung der Präparation eines Dauerstroms im Mäander.

die beiden Mäander allerdings zu diesem Zeitpunkt eine geschlossene, supraleitende Schleife bilden, ist der magnetische Fluss im Inneren der Detektionsspule eine Erhaltungsgröße. Der angelegte Strom teilt sich daher entsprechend der beiden Induktivitäten  $L_1$  und  $L_2$  derart auf, dass die Flussenergie im Innern der Detektionsschleife gewährleistet ist.

Im nächsten Schritt legt man an den Heizer einen gerade so großen Strom  $I_H$  an, dass der in der Nähe des Heizers befindliche Teil der Detektionsschleife lokal normalleitend wird. Dies hat einerseits zur Folge, dass der angelegte Feldstrom  $I_F$  ausschließlich durch die Induktivität  $L_2$  fließt, und andererseits, dass der magnetische Fluss  $\Phi = L_2 I_F$  in die Detektionsschleife eindringen kann. Stoppt man nun den Heizvorgang, so wird die aus Detektionsspule wieder vollständig supraleitend und der magnetische Fluss in der Schleife stellt somit wieder eine Erhaltungsgröße dar. Schaltet man im letzten Schritt den Feldstrom ab, so fließt zur Erhaltung des magnetischen Flusses ein Dauerstrom  $I_0$  durch die Induktivität  $L_1 + L_2$ . Unter der Annahme  $L_1 \ll L_2$  folgt aus der Flussenergieerhaltung für den Wert des Dauerstroms  $I_0$ :

$$I_0 = \frac{L_2}{L_1 + L_2} I_F \approx I_F. \quad (3.5)$$

Nach dieser Diskussion erschließt sich auf sehr einfache Weise, warum die Verbindungsdrähte zwischen Mäander und Detektor-SQUID während der Präparation des Dauerstroms normalleitend sein müssen. Angenommen dies wäre nicht der Fall, dann würde der Feldstrom während des Heizvorganges nicht durch beide Mäander, sondern nur durch einen Mäander und durch die Einkoppelspule fließen, da deren Induktivität viel geringer als die Induktivität des anderen Mäanders ist. Auf diese Weise würde nach dem Ende des Heizvorganges der Dauerstrom nicht, wie beabsichtigt, durch die Detektionsspule sondern nur durch einen Mäander und durch die Einkoppelspule fließen.



### 3.3.3 Herstellung der Sensoren

In früheren Arbeiten (vgl. z.B. [Rot07]) wurden die paramagnetischen Sensoren von Hand hergestellt und einzeln auf die Mäander aufgeklebt. Hierfür wurde zunächst das Sensormaterial aus hochreinem Gold und isotoopenreinem Erbium in einem Lichtbogenofen erschmolzen. Eine solche Probe wurde dann mechanisch zu einer Folie mit der gewünschten Dicke gewalzt. Im Anschluss wurde aus einer solchen Folie ein zur Grundfläche des Mäanders passender Sensor geschnitten. Dieser Sensor wurde schließlich mit einem Epoxidharz auf den Mäander aufgeklebt.

Bei genauerer Betrachtung hat diese Methode zwei wesentliche Nachteile. Zum einen wird durch die zusätzliche Klebeschicht der Abstand zwischen Mäander und Sensor vergrößert. Zum Anderen sind durch den Klebeschritt reproduzierbare Ergebnisse bei der Herstellung einer Vielzahl gleichartiger Detektoren, wie sie beispielsweise für großflächige Detektor-Arrays benötigt werden, nahezu unmöglich.

Aus den genannten Gründen ist die Verwendung eines Dünnschichtverfahrens zur Herstellung der Au:Er-Sensoren sinnvoll. Wie sich in der Vergangenheit gezeigt hat, hängt die Qualität der Au:Er-Filme entscheidend von dem verwendeten Depositionsverfahren und den Prozessparametern ab. In [Zin06] wurden Au:Er-Schichten auf zwei verschiedene Weisen hergestellt und anschließend charakterisiert. Die Magnetisierung der hergestellten Schichten zeigt in hohen Magnetfeldern (5 T) von Raumtemperatur kommend bis ca. 20 K gute Übereinstimmung mit theoretischen Rechnungen, weicht dann allerdings zu niedrigen Temperaturen hin signifikant ab. Bei tiefen Temperaturen und kleinen Magnetfeldern stimmt die gemessene Magnetisierung der Filme nur in einem kleinen Temperaturbereich mit theoretischen Rechnungen überein und weicht zu tieferen Temperaturen hin stark ab.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Au:Er-Filme mit Hilfe eines Sputter-Verfahrens auf die Detektor-Chips aufgebracht. Hierbei wird ein Plasma<sup>14</sup> gezündet und aufrecht erhalten. Die in diesem Plasma befindlichen Ionen werden dann an dem sog. Sputter-Target<sup>15</sup> gestreut. Dadurch wird die Oberfläche des Targets zerstäubt und einzelne Atome bzw. kleine Gruppen lösen sich vom Target. Bringt man dann das Substrat in die Nähe des Targets, so scheiden sich die zerstäubten Teilchen in Form eines Films an der Oberfläche des Substrats ab.

Für die Herstellung der später charakterisierten Au:Er-Sensoren wurde ein natürliches, d.h. isotopisch nicht angereichertes, Au:Er-Target mit 820 ppm Erbium verwendet. Nach der Montage des Detektor-Chips auf einem wassergekühlten Substrat-

---

<sup>14</sup>Zur Vermeidung von Sekundärreaktionen verwendet man als Prozessgas in den meisten Fällen ein Edelgas, wie z.B. Argon.

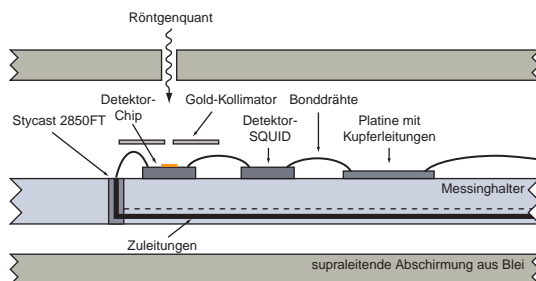
<sup>15</sup>Aufgrund der fehlenden Selektivität der Ionen können auch Legierungen als Sputter-Target verwendet werden, da bei der Zerstäubung keine Fraktionierung auftritt.

halter wurde die Sputter-Kammer auf einen Basisdruck von  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar evakuiert. Im Anschluss wurden  $4 \cdot 10^{-3}$  mbar Argon (6.0N) als Prozessgas in die Kammer eingelassen. Bei einer Leistung von 40 W beträgt die Aufwachsrate der Au:Er-Schicht dann in etwa 90 nm/min.

### 3.3.4 Beschreibung des Detektoraufbaus

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Herstellung Detektor-Chips sowie der Au:Er-Sensoren erläutert. Die nun folgende Beschreibung gibt einen detaillierten Überblick über den experimentellen Aufbau des verwendeten Detektors.

Zentraler Bestandteil dieses Detektors ist einer der oben beschriebenen Detektor-Chips mit zwei parallel geschalteten Mäandern. Dieser Chip wurde zunächst optisch auf Fehler untersucht. Im Anschluss wurde auf einem der beiden Mäander<sup>16</sup> ein Au:Er-Sensor mit einer Höhe von  $3 \mu\text{m}$  strukturiert. Da zu diesem Zeitpunkt noch kein geeigneter Photolack für einen Lift-Off-Prozess zur Verfügung stand, wurde der Sensor mit Hilfe einer Schattenmaske auf den Mäander gesputtert. Aufgrund des dadurch bedingten nicht vollständigen Schutzes der benachbarten Strukturen ist der Sensor geringfügig größer als der darunter liegende Mäander. Dies resultiert in einer zusätzlichen Wärmekapazität, die bei der Diskussion der Ergebnisse berücksichtigt werden muss.



**Abb. 3.8:** Schematischer Schnitt durch den verwendeten Detektoraufbau.

Der nun mit einem Sensor versehene Detektor-Chip wurde, wie in Abbildung 3.8 skizziert, zusammen mit dem SQUID-Chip<sup>17</sup> und einer Leiterplatte auf einen Halter aus Messing geklebt. Als Fixierung der beiden Chips diente ein tieftemperaturtauglicher Spulack (GE 7031 Varnish), während die Fixierung der Platine mit einem Epoxidharz (Stycast 2850FT) erfolgte.

Der Grund für die Wahl von Messing als Trägermaterial ist dessen vergleichsweise geringe spezifische elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$ . Wie in Abschnitt 2.3.2 gezeigt wurde, führt die thermische Bewegung der Elektronen in einem leitenden Material zu

<sup>16</sup>Aufgrund der gradiometrischen Wirkung beider Mäander wäre andernfalls die Messung der Magnetisierung der gesputterten Au:Er-Schichten nicht möglich gewesen.

<sup>17</sup>Mit SQUID-Chip wird das Substrat bezeichnet, auf dem sowohl das Detektor-SQUID als auch dessen Einkoppelpule strukturiert sind.

einem zusätzlichen Beitrag zum Flussrauschen  $\sqrt{S_{\Phi}}$  im Detektor-SQUID. Dieser Beitrag wird durch Gleichung 2.22 beschrieben und kann demnach durch eine geeignete Wahl des Materials klein gehalten werden. Ein Nachteil der geringen elektrischen Leitfähigkeit ist die damit verbundene Reduktion der thermischen Leitfähigkeit  $\kappa$ . Sie beträgt für Messing  $\kappa = 6 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm K}$  bei  $T = 100 \text{ mK}$ , während sie z.B. für Kupfer bei dieser Temperatur um mehr als zwei Größenordnungen größer ist [Pob96].

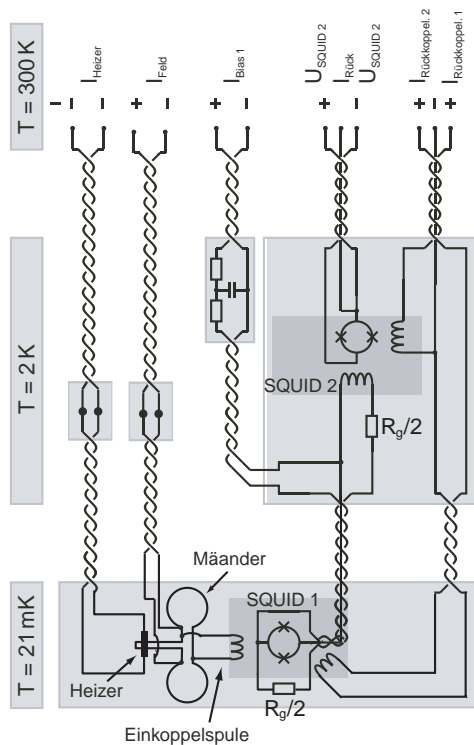
Die Einkoppelpule des Detektor-SQUIDs ist über Aluminiumdrähte<sup>18</sup> mit einem Durchmesser von  $25 \mu\text{m}$  mit dem Detektor-Chip verbunden. Die Kontaktierung der Feldleitungen sowie des Heizers wurde durch  $150 \mu\text{m}$  dicke NbTi/CuNi-Drähte<sup>19</sup> realisiert, die mit Epoxid-Harz in ein Loch im Experimenthalter eingeklebt und in einer Nut in der Unterseite des Halters vom Experiment weggeführt wurden. Die Strinseiten dieser Drähte wurden, ebenfalls mit den beschriebenen Al-Bonddrähten, mit den entsprechenden Anschlüssen auf dem Detektor-Chip verbunden. Die für den Betrieb des Detektor-SQUIDs notwendigen Zuleitungen enden zunächst auf der aufgeklebten Leiterplatine und sind von dort durch Al-Bonddrähte auf das Detektor-SQUID weitergeführt. Der gesamte experimentelle Aufbau ist durch eine supraleitende Hülle aus Blei umgeben. Auf diese Weise werden Fluktuationen äußerer Magnetfelder, die den Einsatz des Detektor-SQUIDs als hochempfindliches Magnetometer verhindern würden, zuverlässig abgeschirmt. Um das Eindringen von Röntgenquanten aus der in Abschnitt 3.3.7 beschriebenen Röntgenquelle zu ermöglichen, befindet sich über dem Sensor eine kleine Öffnung in der Abschirmung. Ein direkt über dem Sensor angebrachter Kollimator aus Gold soll verhindern, dass Röntgenquanten das Saphir-Substrat treffen.

### 3.3.5 Leitungsführung

Abbildung 3.9 zeigt eine schematische Darstellung der elektrischen Zuleitungen, die für den Betrieb des vorgestellten Detektors notwendig sind. Insgesamt verlaufen 12 teilweise miteinander verdrehte Kupferdrähte von den bei Raumtemperatur befindlichen Verbindungssteckern zum Heliumbad. Dieses wird durch Erniedrigung des Dampfdruckes auf einer Temperatur von ca.  $2 \text{ K}$  gehalten. Zum Schutz vor hochfrequenten Störungen verlaufen die Drähte in dünnwandigen Edelstahl-Kapillaren, die an der Innenseite des Kryostaten befestigt sind. Da jeder dieser Drähte aufgrund seiner guten Wärmeleitfähigkeit einen parasitären Wärmeeintrag auf dem Heliumbad verursacht, werden die einzelnen Drähte bei  $77 \text{ K}$  und  $20 \text{ K}$  thermisch angekoppelt. Hierzu sind die Edelstahl-Kapillaren an den entsprechenden Stellen durch Kupfergehäuse unterbrochen, die in gutem thermischen Kontakt mit der jeweiligen Tempe-

<sup>18</sup>Die Enden der Drähte wurden mit Ultraschallpulsen mit den Kontaktflächen verschweißt.

<sup>19</sup>Die supraleitenden NbTi-Filamente sind in eine Matrix aus CuNi eingebettet, um das Löten des Drahtes zu ermöglichen.



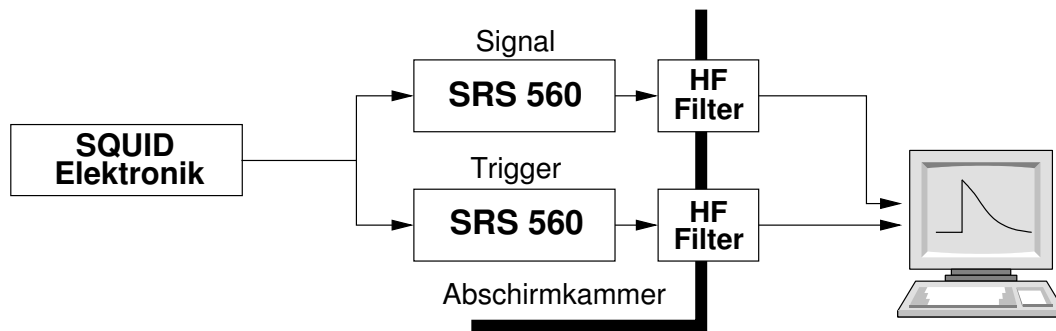
**Abb. 3.9:** Schematische Darstellung der Leitungsführung des zweistufigen SQUID-Magnetometers. Alle Drähte, die auf tiefer Temperatur enden, sind auf dem Heliumbad und der GGG-Pille thermisch angekoppelt. Der Widerstand  $R_g$  wurde aufgeteilt, um die thermische Last auf die FAA-Pille zu reduzieren. Die in der Abbildung dunkelgrau unterlegten Bereiche stellen jeweils einen SQUID-Chip dar.

raturstufe stehen. Die einzelnen Kupferdrähte sind dann mit Spulenlack (GE 7031 Varnish) auf die Innenseiten dieser Gehäuse geklebt. Um thermische Lasten auf die FAA-Pille so gering wie möglich zu halten, bestehen alle Leitungen, die vom Heliumbad zur FAA-Pille verlaufen, aus supraleitenden NbTi/CuNi-Drähten und sind zudem auf der GGG-Pille thermisch angekoppelt.

Der für den zweistufigen SQUID-Aufbau notwendige Widerstand  $R_g$  verursacht aufgrund seiner resistiven Natur parasitäre Wärmeeinträge, die die kalte Stufe des Kryostaten thermisch belasten. Aus diesem Grund sollte der Widerstand  $R_g$  prinzipiell auf dem Heliumbad angebracht sein, da dieses die größte Wärmekapazität trägt und ständig durch flüssiges Helium gekühlt wird. Auf der anderen Seite wächst das thermische Nyquist-Rauschen dieses Widerstandes proportional zu  $\sqrt{T}$ , weshalb der Widerstand bei tiefen Temperaturen angebracht sein sollte. Ein guter Kompromiss zwischen beiden Gegensätzen wird dadurch erreicht, dass der Widerstand aufgeteilt und die eine Hälfte auf dem Heliumbad und die andere auf der kalten Temperaturstufe angebracht wird.

### 3.3.6 Datenaufnahme und Signalanalyse

In Abschnitt 3.2.1 wurde erläutert, dass das Ausgangssignal der SQUID-Elektronik eine zum magnetischen Fluss proportionale Spannung ist. Die Absorption eines Teil-



**Abb. 3.10:** Blockschaltbild der zur Datenaufzeichnung verwendeten Geräte.

chens im Detektor führt zu einer pulsformigen Änderung des Spannungssignals, deren Amplitude ein Maß für die im Detektor deponierte Energie ist.

Abbildung 3.10 zeigt ein Blockschaltbild der zur Datenaufzeichnung verwendeten Geräte. Das Ausgangssignal der SQUID-Elektronik wird zunächst auf zwei Kanäle aufgeteilt. Einer dieser Kanäle dient als Messsignal, während der andere Kanal als Triggersignal verwendet wird. Beide Signale durchlaufen rauscharme Verstärker<sup>20</sup>, die zusätzlich die Anwendung eines Bandpassfilters mit einer Flankensteilheit von 6 dB/Oktave auf die Signale ermöglichen. Der zur Verfügung stehende Tiefpass erlaubt es hierbei, hochfrequente Störungen aus dem Messsignal zu filtern. Seine Grenzfrequenz wurde bei allen Messungen so gewählt, dass die Nyquist-Bedingung,  $2f_{gr} < f_{sample}$ , erfüllt ist. Hierbei bezeichnet  $f_{sample}$  die Abtastrate des nachfolgenden Analog-Digital-Wandlers. Ferner kann bei zeitlich andauernden Messungen durch den Einsatz des Hochpasses ein Langzeitdriften aus dem Messsignal entfernt werden.

Beide Signale verlassen dann durch Hochfrequenzfilter den zur Abschirmung des Kryostaten dienenden Faraday-Käfig und werden mit Hilfe einer Oszilloskopkarte<sup>21</sup> digitalisiert. Die Steuerung dieser Karte und die Datenaufnahme erfolgt über ein speziell hierfür entwickeltes Computerprogramm, welches in [Sch00] ausführlich beschrieben ist. Überschreitet das als Trigger verwendete Signal einen zuvor definierten Schwellwert, so werden typischerweise 16384 aufeinanderfolgende Spannungswerte des Messsignals mit einer Auflösung von 12 bit aufgezeichnet. Die Lage des Zeitfensters wurde bei der Datenaufnahme so gewählt, dass das Auslösen des Triggers nach ca. 25 % des verwendeten Zeitfensters geschah. Um eine Analyse des im Messsignal enthaltenen Rauschens zu ermöglichen, wurde zusätzlich nach je zehn pulsartigen Signalen ein sog. Ruhesignal aufgezeichnet, welches sich dadurch auszeichnet, dass zuvor der Trigger nicht ausgelöst wurde.

<sup>20</sup>Typ SRS-560 von Stanford Research Systems, Sunnyvale, Ca, USA.

<sup>21</sup>CompuScope SAC-8012A/PCI, Gage, Montreal, Kanada.

Für die Signalanalyse wurde die in [Fle98] diskutierte  $\chi^2$ -Methode verwendet. Bei dieser Methode wird angenommen, dass die zu unterschiedlichen Energien gehörenden Detektorsignale  $s(t)$  durch eine Streckung in  $y$ -Richtung aufeinander abgebildet werden können. Bezeichnet man mit  $r(t)$  ein geeignet gewähltes Referenzsignal, welches z.B. durch Mittelung über viele Einzelpulse gewonnen werden kann, so ordnet der verwendete Algorithmus einem Signal  $s(t)$  eine solche Energie  $E$  und einen solchen Offset  $E_0$  zu, dass die quadratische Abweichung  $\chi^2 = \sum_i (s(t_i) - Er(t_i) + E_0)^2$  minimiert wird. Der Index  $i$  nummeriert hierbei die Zeitpunkte im betrachteten Zeitfenster, zu denen das Messsignal digitalisiert wurde. Durch den Offset  $E_0$  wird berücksichtigt, dass einem Messsignal aufgrund niederfrequenter Störungen ein im betrachteten Zeitintervall konstanter Fluss überlagert sein kann. Als Resultat der Optimierungsrechnung findet man für die einem Signal zugeordnete Energie

$$E = \frac{\langle sr \rangle - \langle s \rangle \langle r \rangle}{\langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2}, \quad (3.6)$$

wobei  $\langle . \rangle$  den Mittelwert der entsprechenden Größe im betrachteten Zeitfenster bezeichnet [Fle98].

### 3.3.7 $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle zur Charakterisierung des Detektors

Das im Zuge dieser Arbeit entwickelte metallisch magnetische Kalorimeter wurde mit Hilfe einer gekapselten  $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle charakterisiert. Durch einen Elektron-Einfang-Prozess zerfällt das Isotop  $^{55}\text{Fe}$  mit einer Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 2,7$  a in das Isotop  $^{55}\text{Mn}$ . Mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % stammt das dabei eingefangene Elektron aus der  $K$ -Schale des Eisen-Isotops. Das entstandene Loch in der  $K$ -Schale wird durch das Elektron einer höheren Schale von  $^{55}\text{Mn}$  aufgefüllt. Die hierbei frei werdende Energie wird in Form eines Röntgenquants abgegeben. An diesen Prozess schließt sich eine Kaskade weiterer Übergänge an, wobei die Energie der emittierten Teilchen<sup>22</sup> sukzessive abnimmt.

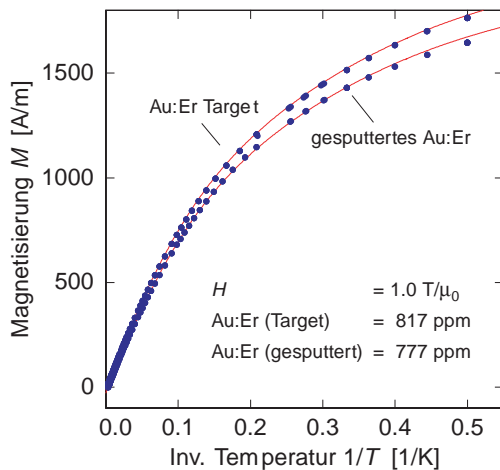
Das Spektrum von  $^{55}\text{Mn}$  wurde in der Vergangenheit mehrfach mit Hilfe von Kristallspektrographen untersucht und ist sehr genau bekannt (siehe z.B. [Höl97]). Die für diese Arbeit relevanten Linien resultieren aus dem Übergang eines Elektrons von der  $L$ -Schale bzw. der  $M$ -Schale auf die  $K$ -Schale. Die größere der beiden Linien,  $K_\alpha$ -Linie genannt, stammt aus dem Übergang von der  $L$ -Schale auf die  $K$ -Schale und liegt bei einer Energie von 5,9 keV. Im Vergleich zur kleineren  $K_\beta$ -Linie, deren Energie 6,5 keV beträgt, besitzt sie eine etwa neun mal größere Intensität.

<sup>22</sup>Mit sinkender Energie werden zunehmend niederenergetische Photonen und Auger-Elektronen emittiert. Die Kapselung der Quelle absorbiert diese Teilchen nahezu vollständig, so dass diese im Experiment nicht beobachtet werden können.

## 4. Experimentelle Ergebnisse

### 4.1 Magnetisierung des Sensors

Bei der Diskussion der Herstellung der Au:Er-Sensoren in Abschnitt 3.3.3 zeigte sich, dass die Qualität der Au:Er-Filme entscheidend von dem verwendeten Dünnschichtverfahren sowie den Prozessparametern abhängt. Eine zentrale Frage besteht somit darin, welche Qualität die im Zuge dieser Arbeit hergestellten Au:Er-Sensoren aufweisen und inwieweit deren Magnetisierung  $M$  und Wärmekapazität  $C$  mit dem aus Messungen an Sensoren aus Vollmaterial bekannten Verhalten von Au:Er übereinstimmen.



**Abb. 4.1:** Magnetisierungsmessungen einer Probe des zur Herstellung der Au:Er-Sensoren verwendeten Sputter-Targets sowie einer gesputterten Au:Er-Folie in einem Magnetfeld von 1 T.

Zur Beantwortung dieser Frage wurde zunächst die Magnetisierung einer Probe des zur Herstellung der Sensoren verwendeten Sputter-Targets mit Hilfe eines kommerziell erhältlichen SQUID-Magnetometers<sup>1</sup> gemessen. Der hierbei abgedeckte Temperaturbereich erstreckte sich von 300 K bis 2 K und die Stärke des angelegten Magnetfeldes betrug 1 T. Das Ziel dieser in Abbildung 4.1 gezeigten Messung bestand darin, die genaue Konzentration der Erbium-Ionen im Sputter-Target zu ermitteln. Hierzu wurde im Temperaturbereich von 100 K bis 300 K eine in der Abbildung ebenfalls eingezeichnete theoretische Kurve an die Messdaten angepasst. Diese Kurve setzt sich, wie in [Bur07] beschrieben, aus einem temperaturabhängigen und einem temperaturunabhängigen Anteil zusammen. Während der temperaturunabhängige Anteil das diamagnetische Verhalten von Gold widerspiegelt, ist der temperaturabhängige Anteil proportional zur Konzentration  $x$  der Erbium-Ionen und repräsentiert das

<sup>1</sup>Typ MPMS XL der Firma Quantum Design, USA.

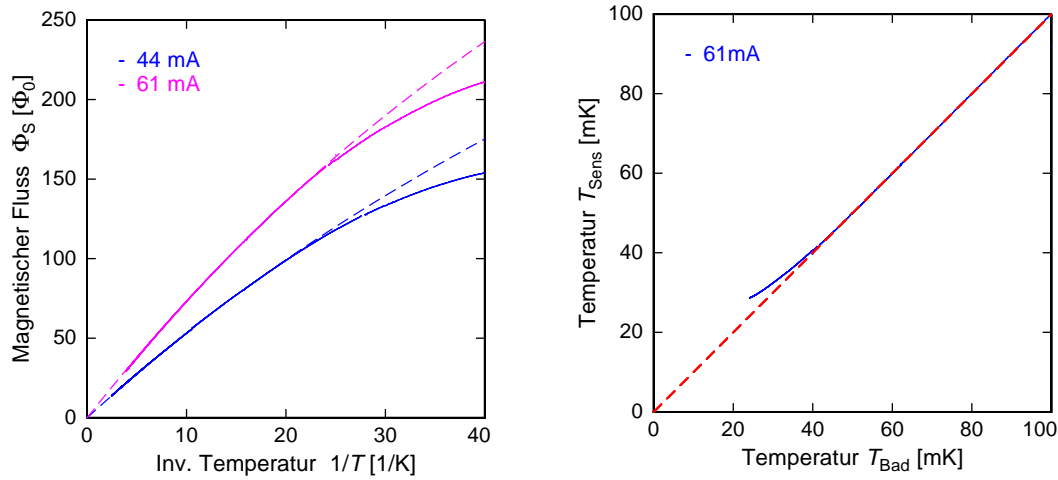
in Abschnitt 2.2 diskutierte paramagnetische Verhalten der Erbium-Ionen in Gold, wobei die Kristallfeldaufspaltung, die zu einer deutlich nicht-trivialen Temperaturabhängigkeit führt, ebenfalls berücksichtigt wurde. Als freie Fitparameter stehen sowohl die Konzentration der Erbium-Ionen als auch die magnetische Suszeptibilität  $\chi_{\text{Au}}$  von Gold zur Verfügung. Im Rahmen der vorgenommenen Anpassung wurde für die Konzentration ein Wert von 817 ppm und für die magnetische Suszeptibilität ein Wert von  $\chi_{\text{Au}} = -3,45 \cdot 10^{-5}$  ermittelt, der sehr gut mit dem in Abschnitt 2.2.1 angegebenen Literaturwert übereinstimmt.

In Abbildung 4.1 ist weiterhin eine Magnetisierungsmessung einer gesputterten Au:Er-Folie gezeigt, die im gleichen Sputter-Prozess wie der später charakterisierte Au:Er-Sensor hergestellt wurde. Wie man erkennen kann, stimmt der gemessene Temperaturverlauf der Magnetisierung gut mit der theoretischen Kurve für eine Erbium-Konzentration von 777 ppm überein. Für die Diskrepanz zwischen der gemessenen Konzentration des Targets und der gesputterten Au:Er-Folie kommen zwei Erklärungen in Frage. Zum einen kann es durchaus sein, dass die Erbium-Konzentration an der gesputterten Oberfläche verschieden ist von 817 ppm, da Reste aus der Schmelze, aus der das Target gefertigt wurde, eine Konzentration von 730 ppm zeigen. Demnach können Inhomogenitäten der Konzentration im Target nicht ausgeschlossen werden. Zum anderen können Verunreinigungen im Prozessgas, insbesondere Sauerstoff, dazu führen, dass während des Sputter-Vorgangs ein geringer Teil des Erbiums oxidiert ist und somit nicht zur Magnetisierung beiträgt. Diese These wird dadurch gestützt, dass erst mit Erhöhung der Reinheit des Prozessgases Au:Er-Filme gesputtert werden konnten, die Übereinstimmung mit Messungen an Vollmaterial zeigten.

Um die Magnetisierung der gesputterten Au:Er-Filme bei tiefen Temperaturen und kleinen Magnetfeldern mit der Theorie vergleichen zu können, wurde mit Hilfe des im vorherigen Kapitel vorgestellten Detektors die Magnetisierung des Sensors als Funktion der Temperatur gemessen. Aufgrund der Inhomogenität des Magnetfeldes im Sensor ist die Magnetisierung bei einer festen Temperatur eine ortsabhängige Größe. Da es experimentell nicht möglich ist, den Temperaturverlauf der Magnetisierung direkt zu messen, wird im Folgenden der magnetische Fluss durch das Detektor-SQUID als Messgröße diskutiert. Entgegen dieser Tatsache wird dieses Signal dennoch im Zuge der folgenden Diskussion als „Magnetisierungssignal“ bezeichnet.

Abbildung 4.2 (links) zeigt den Temperaturverlauf des magnetischen Flusses im Detektor-SQUID für zwei verschiedene in die Mäanderstruktur eingeprägte Feldströme. Diese entsprechen einem mittleren Magnetfeld im Sensor von 2,48 mT für 44 mA und 3,43 mT für 61 mA. Zusätzlich zu den Messdaten sind in der Abbildung die Ergebnisse einer numerischen Berechnung des Temperaturverlaufs der Magnetisierung eingezeichnet. Da die oben betrachtete Au:Er-Folie und der hier charakterisierte





**Abb. 4.2:** (links): Magnetischer Fluss im Detektor-SQUID in Abhängigkeit von der inversen Temperatur für zwei verschiedene Feldströme. Die gestrichelten Linien entsprechen einer theoretischen Rechnung. (rechts): Temperatur des Au:Er-Sensors als Funktion der Temperatur der Experimentierplattform für einen Feldstrom von 61 mA.

Sensor im selben Sputter-Prozess hergestellt wurden, sollten beiden Au:Er-Filme die gleiche Konzentration an Erbium-Ionen aufweisen. Für die Berechnung wurde daher eine Konzentration von 775 ppm angenommen. Weiterhin wurde die Hyperfeinstrukturaufspaltung von  $^{167}\text{Er}$  in der Rechnung berücksichtigt. Dies ist notwendig, da das zur Herstellung der Sensoren verwendete Sputter-Target nicht isotopisch angereichert ist und folglich einen Anteil von 22,9 % an  $^{167}\text{Er}$  enthält. Unberücksichtigt blieben dagegen die Wechselwirkung zwischen den  $^{167}\text{Er}$ -Ionen untereinander und die Wechselwirkung der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen mit den kernspinlosen Erbium-Ionen.

Bis zu einer Temperatur von ca. 45 mK stimmt die gemessene Magnetisierung mit der numerischen Simulation sehr gut überein. Zu tieferen Temperaturen hin verläuft die gemessene Kurve allerdings flacher als der berechnete Temperaturverlauf. Die wahrscheinlichste Erklärung für dieses abweichende Verhalten ist, dass der Detektor durch parasitäre Wärmeeinträge thermisch vom Wärmebad entkoppelt und somit die Temperatur des Detektors nicht mehr der Badtemperatur des Kryostaten folgen kann. Die Entkopplung resultiert dabei aus der geringen thermischen Leitfähigkeit von Saphir bei tiefen Temperaturen und vor allem aus dem in diesem Temperaturbereich dominierenden Kapitza-Widerstand [Rot07], durch den kleinste Wärmeeinträge zu nennenswerten Temperaturgradienten führen können. Unter der Annahme, dass die numerische Simulation die Magnetisierung des Sensors bei guter thermischer Kopplung zwischen Sensor und Wärmebad beschreibt, kann die tatsächliche Temperatur des Sensors aus dem simulierten Temperaturverlauf der Magnetisierung bestimmt werden. Hierzu ordnet man dem Sensor diejenige Temperatur zu, die die

Simulation für einen gemessenen magnetischen Fluss  $\Phi_S$  im Detektor-SQUID als Badtemperatur angibt. Abbildung 4.2 (rechts) zeigt die auf diese Weise bestimmte Temperatur des Sensors als Funktion der Badtemperatur des Kryostaten. Aus dieser Abbildung kann bei einer Badtemperatur von 24 mK für die maximale Temperaturdifferenz zwischen Sensor und Wärmebad ein Wert von etwa 4 mK abgelesen werden. Bezeichnet man mit  $G_0$  den Vorfaktor der thermischen Leitfähigkeit  $G = G_0 T^3$  bei tiefen Temperaturen und geht man von der Annahme aus, dass der Sensor thermisch vom Wärmebad entkoppelt, so kann für die Temperatur des Sensors in guter Näherung die Beziehung  $T_{\text{Sens}} = (T_{\text{Bad}}^4 + \dot{Q}/G_0)^{1/4}$  hergeleitet werden, wobei  $\dot{Q}$  die parasitären Wärmeeinträge repräsentiert. Diese Beziehung ist für den gezeigten Temperaturverlauf des Au:Er-Sensors gut erfüllt und stützt somit die These, dass die Abweichung der Magnetisierung zu tiefen Temperaturen hin durch parasitäre Wärmeeinträge verursacht wird.

Eine mögliche Ursache für die parasitären Wärmeeinträge ist durch die Infrarot-Strahlung der 1,5 K warmen Umgebung des Detektors gegeben. Da der hier beschriebene Detektor für die energiedispersive Messung massiver Teilchen entwickelt wurde, konnte kein Röntgenfenster zur Abschirmung dieser Infrarot-Strahlung verwendet werden. Die Strahlungsleistung einer Fläche  $A$  mit Temperatur  $T$  kann mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes  $P = (1 - R) \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4$  berechnet werden, wobei  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$  die Stefan-Boltzmann-Konstante und  $R$  die Reflektivität der Oberfläche des Strahlers<sup>2</sup> bezeichnet. Die hier relevante Fläche wird durch den Raumwinkel  $\Omega$  bestimmt, der von der genauen geometrischen Anordnung von Sensor und Kollimator abhängt. Im vorliegenden Fall kann für den Raumwinkel ein Wert von  $\pi/3$  abgeschätzt werden. Somit kann die im Sensor absorbierte Strahlungsleistung zu 1 pW abgeschätzt werden. Hierbei wurde für die Reflektivität ein Wert von  $R = 0,9$  angenommen<sup>3</sup>. Damit erhält man eine durch Infrarot-Strahlung verursachte Temperaturerhöhung des Sensors um etwa 0,2 mK.

Neben der Infrarot-Strahlung kommen weiterhin unzureichend thermisch abgefangene Zuleitungen zum Detektor sowie die zur elektrischen Kontaktierung verwendeten Al-Bonddrähte als Erklärung für die parasitären Wärmeeinträge in Frage. Beispielhaft sei an dieser Stelle der Einfluss der Al-Bonddrähte diskutiert. Supraleitendes Aluminium hat bei einer Temperatur von 50 mK eine thermische Leitfähigkeit  $\kappa$  von  $10^{-6} \text{ W/cm K}$  [Pob96]. Die Länge der verwendeten Bonddrähte beträgt in etwa 2 mm und der Durchmesser der Drähte hat einen Wert von  $25 \mu\text{m}$ . Damit erhält man für einen Draht eine Wärmeleitfähigkeit von 0,2 nW/K. Bei einer Temperaturdifferenz von 20 mK zwischen Detektor-SQUID und Detektor-Chip erhält man somit eine Wärmelast von 5 pW, die einer Temperaturerhöhung um etwa 1 mK entspricht.

<sup>2</sup>Für einen schwarzen Strahler hat die Reflektivität einen Wert von  $R = 0$ .

<sup>3</sup>Im Kryostaten ist ein Großteil der Umgebung des Detektors vergoldet, so dass dies einen realistischen Wert darstellt.

Als letzte Erklärung für das thermische Entkoppeln des Detektors können durch das Detektor-SQUID induzierte Wirbelströme im Sensor angegeben werden. Aufgrund des Josephson-Wechselstromeffekts existiert im Detektor-SQUID ein hochfrequenter Wechselstrom mit einer durch  $\nu_J = 2eU/h = U/\Phi_0$  gegebenen Frequenz. Hierbei bezeichnet  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C die Elementarladung,  $U$  die über dem primären SQUID abfallende Spannung und  $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  Js das Plancksche Wirkungsquantum. Für die am Arbeitspunkt über dem Detektor-SQUID abfallende Spannung wurde ein Wert von  $19 \mu\text{V}$  gemessen. Damit erhält man eine Josephson-Frequenz von  $\nu_J = 9,2$  GHz. Die Amplitude des Wechselstroms kann mit  $I_{b1}/2$  abgeschätzt werden, wobei  $I_{b1}$  den Biasstrom des primären SQUIDs bezeichnet. Der Biasstrom betrug bei den durchgeführten Messungen annähernd  $20 \mu\text{A}$ . Der im Detektor-SQUID oszillierende Wechselstrom wird entsprechend der Induktivitäten der Einkoppelspule, der Bonddrähte und des Mäanders induktiv in die Detektionsspule übertragen. Für den entsprechenden Kopplungsfaktor erhält man näherungsweise einen Wert von 5%. Somit oszilliert in der Detektionsspule ein Wechselstrom mit einer Kreisfrequenz von 58 GHz und einer Amplitude von  $0,5 \mu\text{A}$ . Dieser Wechselstrom induziert im darüber liegenden Sensor Wirbelströme, die zu einer Leistungsdissipation im Sensor führen. Der frequenzabhängige Widerstand  $R(\omega)$ , der der Detektionsspule daher zugeordnet werden kann, kann aus dem Imaginärteil der Induktivität bestimmt werden. Diese wiederum lässt sich mit numerischen Methoden berechnen (vgl. Abschnitt 2.3.2). Für die relevante Frequenz von 58 GHz erhält man einen Widerstand von  $R(58 \text{ GHz}) \approx 300 \Omega$ . Die im Sensor dissipierte Leistung berechnet sich damit zu 75 pW, was einer Temperaturerhöhung des Sensors um etwa 15 mK entspricht.

Da die mäanderförmige Struktur allerdings mit 27,6 nH eine vergleichsweise große Induktivität aufweist und zudem parasitäre Kapazitäten von einem Niobstreifen über den Sensor zum nächsten Niobstreifen existieren, wird nur ein Bruchteil des Wechselstroms durch die Mäanderstruktur fließen. Um eine Abschätzung der Größenordnung dieses Bruchteils zu erhalten, kann man die Impedanz des Mäanders mit der Impedanz der parasitären Kapazitäten vergleichen. Für die Impedanz des Mäanders erhält man bei einer Frequenz von 58 GHz einen Wert von  $1,6 \text{ k}\Omega$ . Die Impedanz der parasitären Kapazitäten kann mit  $12 \Omega$  abgeschätzt werden. Hierbei wurde die Kapazität durch einen Plattenkondensator mit Grundfläche  $A$ , Plattenabstand  $d$  und Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r$  idealisiert<sup>4</sup>. Somit sollte der Anteil des durch die Detektionsschleife fließenden Wechselstroms im Bereich von einigen Prozent liegen. Allerdings ist es an dieser Stelle aufgrund der Komplexität des Problems nicht möglich, den genauen Anteil des in der Detektionsspule fließenden Wechselstroms zu bestimmen. Dieser kann vom abgeschätzten Wert durchaus um eine Größenordnung entfernt liegen. Man erkennt aber bereits anhand der maximalen Temperaturerhöhung von 15 mK, dass der

<sup>4</sup>Für die Fläche  $A$  wurde die Fläche zweier Mäanderstreifen angenommen, für den Abstand wurde die Dicke der  $\text{SiO}_2$ -Schicht verwendet und als Dielektrikum wurde  $\text{SiO}_2$  angenommen.

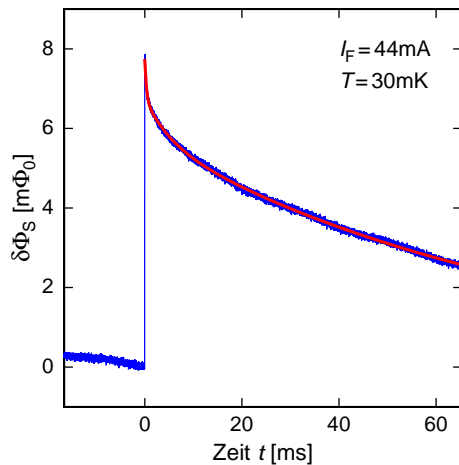
im Detektor-SQUID oszillierende Wechselstrom zu einer relevanten Temperaturerhöhung des Sensors führen kann.

Letztlich kann allerdings nicht vollständig ausgeschlossen werden, dass die beobachtete Abweichung der Magnetisierung des Au:Er-Sensors zu tiefen Temperaturen hin durch ein vom Vollmaterial abweichendes thermodynamisches Verhalten hervorgerufen wird und somit eine weitere Optimierung der beim Sputtern verwendeten Prozessparameter vorgenommen werden muss. Es werden daher weitere Messungen benötigt, um die genaue Ursache der Abweichung bei tiefen Temperaturen zu klären.

## 4.2 Eigenschaften des Detektorsignals

### 4.2.1 Signalform

Abbildung 4.3 zeigt die typische Pulsantwort des Detektors bei der Absorption eines Röntgenquants mit einer Energie von 5,9 keV bei einer Temperatur von 30 mK und einem Feldstrom von 44 mA. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf des magnetischen Flusses im Detektor-SQUID nach einer Mittelung über 238 Einzelpulse.



**Abb. 4.3:** Pulsantwort des Detektors bei der Absorption eines Röntgenquants mit einer Energie von 5,9 keV. Der eingefrorene Feldstrom war 44 mA und die Temperatur des Detektors betrug 30 mK. Zusätzlich eingezeichnet ist ein Fit des Abklingverhaltens, der im Text näher beschrieben ist.

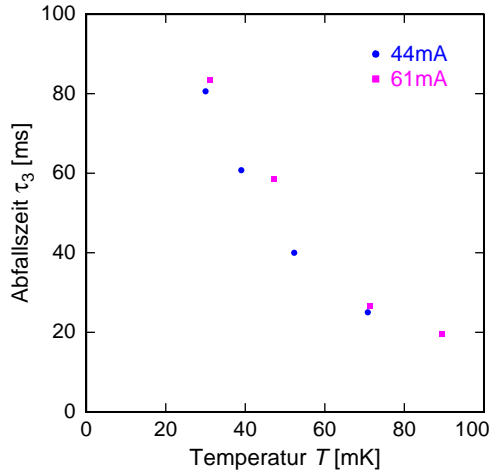
Der durch die Absorption eines Röntgenquants gegebene Energieeintrag verteilt sich zunächst in sehr kurzer Zeit ( $t < 10^{-7}$  s) auf das System der Leitungselektronen. Die hierfür zu Grunde liegenden Prozesse werden in einem anderen Zusammenhang in Abschnitt 4.3 beschrieben. Die magnetischen Momente des Sensormaterials reagieren auf die Temperaturerhöhung der Leitungselektronen mit einer Relaxationszeit  $\tau$ . Sie ist durch die Korringa-Relation  $\tau \cdot T_{el} = \kappa$  gegeben, wobei  $T_{el}$  die Temperatur der Leitungselektronen und  $\kappa$  die sog. Korringa-Konstante bezeichnet. In ESR-Messungen konnte die Korringa-Konstante von Au:Er zu  $\kappa = 7 \cdot 10^{-9}$  Ks bestimmt werden [Sjö75]. Bei einer Temperatur von 30 mK erhält man somit eine Anstiegszeit

des Signals von  $\tau_0 < 1\mu\text{s}$ . Die Anstiegszeit des in Abbildung 4.3 gezeigten Pulses beträgt  $4\mu\text{s}$  und ist durch die Bandbreite der verwendeten SQUID-Elektronik begrenzt. Nach dem schnellen Anstieg des magnetischen Flusses im Detektor-SQUID durchläuft das Signal ein Maximum.

Das Abklingverhalten des Detektorsignals kann durch die Summe dreier Exponentialfunktionen mit Zeitkonstanten  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  und  $\tau_3$  und Amplituden  $a_1$ ,  $a_2$  und  $a_3$  beschrieben werden. In der ersten Phase der Relaxation, die durch die Zeitkonstante  $\tau_1$  repräsentiert wird, fließt ein Teil der im Detektor deponierten Energie vom System der Leitungselektronen und der magnetischen Momente in das in Abschnitt 2.2.5 diskutierte System der Kernquadrupolmomente von Gold. In Abbildung 4.3 ist diese Phase als Spitze im Signal zu erkennen. Die zugehörige Zeitkonstante beträgt für den gezeigten Puls  $343\mu\text{s}$ . Messungen dieser Zeitkonstante bei verschiedenen Temperaturen zeigen, dass der zu  $\tau_1$  gehörige Anteil ab einer Temperatur von etwa  $50\text{ mK}$  verschwindet und dass keine systematische Temperaturabhängigkeit erkennbar ist. Dieses Verhalten konnte bereits in früheren Messungen beobachtet werden [Gör01]. Die dort gefundene Abhängigkeit der Zeitkonstante  $\tau_1$  vom Magnetfeld kann in dieser Arbeit nicht beobachtet werden, da zum einen die mittleren Magnetfelder im Sensor für die beiden betrachteten Ströme von  $44\text{ mA}$  und  $61\text{ mA}$  mit  $2,48\text{ mT}$  und  $3,43\text{ mT}$  sehr nahe beieinander liegen und zum anderen die Rekonstruktion der abfallenden Flanke mit einer gewissen Unsicherheit behaftet ist, die zu einem späteren Zeitpunkt genauer erläutert wird.

Die Ursache der Zeitkonstante  $\tau_2$  ist bislang noch nicht vollständig verstanden. Die Größenordnung dieser Zeitkonstante liegt im Bereich von wenigen Millisekunden. Messungen von  $\tau_2$  in Abhängigkeit von der Temperatur und vom mittleren Magnetfeld im Sensor zeigen weder eine eindeutige Temperaturabhängigkeit noch eine Abhängigkeit vom mittleren Magnetfeld. Eine mögliche Erklärung für das Auftreten dieser Zeitkonstante ist durch das Vorhandensein des Saphir-Substrates des Detektor-Chips gegeben. Wie in [Sch00] beschrieben, bildet das Substrat ein intermediäres Wärmereservoir zwischen Sensor und Wärmebad. Fasst man das System der magnetischen Momente und das System der Leitungselektronen zu einem System zusammen, so wird das resultierende thermodynamische Modell des Detektors durch ein kanonisches Ensemble mit drei Subsystemen beschrieben. Für die analytische Berechnung des Wärmeflusses in diesem Modell muss daher ein System von drei gekoppelten Differentialgleichungen gelöst werden. Als Lösung erhält man eine Summe von drei Exponentialfunktionen mit verschiedenen Zeitkonstanten, die den hier im Rahmen dieser Arbeit beobachteten Zeitkonstanten entsprechen könnten.

Die Abfallszeit  $\tau_3$  spiegelt die Thermalisierung des Detektors mit dem Wärmebad wider. Sie hängt von der Gesamtwärmekapazität  $C$  des Detektors und der Wärmeleitfähigkeit  $G$  zwischen Detektor und Wärmebad ab und ist durch den Zusammen-



**Abb. 4.4:** Thermische Abfallszeit  $\tau_3$  für zwei verschiedene Feldströme als Funktion der Temperatur.

hang  $\tau_3 \simeq C/G$  gegeben. Die Wärmeleitfähigkeit  $G$  hängt dabei vom Grenzflächenwiderstand zwischen Sensor und Substrat, von der Wärmeleitfähigkeit des Saphir-Substrats sowie der Klebeschicht zwischen Substrat und Experimenthalter ab. Abbildung 4.4 zeigt den gemessenen Temperaturverlauf der Relaxationszeit  $\tau_3$  für zwei verschiedene Feldströme. Man erkennt zum einen, dass  $\tau_3$  mit steigender Temperatur abnimmt und zum anderen, dass die Zeitkonstante mit steigendem mittleren Magnetfeld im Sensor geringfügig zunimmt. Die beobachtete Magnetfeldabhängigkeit von  $\tau_3$  kann dadurch erklärt werden, dass bei konstanter Temperatur die Wärmeleitfähigkeit  $G$  unabhängig vom Magnetfeld ist, während die Wärmekapazität  $C$  nach Gleichung 2.9 mit dem Magnetfeld zunimmt. Beachtet man, dass mit steigender Temperatur die Wärmeleitfähigkeit  $G$  zwischen Sensor und Wärmebad größer wird, während gleichzeitig die Wärmekapazität des Sensors abnimmt, so wird auch der Temperaturverlauf von  $\tau_3$  verständlich.

An dieser Stelle soll die oben angesprochene Unsicherheit bei der Bestimmung der Zeitkonstanten diskutiert werden. Wie in Abbildung 4.4 zu erkennen ist, zeigt das Messsignal vor dem Anstieg des Pulses eine endliche Steigung. Dies ist das Resultat eines massiv auftretenden Pile-Up-Problems. Als Pile-Up-Problem bezeichnet man dabei die Situation, bei der die Rate detektierter Energieeinträge größer als die inverse Relaxationszeit des Detektors ist. Der Detektor kann hierdurch vor der Absorption eines Teilchens nicht vollständig mit dem Wärmebad thermalisieren. Als Resultat davon sitzt ein Großteil der Pulse auf der abfallenden Flanke eines vorangegangenen Pulses und das gemessene Detektorsignal ist demnach die Überlagerung einer abfallenden Flanke und des eigentlichen Pulses. Um die „wahren“ Relaxationszeiten des Pulses zu bestimmen, muss die abfallende Flanke des vorangegangenen Pulses subtrahiert werden. Die Rekonstruktion der abfallenden Flanke ist allerdings nur sehr schwer möglich.

Aus Abbildung 4.4 ist ferner ersichtlich, dass die Relaxationszeit  $\tau_3$  des Detektors für eine Temperatur von 30 mK in etwa 80 ms beträgt. Der Detektor erreicht damit erst nach annähernd 240 ms wieder das thermische Gleichgewicht mit dem Wärmebad. Folglich ist die im Experiment mögliche Rate auf ca. 4 Teilchen/s beschränkt<sup>5</sup> und ist damit weitaus geringer als die in der Einleitung geforderte Rate von 1000 Teilchen/s. Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, kann die thermische Ankopplung des Detektors an das Wärmebad prinzipiell durch eine metallische Verbindung zwischen dem Wärmebad und der Thermalisierungsstruktur des Detektors verbessert werden. Rechnungen zeigen allerdings, dass auf diese Weise die thermische Ankopplung des hier entwickelten Detektors aufgrund der geringen Schichtdicke und der damit verbundenen geringen thermischen Leitfähigkeit der Thermalisierungsstruktur nicht ausreichend verbessert werden kann. Aus diesem Grund soll der Sensor in zukünftigen Messungen direkt mit Hilfe von dünnen Golddrähten an das Wärmebad gekoppelt werden. Hierzu wurde die quadratische Grundfläche des Sensors an zwei Seiten um einen 100  $\mu\text{m}$  breiten und 200  $\mu\text{m}$  langen Steg erweitert. Der Sensor kann an diesen Stellen einerseits mit den Golddrähten thermisch kontaktiert werden und andererseits besteht weiterhin die Möglichkeit, die Sensoren mit einem Absorber zu verstehen. Die Länge und Breite der Stege wurde dabei so gewählt, dass die Thermalisierungszeit  $\tau_3$  des Detektors bei einer Temperatur von 30 mK in etwa 1 ms beträgt.

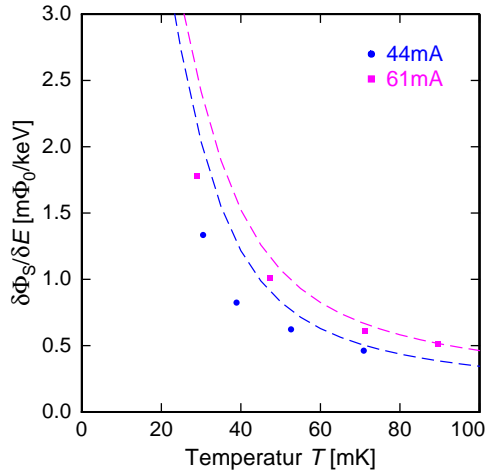
#### 4.2.2 Signalgröße

Wie die Diskussion der physikalischen Grundlagen in Kapitel 2 zeigte, hängt die Signalgröße eines metallisch magnetischen Kalorimeters nicht nur vom Temperaturverlauf  $\partial M/\partial T$  der Magnetisierung des paramagnetischen Sensors sondern auch von der Gesamtwärmekapazität des Detektors ab. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf einen Absorber verzichtet wurde, ist die Gesamtwärmekapazität des Detektors durch die Wärmekapazität des gesputterten Au:Er-Sensors gegeben. Nach Gleichung 2.28 ist diese direkt mit der Signalgröße des Detektors pro Energieeintrag verknüpft. Aus diesem Grund erfolgt die Diskussion der Wärmekapazität des Sensors anhand der im Experiment messbaren Signalgröße  $\delta\Phi_S/\delta E$ . Hierbei bezeichnet  $\delta\Phi_S$  die durch einen Energieeintrag  $\delta E$  hervorgerufene Flussänderung im Detektor-SQUID.

Abbildung 4.5 zeigt das Ergebnis der Messung der Signalgröße des Detektors als Funktion der Temperatur für zwei verschiedene Feldströme. Da der Detektor-Chip bei tiefen Temperaturen nicht mehr der Temperatur des Kryostaten folgt (vgl. Abschnitt 4.1), wurden die Messdaten anhand der in Abbildung 4.2 (links) gezeigten

---

<sup>5</sup>Die Rate der Röntgenquanten betrug bei den hier diskutierten Messungen in etwa 17 Teilchen/s und ist damit weitaus größer als die mit dem Detektor vertretbare Rate. Dies erklärt das aufgetretene Pile-Up-Problem.



**Abb. 4.5:** Gemessene Signalthöhe  $\delta\Phi_S/\delta E$  als Funktion der Temperatur für zwei unterschiedliche Feldströme. Zusätzlich eingezeichnet sind die Ergebnisse einer numerischen Simulation der Signalgröße.

Magnetisierungskurven hinsichtlich ihrer Temperatur korrigiert. Die in Abbildung 4.5 eingezeichneten Linien entsprechen einer numerischen Simulation der Signalgröße für die gewählten Feldströme von 44 mA und 61 mA. In der durchgeführten Simulation wurde neben der Hyperfeinstrukturaufspaltung von  $^{167}\text{Er}$  auch die in Abschnitt 3.3.4 erläuterte, parasitäre Wärmekapazität des Sensors berücksichtigt. Da es mit der gewählten Simulationsmethode nicht ohne Weiteres möglich ist, die Wechselwirkung der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen untereinander sowie die Wechselwirkung der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen mit den kernspinlosen Erbium-Ionen einzubinden, wurden diese Wechselwirkungen nicht berücksichtigt. Wie die Diskussion von Au:Er im Modell wechselwirkender magnetischer Momente (vgl. Abschnitt 2.2.3) zeigte, resultieren die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die RKKY-Wechselwirkung der kernspinlosen Erbium-Ionen sowohl in einem erniedrigten Sättigungswert der Magnetisierung als auch in einer erhöhten Wärmekapazität bei tiefen Temperaturen. Da diese Wechselwirkungen für  $^{167}\text{Er}$ -Ionen einen ähnlichen Effekt haben sollten, kann die hier berechnete Wärmekapazität des Au:Er-Sensors nur als eine untere Grenze für dessen tatsächliche Wärmekapazität angesehen werden.

Bevor die Messdaten mit den durchgeführten Simulationen verglichen werden, wird zunächst eine qualitative Beschreibung der Abhängigkeiten der Signalgröße  $\delta\Phi_S/\delta E$  vom mittleren Magnetfeld im Sensor und von der Temperatur gegeben. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, nimmt die Signalthöhe mit dem mittleren Magnetfeld im Sensor zu. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass nach Abschnitt 2.2.2 die Änderung des magnetischen Moments in kleinen Feldern bei einem Energieeintrag eine lineare Abhängigkeit vom Magnetfeld zeigt. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Signalgröße mit steigender Temperatur stark abnimmt. Verantwortlich für dieses Verhalten ist die Tatsache, dass im Fall konstanter Magnetfelder die Wärmekapazität der Leitungselektronen proportional zu  $T$  zunimmt, während die Wärmeka-



pazität des Zeeman-Systems hingegen proportional zu  $1/T^2$  abfällt. Dadurch bedingt fließt nach Gleichung 2.15 ein geringerer Teil der im Detektor deponierten Energie in das Zeeman-System, was zu hohen Temperaturen hin in einer abnehmenden Änderung des magnetischen Moments des Sensors und damit in einer abnehmenden Signalgröße resultiert.

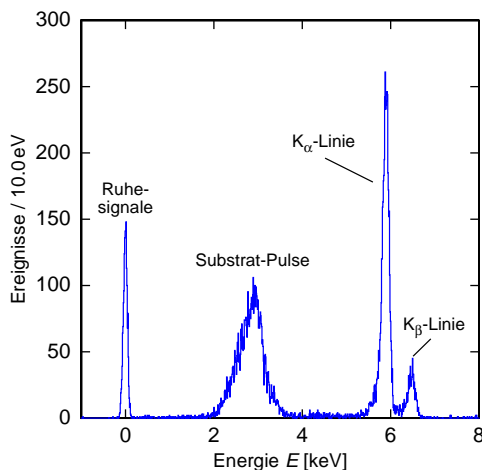
Nach dieser qualitativen Beschreibung sollen nun die gemessenen Signalgrößen mit den durchgeführten Simulationen verglichen werden. Wie der Abbildung 4.5 zu entnehmen ist, stimmen die gemessenen Daten bei hohen Temperaturen gut mit der Simulation überein. Dagegen weichen die gemessenen Signalgrößen zu tieferen Temperaturen hin zunehmend von den berechneten Signalthöhen ab. Bei einer Temperatur von 30 mK sind die gemessenen Signale schließlich um ca. 30 % kleiner als von der Simulation vorhergesagt. Ein Teil dieser Abweichung kann dadurch erklärt werden, dass die Wechselwirkung der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen untereinander sowie die Wechselwirkung der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen mit den kernspinlosen Erbium-Ionen nicht berücksichtigt wurde. Wie bereits weiter oben erläutert, sollten die Ergebnisse der Simulation als obere Schranke für die Signalgröße angesehen werden. Die reale Abweichung dürfte demnach geringer als die maximal beobachtete Abweichung von 30 % sein.

Eine andere Erklärung erhält man durch die Annahme eines weiteren, bislang unbekanntes thermodynamischen Systems. Um die gemessenen Signale zu beschreiben, müsste die Wärmekapazität  $C_x$  dieses Systems bei einer Temperatur von 30 mK in etwa 160 pJ/K betragen und mit steigender Temperatur abfallen. Da mit der Einführung eines weiteren thermodynamischen Systems zwangsläufig eine weitere Zeitkonstante in der Pulsantwort des Detektors verbunden ist (vgl. Abschnitt 4.2.1), muss das unbekannte System in sehr gutem thermischen Kontakt mit dem System der magnetischen Momente und Leitungselektronen stehen. Andernfalls wäre in der Pulsantwort des Detektors ein weiterer exponentieller Abfall mit Amplitude  $a_x$  und Zeitkonstante  $\tau_x$  erkennbar, der zu höheren Temperaturen hin abnimmt und letztlich verschwindet. Ein möglicher Grund für die Annahme eines weiteren thermodynamischen Systems kann die unterschiedliche Morphologie der gesputterten Au:Er-Schichten sein, die sich unter anderem in einem geringeren Restwiderstandsverhältnis bemerkbar macht.

Um die beobachtete Abweichung der gemessenen Signalgröße von der numerischen Simulation bei Temperaturen unter 80 mK entgültig klären zu können, muss in einem ersten Schritt die Wechselwirkungen der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen in der Simulation berücksichtigt werden. Hierfür bietet sich z.B. eine Molekularfeld-Näherung an, bei der die Wirkung aller magnetischer Momente auf ein herausgegriffenes magnetisches Moment durch ein zusätzliches, effektives Magnetfeld beschrieben wird. Beobachtet man auch in diesem Fall eine Diskrepanz zwischen Simulation und Messung, müssen in einem zweiten Schritt weitere Experimente durchgeführt werden, um mit deren Hilfe nach der Ursache der beobachteten Abweichung zu suchen.

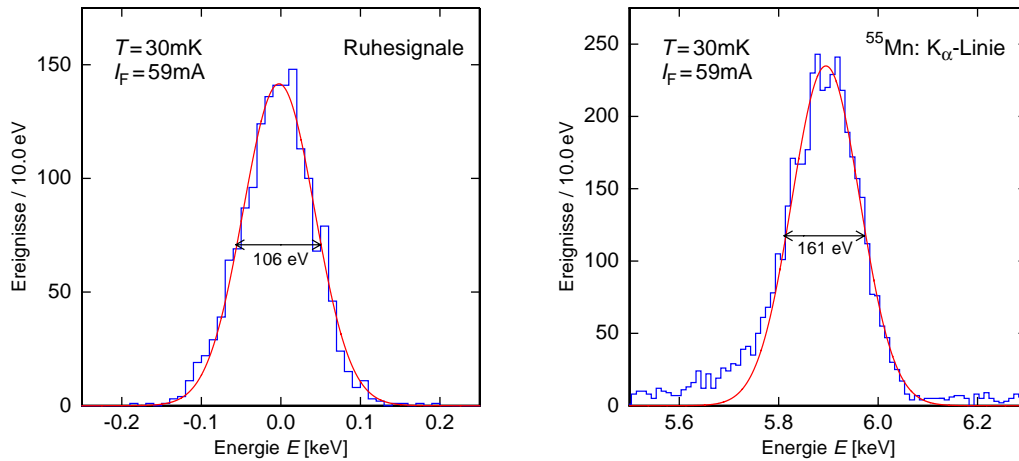
### 4.3 Röntgenspektroskopie

Die bisher diskutierten Messungen dienten dazu, die Eigenschaften des in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Detektors zu charakterisieren. Um die Energieauflösung zu bestimmen und um damit die Leistungsfähigkeit des Detektors zu demonstrieren, wurde ein Spektrum der in Abschnitt 3.3.7 vorgestellten  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle gemessen. Die Temperatur des Detektors betrug zum Zeitpunkt der Messung 30 mK und der in die Mäanderstruktur eingeprägte Feldstrom hatte einen Wert von 59 mA. Bei einer mittleren Rate von 17 Teilchen/s wurden ca. 17000 Einzelereignisse und zusätzlich etwa 1700 Ruhesignale aufgezeichnet. Den einzelnen Pulsantworten des Detektors wurde dann mit der in Abschnitt 3.3.6 beschriebenen Methode der kleinsten Abweichungsquadrate eine relative Amplitude zugewiesen. Als Bezug diente ein Musterpuls, der durch Mittelung vieler Einzelpulse gewonnen wurde. Die Kalibration der Energieskala erfolgte anhand der Ereignisse, die der  $K_{\alpha}$ -Linie von Mangan zugeordnet werden konnten.



**Abb. 4.6:** Gemessenes Fluoreszenzspektrum von  $^{55}\text{Mn}$ . Der Feldstrom war 59 mA und die Temperatur betrug 30 mK. Die Bedeutung der einzelnen Linien ist im Text näher erläutert.

Abbildung 4.6 zeigt das gemessene Spektrum von  $^{55}\text{Mn}$  in einem Energieintervall von 0 keV bis 8 keV. Neben den erwarteten  $K$ -Linien von Mangan sind zwei weitere Linien erkennbar. Zum einen ist dies die Verteilung der Energien, die den Ruhesignalen zugewiesen wurden, und zum anderen eine sehr breite Linie, dessen Maximum bei einer Energie von ca. 2,8 keV liegt. Diese Linie sowie der erkennbare Untergrund im Spektrum sind auf sog. Substratpulse zurückzuführen. Bei diesen Substratpulsen handelt es sich um Röntgenquanten, die nicht in dem als Absorber dienenden Au:Er-Sensor, sondern im Saphir-Substrat absorbiert werden. Diese Röntgenquanten führen ebenfalls zu einer Temperaturerhöhung des Sensors und dadurch zu einer Pulsantwort des Detektors. Da ein Teil der im Substrat deponierten Energie allerdings direkt zum Wärmebad abfließen kann, zeigen diese Pulse einerseits eine



**Abb. 4.7: (links):** Verteilung der Ruhesignale bei einem Feldstrom von 59 mA und einer Temperatur von 30 mK. Die eingezeichnete Linie entspricht einer gaußförmigen Verteilung mit einer Halbwertsbreite von 106 eV. **(rechts):** Röntgenspektrum der  $K_{\alpha}$ -Linie von Mangan bei einem Feldstrom von 59 mA und einer Temperatur von 30 mK. Die eingezeichnete Linie entspricht einer gaußförmigen Kurve mit einer Halbwertsbreite von 161 eV.

veränderte Pulsform und erscheinen andererseits im Spektrum bei einer geringeren Energie.

Geht man von der Annahme aus, dass sich das Rauschen der Ruhesignale nicht systematisch vom Rauschen der gemessenen Pulse unterscheidet, so kann die erreichbare Energieauflösung aus dem während des Experiments vorhandenen Rauschen des Detektorsignals, welches durch die aufgezeichneten Ruhesignale repräsentiert wird, und der Form der Detektorantwort bestimmt werden. Hierzu addiert man zu jedem Ruhesignal den zeitlichen Verlauf des Musterpulses und wendet auf die so erhaltenen Signale die Methode der kleinsten Abweichungsquadrate an. Die Breite der daraus resultierenden Verteilung gibt dann die im Experiment mit dem verwendeten Auswertalgorithmus maximal erreichbare Energieauflösung an. Zu dieser Breite tragen alle Rauschanteile bei, die im elektronischen Signal des Detektors vorhanden sind. Hierzu zählen neben dem Rauschen des zweistufigen SQUID-Magnetometers auch Netzbrummen, mechanische Vibrationen durch Vakuumpumpen oder ähnliche Einflüsse. Abbildung 4.7 (links) zeigt die mit der beschriebenen Vorgehensweise erhaltene Verteilung der Ruhesignale um die Energie  $E = 0$ . Zusätzlich eingezeichnet ist eine gaußförmige Kurve mit einer Halbwertsbreite von  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 106$  eV. Wie aus der Abbildung zu erkennen ist, stimmt die gemessene Verteilung qualitativ gut mit der eingezeichneten Gauß-Kurve überein. Die mit dem Detektor in dieser Messung maximal erreichbare Energieauflösung beträgt somit 106 eV.

Für die Bestimmung der Energieauflösung des Detektors bei endlichen Energien

wurde die  $K_\alpha$ -Linie von  $^{55}\text{Mn}$  näher betrachtet. Abbildung 4.7 (rechts) zeigt eine Vergrößerung dieser Linie in einem Energiebereich von 5,5 keV bis 6,3 keV. Die zusätzlich eingezeichnete Kurve entspricht einer Gauß-Verteilung mit einer Halbwertsbreite von 161 eV. Hieraus kann man gegenüber der aus dem Rauschen bestimmten Energieauflösung einen zusätzlichen Beitrag von 121 eV bei 5,9 keV zur instrumentellen Linienbreite berechnen. Eine mögliche Ursache dieser Differenz sind Schwankungen der Arbeitstemperatur des Detektors. Während sich solche Temperaturschwankungen nicht auf die aus dem Rauschen abgeleitete Linienbreite auswirken, verändern sich die Eigenschaften des Detektors, insbesondere die Signalhöhe, aufgrund ihrer starken Temperaturabhängigkeit. Die während des Experiments beobachteten Schwankungen der Temperatur des Kryostaten können durch  $\Delta T/T \leq 0,2\%$  abgeschätzt werden. Der durch diese Schwankungen verursachte Beitrag zur Energieauflösung lässt sich in guter Näherung<sup>6</sup> zu  $E \cdot \Delta T/T \simeq 12\text{ eV}$  berechnen und ist damit zu gering, um eine Differenz von 121 eV zu erklären.

Neben der Schwankung der Arbeitstemperatur des Detektors können zwei weitere Effekte zu einer Reduzierung des maximal erreichbaren Auflösungsvermögens  $E/\Delta E$  des Detektors führen. Wie in Abschnitt 3.3.4 erläutert wurde, ist der Au:Er-Sensor in lateraler Richtung größer als die sensitive Fläche der mäanderförmigen Struktur. Als Folge davon kann das Signal des Detektors ortsempfindlich sein. Dies bedeutet, dass die Höhe der Signale davon abhängig ist, an welchem Ort das Photon im Sensor absorbiert wird. Während man für Röntgenquanten, die über der sensitiven Fläche der Detektionsspule absorbiert werden, „normale“ Signale erwartet, kann die Signalgröße für Photonen, die im Randbereich des Sensors absorbiert werden, abweichen. Bevor auf eine mögliche Ursache für eine Reduktion der Signalgröße im Randbereich eingegangen wird, soll im Folgenden zunächst die in [Ens00] beschriebene Umwandlung der im Sensor deponierten Energie in thermische Anregungen nachvollzogen werden.

Bei der Absorption eines Röntgenquants wird zunächst mit großer Wahrscheinlichkeit über den Photoeffekt ein hochenergetisches Elektron erzeugt. Dieses überträgt seine Energie durch Elektron-Elektron-Streuung schrittweise auf andere Elektronen. Ab einer Energie von etwa 0,1 eV regen sich diese Elektronen hauptsächlich durch Erzeugung athermischer Phononen ab. Im Verlauf der weiteren Thermalisierung übertragen diese athermischen Phononen schließlich ihre Energie wieder auf die Elektronen, da die spezifische Wärme der Elektronen bei Temperaturen unter 1 K überwiegt. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die absorbierte Energie auf einen Volumenbereich von wenigen Mikrometern verteilt. Die anschließende räumliche Verteilung der Energie erfolgt dann über Diffusionsprozesse, deren Zeitskala von der Diffusionskonstante  $D$  der Wärmediffusion im Sensor abhängt. Während der diffusiven Ausbrei-

---

<sup>6</sup>Aus Abbildung 4.5 ist zu erkennen, dass in dem hier betrachteten Temperaturbereich in guter Näherung  $\Delta E/E = \gamma \cdot \Delta T/T$  mit  $\gamma \approx 1$  gilt.

tung der Wärme im Sensor erfolgt die Thermalisierung der Leitungselektronen mit den magnetischen Momenten. Dies zeigt sich unter anderem in einer sehr schnellen Anstiegszeit  $\tau_0$  des Detektorsignals. In [Rot07a] wurde für diese Zeit ein Wert von  $\tau_0 < 70$  ns gemessen.

Die Diffusionskonstante  $D$ , die die Zeitskala der Verteilung der Wärme im Sensor angibt, kann durch  $D \simeq \kappa/c$  abgeschätzt werden, wobei  $c$  die spezifische Wärme des Sensormaterials inklusive der magnetischen Momente und  $\kappa$  die spezifische Wärmeleitfähigkeit bezeichnet. Bei einer Temperatur von 30 mK findet man für die spezifische Wärme des Sensors einen Wert von  $160 \text{ J/m}^3 \text{ K}$ . Die spezifische Wärmeleitfähigkeit bei  $T = 30 \text{ mK}$  kann aus dem spezifischen Widerstand bei Zimmertemperatur, dem gemessenen Restwiderstandsverhältnis  $RRR$  von 1,7 und dem Wiedemann-Franz-Gesetz zu  $\kappa = 0,056 \text{ W/mK}$  berechnet werden. Damit erhält man für die Diffusionskonstante einen Wert von  $D = (19 \mu\text{m})^2/\mu\text{s}$ .

Die diffusive Verteilung der Wärme liefert nun in Verbindung mit den Randbereichen des Sensors, die nicht über der mäanderförmigen Detektionsspule liegen, zwei mögliche Erklärungen für eine Ortsempfindlichkeit der Signalamplitude. Wird ein Röntgenquant im Randbereich des Sensors absorbiert, so benötigt die Wärme entsprechend der Diffusionskonstante in etwa  $3\text{-}4 \mu\text{s}$  um einen Teil des Sensors zu erreichen, der sich über der Mäanderstruktur befindet und demnach zum Signal beiträgt<sup>7</sup>. In dieser Zeitspanne kann bereits ein Teil der im Sensor deponierten Energie zum Wärmebad hin abfließen. Die Pulsantworten des Detektors, die solchen Ereignissen zugeordnet werden können, zeigen demnach geringere Signalgrößen. Durch den zur Datenauswertung verwendeten Algorithmus wird solchen Signalen dann eine geringere als die tatsächlich im Sensor deponierte Energie zugeordnet. Da die Thermalisierungszeit  $\tau_3$  des Detektors mit dem Wärmebad allerdings im Bereich von 80 ms liegt, signalisiert dies eine schwache thermische Kopplung des Detektors an das Wärmebad. Somit sollte der Teil der Energie, der direkt zum Wärmebad abfließt, sehr gering sein und nicht mehr als 0,1 % betragen, was einem scheinbaren „Energieverlust“ von 6 eV entspricht.

Bevor im Folgenden ein weiterer, mit der Diffusion der Wärme verknüpfter Prozess betrachtet wird, der eine deutlich stärkere Ortsabhängigkeit der Signalamplitude verursacht, wird zunächst der Fall diskutiert, dass die Absorption des Röntgenquants an einer Stelle im Sensor erfolgt, die sich möglichst zentral über der Detektionsspule befindet. Da der Detektor bereits dann ein volles Signal zeigt, wenn die Wärme über wenige Mäanderstreifen hinweg diffundiert ist, spiegelt die Signalgröße des Detektors in diesem Fall die tatsächlich im Sensor deponierte Energie wieder. Erreicht die

---

<sup>7</sup>Die exakte Zeit, die die Wärme benötigt um in einen Teil des Sensors zu diffundieren, der über der Mäanderstruktur liegt, hängt stark von der Entfernung zwischen der Stelle, an der das Teilchen absorbiert wurde, und der Detektionsspule ab.

Wärme dann in Folge der Diffusion die Randbereiche des Sensors, so trägt die in die Randbereiche diffundierte Wärme nicht mehr zum Detektorsignal bei, da sich die Randbereiche nicht über der Detektionsspule befinden. Dieser Vorgang, bei dem die Energie scheinbar aus dem Sensor fließt, sollte sich im Abklingverhalten des Detektorsignals in Form einer weiteren kurzen Zeitkonstante bemerkbar machen. Da die entsprechende Zeitkonstante aber vom exakten Ort der Absorption des Teilchens abhängt, variiert diese von Puls zu Puls und wird dementsprechend bei der Bildung des Musterpulses ausgeschmiert. Da zudem die einzelnen Signale sehr stark verrauscht sind, ist dieser Abfall auch in den ungemittelten Signalen nicht zu erkennen und kann daher in den hier durchgeführten Messungen nicht nachgewiesen werden.

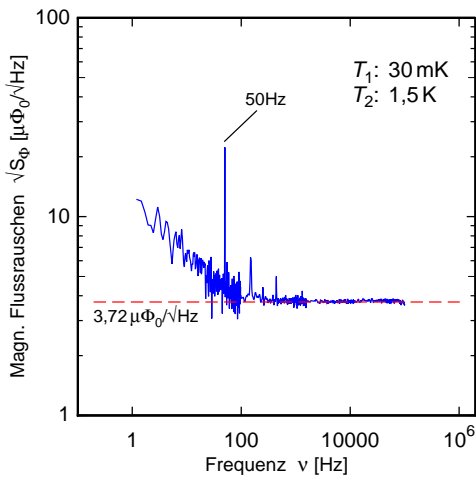
Nun soll die Situation betrachtet werden, in der ein Teilchen im Randbereich des Sensors absorbiert wird. In diesem Fall ist, wie bereits oben beschrieben, erst dann ein Signal erkennbar, wenn ein nennenswerter Teil der Wärme in einen Bereich des Sensors diffundiert ist, der sich oberhalb der Mäanderstruktur befindet. Dieses scheinbare „Fließen“ der Wärme in den Detektor sollte sich in einem abgerundeten Signalanstieg des Detektors bemerkbar machen. Allerdings sollte dieser Prozess auf einer Zeitskala von  $t < 5 \mu\text{s}$  ablaufen und kann somit mit der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Elektronik nicht beobachtet werden. Da sich die Wärme isotrop und demnach nicht nur auf die oberhalb der Detektionsspule liegenden Bereiche sondern auch auf die Randbereiche des Sensors ausbreitet, trägt nur ein Teil der ursprünglich im Detektor deponierten Energie  $E$  zum Signal bei. Dieser Teil entspricht der Wärme in den Bereichen des Sensors, die sich oberhalb der Detektionsspule befinden. Die Höhe der mit solchen Ereignissen verknüpften Pulsantworten des Detektors spiegeln also nicht die tatsächlich im Detektor deponierte Energie wieder. Der Anteil, um den die Signalgröße reduziert ist, hängt vom Verhältnis der zum Signal beitragenden Wärme und der in die Randbereiche diffundierten Wärme ab. Dieses Verhältnis kann in erster Ordnung durch den Quotient aus der Fläche des Randbereichs an einer Seite des Sensors und der Fläche der Mäanderstruktur abgeschätzt werden. Man erhält hierfür einen Wert von etwa 4 %. Damit erscheinen Signale, die eigentlich einer Energie von 5,9 keV entsprechen, bei einer Energie von etwa 5,7 keV und Signale, die einer Energie von 6,5 keV entsprechen, bei 6,2 keV. Hieraus resultiert ein niederenergetischer Fuß bei den auftretenden Linien, die in der Tat sowohl für die  $K_\alpha$ -Linie als auch für die  $K_\beta$ -Linie im Spektrum zu erkennen sind.

Neben der beschriebenen Ortsabhängigkeit der Signalamplitude kann auch ein variierender Verlust von athermischen Phononen an das Substrat in der frühen Phase der Thermalisierung der im Sensor deponierten Energie zu einer Reduzierung des Auflösungsvermögens führen. Da dieser Verlust vor der Reaktion der magnetischen Momente auf den äußeren Wärmeeintrag stattfindet, sollten die resultierenden Signale prinzipiell zwar die gleiche Form, allerdings eine geringere Amplitude zeigen.

In dem hier diskutierten Detektor könnte dieser Effekt besonders wichtig sein, da die Photonen direkt im Sensor und nicht in einem zusätzlichen (massiven) Absorber absorbiert werden. Zusätzlich ist der Sensor mit einer Dicke von  $3\ \mu\text{m}$  sehr viel dünner als bei bisher untersuchten Detektoren. Vergleicht man die Sensordicke mit der Absorptionslänge von Photonen mit einer Energie von  $6\ \text{keV}$  in Gold,  $\lambda = 1,2\ \mu\text{m}$ , so stellt man fest, dass tatsächlich ein nennenswerter Teil der Photonen erst in den untersten Schichten des Sensors absorbiert wird und bereits in der ersten Phase der Thermalisierung Phononen an das Substrat verloren gehen können.

#### 4.4 Analyse der Rauschbeiträge

Wie in Abschnitt 2.3 gezeigt wurde, existieren im Wesentlichen drei Rauschquellen, die die Energieauflösung eines magnetischen Kalorimeters beeinflussen. Diese sind die thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den Subsystemen des Detektors, das magnetische Johnson-Rauschen metallischer Detektorkomponenten sowie das Flussrauschen des zweistufigen SQUID-Magnetometers. Das Flussrauschen des SQUID-Magnetometers wiederum setzt sich aus dem intrinsischen Rauschen des primären und des sekundären SQUIDs, dem Rauschen der Elektronik bei Zimmertemperatur sowie dem thermischen Rauschen des Widerstands  $R_g$  zusammen. Wie sich im Verlauf der folgenden Diskussion zeigen wird, ist bei allen hier diskutierten Messungen das Rauschen des zweistufigen SQUID-Magnetometers der dominante Beitrag.

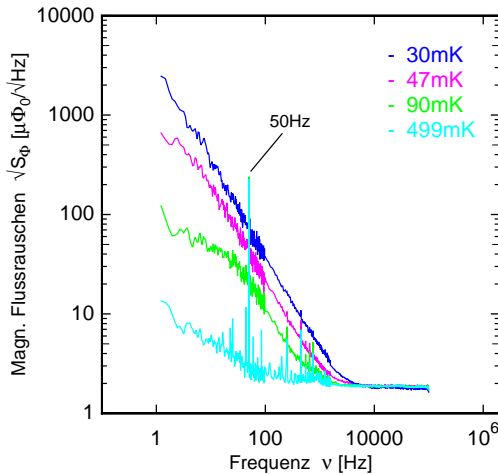


**Abb. 4.8:** Spektrale Dichte des Rauschens im Verstärker-SQUID. Die Temperatur  $T_1$  des Detektors betrug während der Messung  $30\ \text{mK}$  und die Temperatur  $T_2$  des Verstärkers war  $1,5\ \text{K}$ .

Zunächst soll das Rauschspektrum des sekundären SQUIDs diskutiert werden. Die Temperatur des Heliumbades, auf dem das Verstärker-SQUID thermisch angekoppelt war, wurde zum Zeitpunkt der Messungen durch Erniedrigung des Dampfdrucks auf einer Temperatur von  $T = 1,5\ \text{K}$  gehalten. Die Temperatur des Detektors wurde

zwischen 30 mK und 500 mK variiert. Abbildung 4.8 zeigt das gemessene Rauschspektrum des Verstärker-SQUIDs. Die Temperatur des Detektors beträgt für das gezeigte Rauschspektrum 30 mK. Aus der Abbildung kann für das frequenzunabhängige weiße Rauschen ein Wert von  $\sqrt{S_\Phi} = 3,72 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  entnommen werden.

Das intrinsische Rauschen des Verstärker-SQUIDs beträgt in etwa  $1,6 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Wie in Abschnitt 3.2.2 erwähnt wurde, hat das Rauschen der Elektronik bei Raumtemperatur im Frequenzbereich von 0,1 Hz bis 10 MHz einen Wert von  $0,33 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Zusammen mit der Steigung der Kennlinie am Arbeitspunkt von  $128 \mu\text{V}/\Phi_0$  trägt die Elektronik somit mit einem Anteil von  $2,58 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  zum scheinbaren Rauschen des Verstärker-SQUIDs bei. Ein weiterer Beitrag zum Flussrauschen ist durch das Nyquist-Rauschen des Widerstands  $R_g$  gegeben. Bei der folgenden Abschätzung muss berücksichtigt werden, dass eine Hälfte des Widerstands auf dem Heliumbad und die andere Hälfte auf der Experimentierplattform des Kryostaten angebracht war. Für diesen speziellen Fall ist der Beitrag des Nyquist-Rauschens durch den Ausdruck  $M_{\text{in}}\sqrt{8k_B(T_{\text{Ex}} + T_{\text{He}})/R_g}$  gegeben. Hierbei bezeichnet  $T_{\text{Ex}}$  die Temperatur der Experimentierplattform und  $T_{\text{He}}$  die Temperatur des Heliumbads. Mit  $R_g = 48 \Omega$  berechnet man für das thermische Rauschen des Widerstands  $R_g$  einen Wert von  $2,08 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Durch inkohärente Addition dieser drei Rauschbeiträge kann das Rauschen des Verstärker-SQUIDs zu  $\sqrt{S_\Phi} = 3,68 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  bestimmt werden. Dieser Wert stimmt gut mit der Messung überein.



**Abb. 4.9:** Rauschmessung des Detektors bei vier verschiedenen Temperaturen. Das weiße Rauschen hat bei 100 kHz bei einer Temperatur von 30 mK einen Wert von  $\sqrt{S_\Phi} = 1,77 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Abbildung 4.9 zeigt die spektrale Dichte des magnetischen Flussrauschens im Detektor-SQUID. Für Frequenzen  $\nu > 10 \text{ kHz}$  ist auch hier ein Plateau zu erkennen. Der Wert dieses Plateaus hängt schwach von der Temperatur des Detektors ab und beträgt  $1,77 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  für  $T = 30 \text{ mK}$ . Er setzt sich aus dem intrinsischen Rauschen des Detektor-SQUIDs, dem durch die Fluss-zu-Fluss-Verstärkung  $G_\Phi$  reduzierten Rauschen des Verstärker-SQUIDs, dem hochfrequenten Plateau der thermodynamischen



schen Energiefluktuationen sowie dem magnetischen Johnson-Rauschen zusammen.

Für die Fluss-zu-Fluss-Verstärkung wurde ein Wert von  $G_\Phi = 2,3$  gemessen. Damit trägt das Rauschen des Verstärker-SQUIDs mit einem Anteil von  $1,62 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  zum scheinbaren Rauschen des Detektor-SQUIDs bei. Das durch den Sensor verursachte magnetische Flussrauschen in der Detektionsspule kann mit Hilfe der Gleichung 2.22 zu  $\sqrt{S_\Phi} = 1,71 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  abgeschätzt werden. Um hieraus den Anteil zum Flussrauschen im Detektor-SQUID zu erhalten, muss dieser Wert mit dem Kopplungsfaktor  $K$  zwischen Detektionsspule und primären SQUID multipliziert werden. Wie in Abschnitt 2.4.4 gezeigt wurde, beträgt dieser Faktor in etwa  $K = 0,008$ . Der Beitrag des magnetischen Johnson-Rauschens des Sensors zum Gesamtrauschen berechnet sich somit zu  $0,01 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Er ist klein im Vergleich zum Beitrag des sekundären SQUIDs und kann daher vernachlässigt werden.

Wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben, besteht der Experimenthalter, auf den die einzelnen Detektorkomponenten aufgeklebt wurden, aus Messing. Somit stellt das magnetische Johnson-Rauschen dieses Halters einen potentiell weiteren Beitrag zum Gesamtrauschen dar. Bei der im Zuge dieser Arbeit gewählten Umsetzung der mäandrierenden Detektionsspule sind die Zuleitungen derart angeordnet, dass das magnetische Johnson-Rauschen in der Detektionsspule auf ein Minimum reduziert ist (vgl. Abschnitt 2.4.1). Dieser Beitrag ist so gering, dass er vernachlässigt werden kann. Allerdings tragen parasitäre Flächen des Mäanders, die nicht in der durch die Zuleitungen gebildeten gradiometrischen Anordnung liegen, durchaus zum Gesamtrauschen des Detektors bei. Für diese parasitären Flächen kann ein Wert von etwa 5% der Fläche eines Mäanders abgeschätzt werden. Um den Beitrag dieser Flächen zum Gesamtrauschen abzuschätzen, können diese in guter Näherung als Leiterschleife mit Radius  $R$  betrachtet werden. Der Radius wird dabei so gewählt, dass die Fläche der Leiterschleife gleich der Summe der parasitären Flächen ist. Der Abstand des Experimenthalters von der Detektionsspule beträgt in etwa 0,4 mm und die Dicke des Halters hat einen Wert von 1 mm. Damit kann nach [Fle03] für das magnetische Johnson-Rauschen ein Wert von  $\sqrt{S_\Phi} \approx 0,9 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  abgeschätzt werden. Mit dem Kopplungsfaktor  $K$  beträgt der Anteil des Experimenthalters am Gesamtrauschen damit näherungsweise  $0,01 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  und ist demnach ebenfalls vernachlässigbar.

Da die Thermalisierungszeit  $\tau_3$  des Detektors bei einer Temperatur von 30 mK einen Wert von etwa 80 ms hat, beträgt die Grenzfrequenz der niederfrequenten Stufe der thermodynamischen Energiefluktuationen annähernd 2 Hz. Somit ist für das gemessene weiße Rauschen bei Frequenzen  $\nu > 10 \text{ kHz}$  nur die hochfrequente Stufe der thermodynamischen Energiefluktuationen relevant, deren Beitrag mit Hilfe von Gleichung 2.19 abgeschätzt werden kann. Man erhält einen Wert von  $0,1 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Dieser Wert ist klein im Vergleich zum Anteil des sekundären SQUIDs und kann demnach ebenfalls vernachlässigt werden.

Das intrinsische Rauschen des Detektor-SQUIDs hat bei  $T = 4,2\text{ K}$  einen Wert von  $1,8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Nach Gleichung 3.2 nimmt dieses durch die Shuntwiderstände des SQUIDs verursachte Rauschen proportional zu  $\sqrt{T}$  ab. Daher erwartet man für  $T = 30\text{ mK}$  eine Reduktion des Rauschens um den Faktor  $\sqrt{0,03/4,2} = 0,08$ . Da das Detektor-SQUID aber mit einem konstanten Biasstrom  $I_b$  betrieben wird und die Elektron-Phonon-Kopplung der Leitungselektronen bei tiefen Temperaturen schwach ist, liegt die reale Temperatur der Leitungselektronen in den Shuntwiderständen eher im Bereich von 100-200 mK. Für das intrinsische Rauschen erhält man damit rechnerisch einen Wert von  $0,4 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Bestimmt man aus der Lage des frequenzunabhängigen Plateaus das intrinsische Rauschen des primären SQUIDs, so ergibt sich ein Wert von  $0,68 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Der gemessene Rauschbeitrag ist damit um einen Faktor 1,7 größer als der theoretisch erwartete Wert. Diese Diskrepanz zwischen Theorie und Messung ist für SQUIDs, die bei tiefen Temperaturen betrieben werden, allerdings nicht ungewöhnlich und wurde bereits in früheren Arbeiten (vgl. z.B. [Por07]) beobachtet. Eine allgemein anerkannte Erklärung für dieses Phänomen existiert bislang noch nicht. Eine mögliche Ursache können Resonanzen bei der Josephson-Frequenz und höheren Harmonischen dieser Frequenz sein.

Für Frequenzen  $\nu < 10\text{ kHz}$  ist in Abbildung 4.9 ein Anstieg des magnetischen Flussrauschens  $\sqrt{S_\Phi}$  zu kleinen Frequenzen hin erkennbar. Während dieser Anstieg für tiefe Temperaturen ( $T < 100\text{ mK}$ ) proportional zu  $1/\nu$  ist und mit steigender Temperatur abnimmt, ist er für Temperaturen  $T \geq 500\text{ mK}$  unabhängig von der Temperatur und zeigt eine durch  $1/\sqrt{\nu}$  gegebene Frequenzabhängigkeit.

Der zu  $1/\nu$  proportionale Anstieg bei tiefen Temperaturen geht auf Temperaturänderungen des Au:Er-Sensors zurück, die aus der Absorption von Röntgenquanten im Sensor resultieren. Mit zunehmender Temperatur nimmt allerdings die Signalgröße des Detektors und damit auch der durch die Röntgenquanten hervorgerufene Rauschanteil stark ab. Ab ca. 200 mK ist die Signalgröße so weit reduziert, dass dieser Rauschanteil vernachlässigt werden kann und andere niederfrequente Rauschanteile dominieren.

Die Ursache des zu  $1/\sqrt{\nu}$  proportionalen Anstiegs im Rauschspektrum ist bislang noch nicht vollständig geklärt. Zum einen wird in der Literatur häufig von einem solchen niederfrequenten Rauschbeitrag bei SQUIDs berichtet [Wei96]. Zum anderen konnte in vorangegangenen Arbeiten gezeigt werden, dass ein zu  $1/\sqrt{\nu}$  proportionales Rauschen in Anwesenheit eines Au:Er-Sensors auftritt. Bei SQUID-Magnetometern ohne aufgebrauchten Sensor konnte es in der hier auftretenden Größe nicht nachgewiesen werden [Dan05]. In der zitierten Arbeit wurde weiterhin ein gradiometrisch aufgebautes SQUID-Magnetometer zunächst mit einem und dann mit zwei identischen Au:Er-Sensoren versehen. Nach Subtraktion des SQUID-Rauschens vom gemessenen Rauschspektrum unterschieden sich die Werte des gemessenen Flussrauschens bei

einer Frequenz von 1 Hz um genau einen Faktor  $\sqrt{2}$ . Zusammen mit der Beobachtung, dass der Anteil dieses niederfrequenten Rauschens bei einer höheren Erbium-Konzentration stärker ausgeprägt ist, kann man zu dem Schluss gelangen, dass dieses Rauschen durch den Sensor verursacht wird und proportional zur Wurzel der Anzahl der Erbium-Ionen ist. Als mögliche Ursache können Spin-Spin-Fluktuationen der magnetischen Momente oder Wechselwirkungen mit den Kernquadrupolmomenten von Gold angegeben werden. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Leermessung durchgeführt wurde, d.h. es wurde kein Rauschspektrum des Detektors ohne Sensor gemessen, kann an dieser Stelle nicht entgültig entschieden werden, ob der beobachtete Anstieg bei niedrigen Frequenzen durch das SQUID-Magnetometer oder durch die Erbium-Ionen im Sensor verursacht wird. Aus diesem Grund sollen in zukünftigen Messungen einerseits andere paramagnetische Legierungen, wie etwa  $\text{Ag:Er}$ , als Sensormaterial verwendet werden und andererseits soll die Erbium-Konzentration im Sensor variiert werden, um auf diese Weise weitere Hinweise auf die Natur des hier beobachteten niederfrequenten Rauschens gewinnen zu können.

Abschließend sollen an dieser Stelle die Beiträge der einzelnen Rauschanteile zur instrumentellen Linienbreite des Detektors abgeschätzt werden. Die Anstiegszeit  $\tau_0$  des Signals war in allen hier durchgeführten Messungen durch die Bandbreite der verwendeten SQUID-Elektronik begrenzt und beträgt in etwa  $4 \mu\text{s}$ . Die Abfallszeit  $\tau_3$ , welche die für die Energieauflösung relevante Thermalisierung des Detektors mit dem Wärmebad beschreibt, hat bei einer Temperatur von 30 mK in etwa einen Wert von 80 ms. Anhand von Abbildung 4.5 kann die Wärmekapazität  $C_{\text{Sens}}$  des Sensors bei  $T = 30 \text{ mK}$  zu  $480 \text{ pJ/K}$  bestimmt werden. Damit erhält man mit Hilfe der Gleichungen 2.19 und 2.20 und anschließender Integration über die effektive Bandbreite für den Beitrag der thermodynamischen Energiefluktuationen zur instrumentellen Linienbreite des Detektors einen Wert von 2,1 eV. Berücksichtigt man neben den thermodynamischen Energiefluktuationen das magnetische Johnson-Rauschen des Sensors, so ergibt sich eine instrumentelle Linienbreite von 12,7 eV. Zu diesem Wert muss weiterhin das frequenzunabhängige Rauschen des SQUID-Magnetometers hinzugerechnet werden, dessen Wert zu  $1,77 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  bestimmt wurde. Damit steigt der Wert der instrumentellen Linienbreite auf 29,1 eV. Abschließend muss der beobachtete, zu  $1/\sqrt{\nu}$  proportionale niederfrequente Anstieg im Rauschspektrum berücksichtigt werden. Eine Abschätzung für diesen Anteil erhält man aus dem gemessenen Rauschspektrum bei  $T = 500 \text{ mK}$ . Aus Abbildung 4.9 kann man bei einer Frequenz von 1 Hz einen Wert von  $10 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  ablesen. Damit erhält man in der Summe eine instrumentelle Linienbreite des Detektors von 39,1 eV.

Vergleicht man diesen Wert mit der in Abschnitt 4.3 an der Verteilung der Ruhesignale bestimmten Energieauflösung des Detektors, so stellt man fest, dass der berechnete Wert um etwa einen Faktor 2,5 kleiner als der gemessene Wert ist. Diese Diskre-

panz wird durch das massiv auftretende Pile-Up-Problem verursacht, welches sich in Form eines zu  $1/\nu$  proportionalen Beitrags im Rauschspektrum bemerkbar macht. In den gezeigten Rauschspektren wird dieses Rauschen allerdings von den während der Rauschmessung absorbierten Röntgenquanten überdeckt und kann daher nicht direkt beobachtet werden. Um die beobachtete Diskrepanz erklären zu können, muss dieses Rauschen jedoch bei einer Frequenz von 1 Hz einen Wert von  $315 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  besitzen. Um dieses Problem bei zukünftigen Messungen zu vermeiden und um höhere Zählraten zu ermöglichen, muss die Thermalisierungszeit  $\tau_3$  zwischen Sensor und Wärmebad verkürzt werden. Dazu wurde bereits das Design des Detektors derart modifiziert, dass der Sensor über einen Thermalisierungssteg und dünne Golddrähte direkt mit dem Wärmebad verbunden werden kann. Zusammen mit seit kurzer Zeit zur Verfügung stehenden, neuartigen, integrierten zweistufigen SQUID-Magnetometern mit einem frequenzunabhängigen Rauschen unter  $0,9 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  [Dru07] können auf diese Weise großflächige Detektoren mit einer Energieauflösung unter 25 eV realisiert werden.

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein metallisch magnetisches Kalorimeter entwickelt, mit dessen Hilfe die Dynamik der dissoziativen Rekombination molekularer Ionen untersucht werden soll. Für diese Untersuchung werden im Wesentlichen eine große Detektionsfläche, eine Energieauflösung von ca. 500 eV sowie eine Zählrate von annähernd 1000 Teilchen/s benötigt. Aus diesem Grund wurde für den hier entwickelten Detektor eine transformatorgekoppelte Geometrie mit zwei gradiometrisch angeordneten, mäanderförmigen Detektionsspulen gewählt. Um reproduzierbare Ergebnisse bei der Herstellung der Detektoren gewährleisten zu können, wurde neben der mäanderförmigen Struktur erstmals auch der paramagnetische Au:Er-Sensor mikrostrukturiert.

Gemäß dem Detektionsprinzip magnetischer Kalorimeter führt ein Energieeintrag im Detektor zu einer Änderung der Magnetisierung des Sensors. Die hierdurch hervorgerufene Änderung des magnetischen Flusses in den darunterliegenden Detektionsspulen wird induktiv in ein rauscharmes, zweistufiges dc-SQUID-Magnetometer eingekoppelt. Das Ausgangssignal des primären SQUIDs wird hier zunächst durch ein sekundäres SQUID verstärkt und schließlich mit Hilfe einer Elektronik bei Raumtemperatur ausgelesen.

Um die Qualität der Au:Er-Filme zu bestimmen, wurde eine Reihe verschiedener Experimente durchgeführt. Zunächst wurde mit Hilfe eines kommerziell erhältlichen SQUID-Magnetometers die Magnetisierung einer gesputterten Au:Er-Folie im Fall hoher Temperaturen und starker Magnetfelder gemessen. Hier zeigte sich, dass die Messdaten gut durch eine theoretische Kurve beschrieben werden, die einerseits den Diamagnetismus des Wirtskristalls Gold und andererseits das paramagnetische Verhalten der Erbium-Ionen berücksichtigt. Mit Hilfe des entwickelten Detektors konnte ferner gezeigt werden, dass die Magnetisierung der gesputterten Au:Er-Filme bei kleinen Magnetfeldern bis zu einer Temperatur von 45 mK sehr gut mit einer numerischen Simulation übereinstimmt, in der unter anderem die Hyperfeinstruktur von  $^{167}\text{Er}$  berücksichtigt wurde. Die Beobachtung, dass die gemessenen Kurven für tiefere Temperaturen flacher als die Simulation verlaufen, wurde auf parasitäre Wärmeeinträge, durch die der Detektor thermisch vom Wärmebad entkoppelt, zurückgeführt.

Für die weitere Charakterisierung des Detektors wurde eine  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle verwendet. Anhand der Form der  $K_\alpha$ -Linie ließ sich die Energieauflösung des Detektors zu  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 161 \text{ eV}$  bei 5,9 keV bestimmen. Eine Analyse der Baseline lies jedoch eine maximal mögliche Auflösung von 106 eV erwarten. Die Diskrepanz konnte auf eine nicht ausreichend stabilisierte Basistemperatur sowie auf eine Ortsabhängigkeit

der Signalamplitude zurückgeführt werden, die daraus resultiert, dass der Sensor in lateraler Richtung größer als die Detektionsschleife ist. Mit 161 eV ist die Energieauflösung allerdings bereits in dieser frühen Entwicklungsphase um einen Faktor 3 besser als die für die Untersuchung der dissoziativen Rekombination notwendige Auflösung von 500 eV. Numerische Rechnungen zeigen ferner, dass durch Verwendung eines Gold-Absorbers sowie eines rauschärmeren SQUID-Magnetometers die Energieauflösung um ca. einen Faktor 4 gesteigert und gleichzeitig die sensitive Fläche des Detektors um mehr als einen Faktor 100 vergrößert werden kann.

Eine Analyse der Signalhöhe des Detektors zeigte, dass die Wärmekapazität der gesputterten Au:Er-Filme im Fall hoher Temperaturen gut mit einer numerischen Simulation übereinstimmt, während sie bei tiefen Temperaturen um bis zu 30 % von den berechneten Werten abweicht. Dieses Verhalten wurde darauf zurückgeführt, dass in der Simulation zwar einerseits die Hyperfeinstruktur von  $^{167}\text{Er}$  berücksichtigt wurde, andererseits aber die Wechselwirkungen der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen untereinander sowie die Wechselwirkungen der  $^{167}\text{Er}$ -Ionen mit den kernspinlosen Erbium-Ionen nicht berücksichtigt wurden. Da diese Wechselwirkungen gerade bei tiefen Temperaturen einen großen Einfluss auf die Wärmekapazität magnetischer Momente in metallischen Wirtskristallen haben, kann auf eine deutlich geringere Diskrepanz als die beobachtete Abweichung von 30 % geschlossen werden.

Messungen der Pulsform bei verschiedenen Temperaturen zeigen, dass die Anstiegszeit der Pulse stets durch die Bandbreite der verwendeten SQUID-Elektronik begrenzt ist und in etwa  $4\ \mu\text{s}$  beträgt. Die abfallende Flanke der Pulse konnte mit Hilfe eines Exponentialansatzes mit drei Abfallszeiten beschrieben werden. Während zwei dieser Abfallszeiten im Rahmen einer thermodynamischen Beschreibung des Detektors erklärt werden können, ist das Auftreten der dritten Abfallszeit bislang noch nicht vollständig verstanden. Im Zuge der durchgeführten Messungen konnte für diese Zeitkonstante weder eine systematische Abhängigkeit von der Temperatur noch ein systematischer Zusammenhang mit dem mittleren Magnetfeld im Sensor nachgewiesen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte somit gezeigt werden, dass eine konsequente Mikrostrukturierung eines metallisch magnetischen Kalorimeters möglich ist und dass die thermodynamischen Eigenschaften der strukturierten Au:Er-Sensoren mit den Eigenschaften des Ausgangsmaterials übereinstimmen. Zusammen mit ersten Erfolgen auf dem Gebiet des Multiplexing [Mat07] ist damit ein großer Schritt auf dem Weg zu großskaligen Detektor-Arrays getan, mit deren Hilfe nicht nur die dynamischen Prozesse der dissoziativen Rekombination untersucht sondern auch viele andere offene Fragen in den unterschiedlichsten Bereichen beantwortet werden können.

## Literaturverzeichnis

- [Abr70] A. Abragam und B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Metals*, Clarendon Press, Oxford, 1970.
- [Ara66] S. Arajs und G.R. Dunmyre, *A search for low-temperature anomalies in the electrical resistivity of dilute gold-erbium alloys*, *J. Less Com. Met.*, **10**, 220 (1966).
- [Bur04] A. Burck, *Entwicklung großflächiger magnetischer Kalorimeter zur energieaufgelösten Detektion von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2004.
- [Bur07] A. Burck, S.Kempf, S. Schäfer, H. Rotzinger, M. Rodrigues, T. Wolf, L. Gastaldo, A. Fleischmann und C. Enss, *Microstructured magnetic calorimeter with meander-shaped pickup coil*, zur Veröffentlichung eingereicht.
- [Cla04] J. Clarke und A.I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. I Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*, Wiley-VCH, Weinheim, 2004, ISBN 3-527-40229-2.
- [Dan05] T. Daniyarov, *Metallische magnetische Kalorimeter zum hochauflösenden Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Molekülen*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2005.
- [Dav73] D. Davidov, C. Rettori, A. Dixon, K. Baberschke, E.P. Chock und R. Orbach, *Crystalline-Field Effects in the Electron-Spin Resonance of Rare Earths in the Noble Metals*, *Phys. Rev. B*, **8**(8), 3563-3568, 1973.
- [Dru03] D. Drung und M. Mück, *SQUID Electronics*, in J. Clarke und A. I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol I Fundamentals and Technology*, John Wiley & Söhne, 2003.
- [Dru07] D. Drung, C. Aßmann, J. Beyer, A. Kirste, M. Peters, F. Ruede und Th. Schurig, *High sensitive and easy-to-use SQUID sensors*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 5EB01, 2007.
- [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.

- [Ens02] C. Enss, A. Fleischmann, T. Görlach, Y.H. Kim, G.M. Seidel und H.F. Braun, *Thermalization of Magnetic Calorimeters*, *AIP Conference Proceedings*, **605**, 71-74 (2002).
- [Ens05] C. Enss und S. Hunklinger, *Low-Temperature Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2005, ISBN 3-540-23164-1.
- [Fle98] A. Fleischmann, *Hochauflösendes magnetisches Kalorimeter zur Detektion von einzelnen Röntgenquanten*, Diplomarbeit, Institut für angewandte Physik, Universität Heidelberg, 1998.
- [Fle03] A. Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.
- [Fle05] A. Fleischmann, C. Enss und G. Seidel in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection*, *Topics Appl. Phys.*, **99**, 151-216, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005, ISBN 3-540-20113-0.
- [Gör01] T. Görlach, *Untersuchung paramagnetischer Legierungen für magnetische Tieftemperatur-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2001.
- [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.
- [Har68] J. T. Harding und J. E. Zimmerman, *Quantum interference magnetometry and thermal noise from a conducting environment*, *Phys. Lett. A* **27**, 670, 1968.
- [Hau06] D. Haug, *Entwicklung eines magnetischen Kalorimeters zur Neutrinomassenbestimmung aus dem Endpunkt des  $\beta$ -Spektrums von  $^{187}\text{Re}$* , Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2006.
- [Her00] T. Herrmannsdörfer, R. König und C. Enss, *Properties of Er-doped Au at ultralow temperatures*, *Physica B*, **284**, 1698 (2000).
- [Höl97] G. Hölzer, M. Fritsch, M. Deutsch, J. Hartwig und E. Forster,  *$K_{\alpha 1,2}$  and  $K_{\beta 1,3}$  x-ray emission lines of the 3d transition metals*, *Phys. Rev. A*, **56**(6), 4554-4568, 1997.
- [Kit02] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg Verlag, München, 2002, ISBN 3-486-27219-5.



- 
- [Lin07] M. Linck *Entwicklung eines metallisch magnetischen Kalorimeters für die hochauflösende Röntgenspektroskopie*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.
- [Lou74] O.V. Lounasmaa, *Experimental Principles and Methods below 1 K*, Academic Press, London (1974), ISBN 0-12-455950-6.
- [Mat07] J.A.B. Mates, G.C. Hilton, K.D. Irwin, L.R. Vale und K.W. Lehnert, *Demonstration of a Multiplexer of Dissipationless SQUIDS*, zur Veröffentlichung eingereicht.
- [Ouk02] N. Oukhanski, R. Stolz, V. Zakosarenko und H.-G. Meyer, *Low-drift broadband directly coupled dc SQUID read-out electronics*, Physica C, **368**, 166-170, 2002.
- [Pob96] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1996.
- [Por07] J.P. Porst, *Towards MARE: Development of a Metallic Magnetic Calorimeter with Superconducting Rhenium Absorber*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.
- [Pow74] R.J. Powers, P. Martin, G.H. Miller und R.E. Welsh, *Muonic  $^{197}\text{Au}$ : A test of the weak-coupling model*, Nucl. Physics A **230**, 413 (1974).
- [Rot07] H. Rotzinger, *Entwicklung magnetischer Kalorimeter für die hochauflösende Spektroskopie des  $\beta$ -Emitters  $^{36}\text{Cl}$* , Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.
- [Rot07a] H. Rotzinger, J.S. Adams, S.R. Bandler, J. Beyer, H. Eguchi, E. Figueroa-Feliciano, W. Hsieh, G.M. Seidel und T. Stevenson, *Performance of Micro-Fabricated Metallic Magnetic Calorimeter Arrays For X-Ray Spectroscopy*, zur Veröffentlichung eingereicht.
- [Sch00] J. Schönefeld, *Entwicklung eines mikrostrukturierten magnetischen Tieftemperatur-Kalorimeters zum hochauflösenden Nachweis von einzelnen Röntgenquanten*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2000.
- [Sjö75] M.E. Sjöstrand und G. Seidel, *Hyperfine resonance properties of  $\text{Er}^{3+}$  in Au*, Phys. Rev. B, **11**(9), 3292-3297, 1975.
- [Tes77] C.D. Tesche und J. Clarke, *dc SQUID: Noise and Optimization*, J. Low Temp. Phys., **29**(3-4), 301, 1977.

- [Wei96] H. Weinstock *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Kluwer Academic Publishers, Niederlande, 1996.
- [Wil69] G. Williams und L.L. Hirst, *Crystal-Field Effects of Solid Solutions of Rare Earths in Noble Metals*, *Phys. Rev.*, **185**(2), 407-415, 1969.
- [Wol04] A. Wolf, S. Krohn, H. Kreckel, L. Lammich, M. Lange, D. Strasser, M. Grieser, D. Schwalm und D. Zajfman, *Cooling of molecular ion beams*, *Nucl. Instr. Meth. A* 532, 69-78, 2004.
- [Zaj05] D. Zajfman, A. Wolf, D. Schwalm, D.A. Orlov, M. Grieser, R. von Hahn, C.P. Welsch, J.R. Crespo Lopez-Urrutia, C.D. Schröter, X. Urbain und J. Ullrich, *Physics with colder molecular ions: The Heidelberg Cryogenic Storage Ring CSR*, *Journal of Physics: Conference Series* 4, 269-299, 2005.
- [Zin06] B.L. Zink, K.D. Irwin, G.C. Hilton, J.N.Ullom und D.P. Pappas, *Erbium-doped gold sensor films for magnetic microcalorimeter x-ray detectors*, *J. Appl. Phys.* **97**, 08B303 (2006).

## Danksagung

Zum Schluss dieser Arbeit möchte ich mich bei all denen bedanken, die auf vielfältige Art und Weise zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn PROF. CHRISTIAN ENSS für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, eine Diplomarbeit auf dem interessanten Gebiet der Tieftemperatur-Teilchendetektoren durchführen zu können. Weiterhin danke ich ihm für die vielen hilfreichen Anregungen und Ratschläge, die maßgeblich zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben.

ANDREAS FLEISCHMANN für seine Unterstützung und fortwährende Hilfe. Durch sein großes physikalisches Wissen gelang es ihm immer wieder, selbst komplizierteste Dinge auf klare und verständliche Weise darzustellen und so hilfreiche Impulse für die durchgeführten Experimente zu geben. Weiterhin danke ich ihm für die sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit sowie die sich daran anschließenden Diskussionen.

LOREDANA FLEISCHMANN für ihre unermüdliche Hilfe und Unterstützung bei den verschiedensten theoretischen und experimentellen Aspekten dieser Arbeit, wie etwa der Handhabung der SQUID-Elektronik oder dem Verständnis der Funktionsweise eines SQUIDS. Weiterhin danke ich ihr für viele hilfreiche Anregungen bei der Auswertung der Messdaten sowie für die vielen sich daran anschließenden Diskussionen der Messergebnisse.

ANDREAS BURCK, mit dem ich gemeinsam im Laufe des letzten Jahres die Entwicklung der großen Mäander voranbringen durfte. Ich danke ihm für seine Betreuung, für das Vermitteln der notwendigen experimentellen Techniken, für die gemeinsame Zeit im Labor sowie die Unterstützung bei der Auswertung der Daten. Es war Tag für Tag eine große Freude, mit ihm die verschiedenen Messungen durchzuführen, über „unser“ Experiment und „unsere“ Daten zu diskutieren oder einfach über die unterschiedlichsten Dinge zu reden.

ANDREAS REISER für die unzähligen Gespräche im Labor, auf der Frühjahrstagung oder in den Kaffeepausen. Weiterhin danke ich ihm für viele praktische Tipps, für die Sicherstellung der Helium-Versorgung, für seine Einblicke in die Technik des Helium-Verflüssigers sowie für seine stets hilfsbereite Art.

Allen Bolos, namentlich CHRISTIAN DOMESLE, CHRISTIAN HÖHN, STEFAN LAUSBERG, ANDREAS PABINGER, CHRISTIAN PIES, JAN-PATRICK PORST, SÖNKE SCHÄFER und RICHARD WELDLE, für viele anregende Diskussionen, für gesellige Abende, für die schöne Zeit auf der Frühjahrstagung und auf der LTD. An dieser Stelle möchte ich auch den ehemaligen Bolos, MARKUS LINCK und HANNES ROTZINGER, für viele hilfreiche Gespräche in der Anfangsphase meiner Zeit als Diplomat danken.

Allen Nicht-Bolos, namentlich MASOOMEH BAZRAFESHAN, GUDRUN FICKENSCHER, ANGELA HALFAR, MARIUS HEMPEL, SANDRA JENEWEIN, GERNOT KASPER, MICHEL KINZER, FLORIAN KLOTZ, LENA MAERTEN, ASTRID NETSCH, MIHAI PETROVICI, DANIEL ROTHFUSS und MANFRED VON SCHICKFUS, für die unzähligen Gespräche in den Kaffeepausen und beim wöchentlichen Frühstück, für viele gesellige Abende sowie für eine schöne Zeit auf der Frühjahrstagung.

Den Mitarbeitern der Probenpräparation, insbesondere THOMAS WOLF, der feinmechanischen Werkstatt, der Helium-Verflüssigung, der Elektronik-Abteilung, der EDV-Abteilung, insbesondere ROBERT WEIS und THOMAS SESSELMANN, sowie den Mitarbeitern der Verwaltung, insbesondere HILDEGARD PUTLITZ, die auf unterschiedliche Weise maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

All meinen Freunden, mit denen ich in den letzten Jahren viele schöne Stunden verbringen durfte und immer jede Menge Spaß hatte.

Zu guter Letzt möchte ich ganz besonders meinen Eltern danken. Sie haben mir nicht nur das Studium ermöglicht, sondern mich auch jederzeit uneingeschränkt unterstützt und standen mir stets mit einer helfenden Hand und einem offenen Ohr zur Seite. Auch danke ich meiner Schwester, die mir immer wieder vor Augen führte, dass es auch eine andere Welt als die Welt der Physik gibt.