

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich-Mathematischen

Gesamtfakultät

der

Ruprecht-Karls-Universität

Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Sönke Schäfer

aus Kronberg im Taunus

Tag der mündlichen Prüfung: 26.04.2012

**Entwicklung einer Detektorzeile
aus metallischen magnetischen Kalorimetern
zur hochauflösenden Röntgenspektroskopie
an hochgeladenen Ionen**

Gutachter:

Prof. Dr. Christian Enss

Priv. Doz. Dr. José Ramon Crespo López-Urrutia

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Detektorzeile aus acht metallischen magnetischen Kalorimetern (MMC) für die hochaufgelöste Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen im Energiebereich bis 30 keV entwickelt. Für den Messbetrieb an einer Electron-Beam-Ion-Trap des MPI-K in Heidelberg wurde ein pulsrohrgekühlter Entmagnetisier-Kryostat in Betrieb genommen und optimiert, der die Kalorimeterzeile auf Temperaturen von unter 30 mK kühlt. Jeder Detektor der Zeile besitzt einen Röntgenabsorber mit gutem thermischen Kontakt zu einem paramagnetischen Temperatursensor aus Au:Er, der sich in einem schwachen Magnetfeld befindet. Die im Absorber deponierte Energie eines Röntgenphotons führt zur Erhöhung der Detektortemperatur, welche über die Magnetisierungsänderung des Sensors bestimmt wird. Basierend auf den Ergebnissen einer numerischen Optimierungsrechnung von MMCs mit gradiometrischen, mäanderförmigen Aufnehmerspulen wurden die Kalorimeter der Detektorzeile entwickelt. Jedes Kalorimeter besitzt einen $250 \times 250 \mu\text{m}^2$ großen Röntgenabsorber aus $5 \mu\text{m}$ dickem Gold. Die Detektorzeile wurde mittels lithographischer Dünnschichtverfahren hergestellt. Die thermodynamischen Eigenschaften der hergestellten Au und Au:Er Schichten stimmen nahezu mit den entsprechenden Werten von Vollmaterial überein. Das hauptsächlich thermische Übersprechen zwischen den Pixeln der Detektorzeile ist aufgrund der Verschaltung zu Temperatursensorenpaaren mit jeweils gradiometrischer Aufnehmerspule soweit unterdrückt, dass der Einfluss auf die erreichbare Energieauflösung vernachlässigbar ist. Die Energieauflösung bei einer Röntgenenergie von 6 keV beträgt $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,4 \text{ eV}$.

Development of a detector row for high resolution x-ray spectroscopy on highly charged Ions made of metallic magnetic calorimeters. In this work a detector row made of eight metallic magnetic calorimeters (MMC) for high resolution x-ray spectroscopy in the energy range up to 30 keV was developed. A PTR-cooled adiabatic demagnetization cryostat was equipped and optimized to operate the detector row at $T < 30 \text{ mK}$ at an Electron-Beam-Ion-Trap. Each detector of this row possesses an x-ray absorber, with good thermal contact to a paramagnetic temperature sensor which is placed in a weak magnetic field. The energy deposited in the absorber by incident x-rays leads to a rise of the detector temperature and can be determined by the change of magnetization in the sensor. Based on the results of a numerical optimization of MMCs with gradiometric, planar, meander-shaped pick-up coils the calorimeters of the detector row were developed. Each pixel consists of an $5 \mu\text{m}$ thick x-ray absorber made of gold with an area of $250 \times 250 \mu\text{m}^2$. The detector row was micro-fabricated by means of lithographic thin-film processes. The thermodynamic properties of the deposited Au and Au:Er layers are close to the values of those for the corresponding bulk material. Due to the connection of the temperature sensors to pairs with gradiometric pick-up coils the thermal inter-pixel cross-talk in the detector row was suppressed to a level that does not affect the achievable energy resolution. An energy resolution for x-ray energies up to 6 keV of $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,4 \text{ eV}$ was found.

Errata

Seite	im Text	Verbesserung
31 (Gl. 3.11)	$S_{\Phi,\text{ges}}(f) = \left(\frac{\delta\Phi}{\delta\Phi}\right)^2 \dots$	$S_{\Phi,\text{ges}}(f) = \left(\frac{\delta\Phi}{\delta\Phi_M}\right)^2 \dots$
32 (Zeile 1)	$\frac{\delta\Phi}{\delta\Phi}$	$\frac{\delta\Phi}{\delta\Phi_M}$

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer und Experimenteller Hintergrund	7
2.1	Detektionsprinzip magnetischer Kalorimeter	7
2.2	Sensormaterial Au:Er	9
2.2.1	Magnetisierung und Wärmekapazität isolierter magnetischer Momente	10
2.2.2	Au:Er – weitere Freiheitsgrade	12
2.3	Magnetische Kalorimeter mit planarer, mäanderförmiger Aufnehmerspule	15
2.3.1	Verteilung des Magnetfeldes im Sensor	16
2.3.2	Detektorsignal	19
2.3.3	Randeffekte	22
3	Detektoroptimierung	25
3.1	Energieauflösung und deren Limitierung	25
3.1.1	Intrinsisches Rauschen – Thermodynamische Energiefluktuationen	25
3.1.2	Weitere Rauschbeiträge	29
3.1.3	Gesamtrauschen	31
3.2	Entwicklung eines Detektors für Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen	32
3.2.1	Absorbermaterial	32
3.2.2	Parameter der Optimierungsrechnung und Ergebnis	33
3.2.3	Einstellen der Abklingzeit	35
3.2.4	Der Detektorchip	36

4 Experimentelle Methoden	41
4.1 Detektorherstellung	41
4.2 DC-SQUID-Magnetometer	46
4.2.1 Zweistufiger SQUID-Aufbau	47
4.3 Aufbau des Experiments	49
4.3.1 Erzeugung tiefer Temperaturen	49
4.3.2 Leitungsführung bis zur 4 K-Stufe	51
4.3.3 Leitungsführung von der 4 K-Platte bis zum Detektor	53
4.3.4 Intrinsische Störungen und Installation des Detektors	54
4.3.5 Präparation des Dauerstroms	61
4.3.6 Datenaufnahme	62
4.3.7 Konzepte zum kollektiven Auslesen vieler Detektoren	63
4.3.8 Röntgenquelle ^{55}Fe	66
5 Experimentelle Ergebnisse	69
5.1 Detektorcharakterisierung in einem ^4He -Bad Kryostaten mit ADR Stufe	69
5.1.1 Induktivität des supraleitenden Flusstransformators	69
5.1.2 Sensormagnetisierung	71
5.1.3 Signalform	72
5.1.4 Thermisches Übersprechen	81
5.1.5 Rauschen	87
5.1.6 Röntgenfluoreszenzspektrum von ^{55}Fe	89
5.2 Röntgenspektroskopie im Pulsröhrenkühler mit ADR-Stufe	97
6 Zusammenfassung und Ausblick	101
Literaturverzeichnis	105

1. Einleitung

Die Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen (HCIs) unter Laborbedingungen eröffnet die Möglichkeit, Ionen und deren Wechselwirkung mit Elektronen, Molekülen und Festkörpern in extremen Ladungszuständen zu untersuchen, die so in der Natur nur in kosmischen Plasmen vorkommen. Die Kenntnis der Position und Intensität der charakteristischen Röntgenlinien erlaubt Rückschlüsse auf Temperaturverteilung, Dichte, Ladungszustand und elementare Zusammensetzung ionisierter Gase. Laborexperimente an HCIs sind daher von unschätzbarem Wert für das Verständnis astrophysikalischer Vorgänge. Desweiteren bieten sie die Möglichkeit, Vorhersagen über die Prozesse in Ionen zu überprüfen. Mit der Quantenelektrodynamik (QED) existiert eine Theorie, die das Verhalten von HCIs mit hoher Präzision beschreibt, jedoch müssen ihre Vorhersagen für den Fall hoher Felder weiter getestet werden, da hier störungstheoretische Ansätze wegen großer Werte von $Z \cdot \alpha$ nur langsam konvergieren, wobei Z die Kernladungszahl und α die Feinstrukturkonstante ist. Durch die QED vorhergesagte Korrekturen zur Bindungsenergie eines Hüllenelektrons folgen der Abhängigkeit

$$\Delta E \sim \frac{Z^4}{n^3}, \quad (1.1)$$

wobei n die Hauptquantenzahl ist. HCIs mit hohem Z eignen sich somit sehr gut für diese Art von Tests, da die inneren Elektronen sehr hohen elektrischen und magnetischen Feldern von bis zu 10^{21} V/m und 10^8 T ausgesetzt sind. Für bekannte Vertreter der QED-Korrekturen, wie beispielsweise die $1s$ -Lamb-Verschiebung sowie die $1s$ - und $2s$ -Hyperfeinaufspaltung, lassen sich durch Röntgenspektroskopie an Wasserstoff- und Lithium-ähnlichen Ionisationszuständen von Ionen mit mittleren und hohen Z die entsprechenden Werte mittels geeigneter Detektionsmethoden präzise bestimmen.

Sowohl Halbleiterdetektoren als auch Kristallspektrometer gelten als etablierte Detektoren in der Röntgenspektroskopie an HCIs. Zentrales Element in Halbleiterdetektoren sind pin-Dioden, die üblicherweise aus mit Bohr oder Phosphor dotiertem Silizium oder Germanium hergestellt sind. Sie sind kommerziell erhältlich und erreichen eine Energieauflösung von typischerweise 500 eV bei 100 keV und 140 eV bei 6 keV. Ihr offensichtlicher Vorteil ist der große Wellenlängenakzeptanzbereich. Kristallspektrometer sind wellenlängendispersive Detektoren, die aus einem flachen oder gebogenen Kristall und einem bildgebenden, positionsabhängigen Detektor, meist einer CCD-Kamera, bestehen. Sie nutzen die Reflexion der Röntgenstrahlen an verschiedenen Netzebenen des Kristalls gemäß der Bragg-Bedingung aus und können Energieauflösungen von etwa 1 eV erreichen [Kub11]. Allerdings ist der Wellenlängen- bzw. Energieakzeptanzbereich hochauflösender Kristallspektrometer auf wenige eV bis etwa 100 eV begrenzt.

Tieftemperaturdetektoren vereinen eine exzellente Energieauflösung ähnlich der von Kristallspektrometern mit dem Energieakzeptanzbereich von Halbleiterdetektoren. Die bisher höchste erreichte Energieauflösung bei einer Photonenenergie von 5,9 keV liegt bei 1,6 eV [Smi12]. Dabei wird ausgenutzt, dass sowohl das thermische Rauschen als auch die Wärmekapazität des Detektors bei tiefen Temperaturen klein sind. Die Temperaturänderung, die durch die Absorption eines Röntgenphotons entsteht, wird dadurch relativ groß und kann für eine präzise Bestimmung der absorbierten Energie verwendet werden. Bereits 1935 ist durch F. Simons das Konzept kalorimetrischer Tieftemperaturdetektoren vorgeschlagen worden [Sim35], jedoch haben sich erst durch die Entwicklung leistungsfähiger Kühlmethoden Tieftemperaturdetektoren als Alternative zu den herkömmlichen Detektionsmethoden etablieren können. Im Folgenden sollen kurz die derzeit vielversprechendsten Tieftemperaturdetektorkonzepte für Röntgenspektroskopie vorgestellt werden.

Halbleiter Thermistoren: Sie nutzen die Temperaturabhängigkeit des Widerstands hochdotierter Halbleiter aus und werden bei Temperaturen unter 500 mK betrieben. Diese Art Tieftemperaturdetektoren wurde bereits 1984 in [Mos84] für die Verwendung in der Röntgenspektroskopie vorgeschlagen. Heute reicht ihr breites Anwendungsspektrum von der Mikrowellenastronomie [Yvo08] über Messungen zur Neutrinomassebestimmung [Giu08, San09] hin zu Experimenten zur Suche nach dunkler Materie [Arm10]. Sie wurden in mehreren röntgenspektroskopischen Messungen während der Flüge von sogenannten Soundingrockets in Höhen von etw 160 km verwendet [McC96, McC08] und als Röntgenteleskop in der Satellitenmission „Suzaku“. Bis der Satellit erfolgreich in einen erdnahen Orbit gebracht wurde, zeigte der Detektor das erwartete Verhalten. Kurze Zeit später fiel er jedoch aufgrund von Problemen mit dem ebenfalls an Bord des Satelliten befindlichen Kryostaten aus.

Supraleitende Übergangsthermometer: Supraleitende Phasenübergangsthermometer (TES für engl.: Transition Edge Sensors) bestehen aus einem metallischen Film, der bei einer Temperatur betrieben wird, die im Übergangsbereich vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand liegt. Dabei wird ausgenutzt, dass in diesem Bereich der Widerstand des Films stark von der Temperatur abhängt. Durch moderne Dünnschichtverfahren ist es heute möglich, supraleitende Filme mit maßgeschneiderter Phasenübergangstemperatur herzustellen. Dies wird u.a. durch das Ausnutzen des „Proximity Effects“ bei der Kombination von dünnen normal- und supraleitenden Schichten und durch die Variation von deren Dicken erreicht. Der übliche Temperaturbereich, in dem TES betrieben werden, liegt zwischen 20 mK und 150 mK [Irw05]. Die Energieauflösung von TES, die in Größe und Einsatzgebiet vergleichbar sind mit dem in dieser Arbeit entwickelten MMCs, beträgt 1,8 eV bei einer Photonenenergie von 5,9 keV [Ban08]. Ihr Anwendungsbereich umspannt derzeit die Suche nach dunkler Materie [Ahm10, Joc11], die Untersuchung der kosmischen Hintergrundstrahlung [Bon11], die Präzisions-Atomphysik [Dor08], „Homeland-Security“ [Rab09], den Einzelphotonennachweis in der Quantenkryptographie [Lit08] sowie die Anwendung in Soundingrocket-Flügen [Wik10].

Metallische Magnetische Kalorimeter: Metallische magnetische Kalorimeter (MMC für engl.: Metallic Magnetic Calorimeter) besitzen einen paramagnetischen Temperatursensor, der thermisch schwach an ein Wärmebad gekoppelt ist und sich in einem schwachen äußeren Magnetfeld befindet. In einem geeigneten Absorber mit guter thermischer Kopplung zum Temperatursensor werden energetische Teilchen absorbiert. Die deponierte Energie führt zu einer Erwärmung des paramagnetischen Temperatursensors, dessen Magnetisierung sich entsprechend ändert. Diese Magnetisierungsänderung kann mit rauscharmen und breitbandigen Magnetometern ausgelesen werden. Üblicherweise werden diese Detektoren bei Temperaturen unter 50 mK betrieben. Die Entwicklung eines solchen MMCs für die Röntgenspektroskopie an hoch geladenen Ionen ist der Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit. Der breite Anwendungsbereich von MMCs umfasst die Atom- und Kernphysik [Pie12], die Neutrinomassebestimmung durch β -Endpunktsbestimmung an ^{187}Re [Por08a] und durch präzise Messung des Elektroneinfangspektrums von ^{163}Ho [Ran12], den orts- und energieaufgelöste Nachweis von hochenergetischen Molekülionen [Kam10], die Untersuchung des neutrinolosen Doppelbeta-Zerfalls [Lee11] und die absolute Aktivitätsbestimmung in der Metrologie [Rot08].

Die effektivste Methode HCIs herzustellen, besteht in der Stoßionisation mittels Elektronen. Dabei muss die Stoßenergie mindestens so groß wie die Bindungsenergie eines gebundenen Elektrons sein, damit Ionisation stattfindet. Dies kann zum Beispiel beim Durchschuss von Ionen mit niedrigen Ladungszuständen durch eine Festkörperfolie geschehen (Beam-Foil-Methode). Die Ionen werden hierfür zunächst auf mehrere GeV beschleunigt. Nachdem sie die Festkörperfolie durchquert haben, werden die meist nackten Ionen in einem Ring gespeichert. Dort werden sie gekühlt, z.B. durch Elektronenkühlung, und abgebremst, um den Einfluss des Dopplereffekts bei Messungen zu verringern.

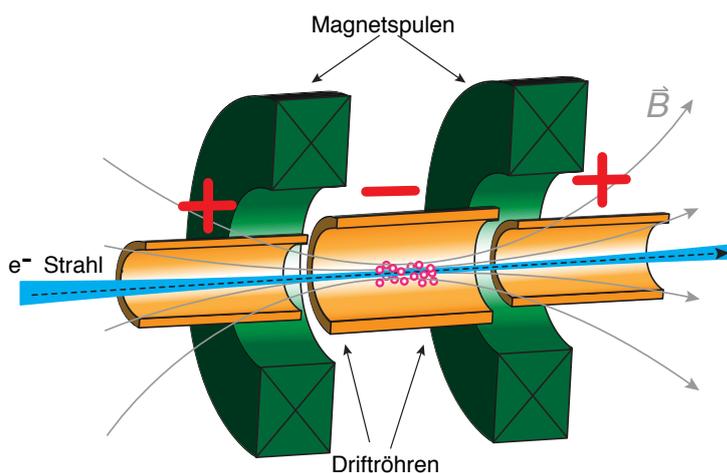


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung einer EBIT

Ein anderes Vorgehen zur Produktion und Speicherung von HCIs wird in sogenannten Electron-Beam-Ion-Traps (EBIT) angewandt [Lev88, Cre99, GM05]. In Abbildung 1.1 ist eine EBIT schematisch dargestellt. Hierbei werden Atome mit einem stark komprimierten Elektronenstrahl beschossen und so ionisiert. Durch ein supraleitendes Helmholtzspulen-

paar wird ein Magnetfeld mit einer Feldstärke von etwa 7 T erzeugt, das den Elektronenstrahl zum Zentrum der Falle auf einen Durchmesser von 60 – 100 μm komprimiert. Im Zentrum einer solchen Anlage befindet sich eine Ionenfalle, die aus drei zylindrischen Elektroden, sogenannten Driftröhren, besteht. Die Elektroden liegen auf einem positiven Potential, wobei die äußeren Elektroden auf einem höheren Potential liegen als die innere. In der sogenannten hyper-EBIT am MPI für Kernphysik in Heidelberg können die Elektronen auf bis zu 15 keV beschleunigt werden. Es werden Ströme von bis zu 550 mA erreicht. Die negative Raumladung des Elektronenstrahls, der durch das Zentrum der Falle geleitet wird, vertieft das Fallenpotential zusätzlich, so dass die in der Falle befindlichen Ionenwolke etwa den Durchmesser des Elektronenstrahls und eine Länge von 40 mm besitzt. Ein großer Vorteil von EBITs ist, dass die HCIs nicht-relativistische Geschwindigkeiten besitzen und Linienverbreiterungen durch den Dopplereffekt nur eine untergeordnete Rolle spielen.

EBITs können maßgeschneiderte, homogene Plasmen in bekannter elementarer Zusammensetzung produzieren. Alle Prozesse, die mit der Emission von Röntgenstrahlung verbunden sind, wie Photoionisation, Übergänge von Elektronen ohne Änderung der Hauptquantenzahl, elektronische Rekombinationsprozesse sowie Übergänge von Elektronen aus angeregten Zuständen in den Grundzustand, lassen sich in einer EBIT untersuchen.

Für die hochauflösende Röntgenspektroskopie an EBIT-Plasmen werden derzeit äußerst raffiniert aufgebaute Messungen mit Kristallspektrometern durchgeführt. So wurden kürzlich Messungen zur Bestimmung der Wellenlänge des $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ Übergangs an He-ähnlichem Argon mit einer Unsicherheit von 1,5 ppm durchgeführt, was die bisher präziseste Spektroskopie an He-ähnlichen HCIs darstellt [Kub12]. Um solche Messungen in Zukunft stark zu vereinfachen, ohne Einbußen im Auflösungsvermögen hinnehmen zu müssen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein metallisches magnetisches Kalorimeter für die Röntgenspektroskopie an HCIs an den EBIT-Anlagen des MPI für Kernphysik in Heidelberg entwickelt. Bereits im Jahr 2000 wurde an der EBIT am Lawrence Livermore National Laboratory ein Detektorarray aus Mikrokalorimetern basierend auf Halbleiter-Thermistoren installiert, um dort Röntgenspektroskopie an astrophysikalisch relevanten Plasmen unter Laborbedingungen durchzuführen [Sil00, Bei03]. Im Jahr 2003 wurde dieses durch eine Kopie des XRS-2 Detektors ausgetauscht, der eine Energieauflösung von 4,5 eV bei 6 keV [Por04, Por08b] erreicht.

Abbildung 1.2 zeigt den zentralen Teil der Hyper-EBIT-Anlage [Bau12], die Vakuumkammer mit elektromagnetischer Ionenfalle (blau). Rechts von diesem Abschnitt befindet sich die Elektronenkanone und am linken Ende der Anlage der Elektronenkollektor. An der Anlage ist der hierfür speziell konzipierte Kryostat (rot) angebracht, der die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektorzeile enthält. Dieser Detektor besteht aus acht metallischen magnetischen Kalorimetern und ist im rechten Winkel zur Elektronenstrahlachse in einem Abstand von 800 mm auf das Zentrum der Falle gerichtet. Um die voraussichtliche Zählrate von wenigen Ereignissen pro Sekunde zu erhöhen, wurde vom MPI-K eine Röntgenoptik konzipiert und zwischen Fallenzentrum und Detektor installiert.

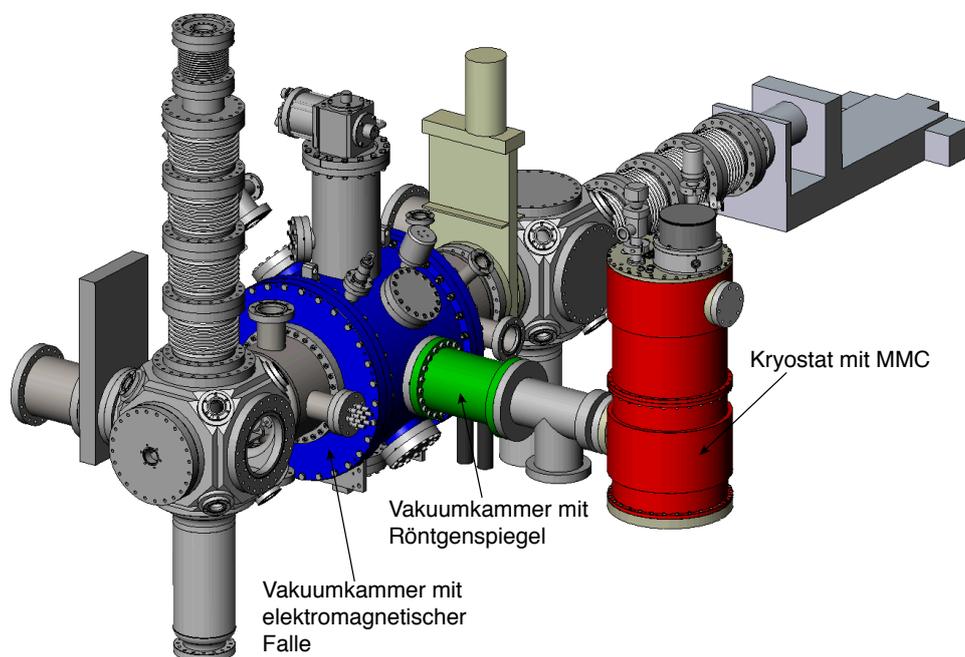


Abbildung 1.2: Hyper-EBIT mit Kryostat

Auch für Röntgenspektroskopie an HCI, die, wie beschrieben, in einem Ring gespeichert werden können, ist der Einsatz von Tieftemperaturdetektoren bereits verwirklicht worden [Sil04, And09]. Im Rahmen einer anderen Dissertation am Kirchhoff-Institut für Physik wird für die Untersuchung der $1s$ -Lamb-Verschiebung und ähnlichen QED-Beiträgen in besonders schweren Ionen, wie ^{91}U , ein metallisches magnetisches Kalorimeter für Photonenergien bis 200 keV entwickelt [Pie12].

Im Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit wird zu Anfang detailliert auf das Detektionsprinzip magnetischer Kalorimeter und auf das paramagnetische Sensormaterial AuEr sowie dessen thermodynamische Eigenschaften eingegangen. Ein zentraler Punkt dieses Abschnitts wird sein, dass ein theoretisches Modell existiert, mit dem sich die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung und der Wärmekapazität des Sensormaterials numerisch berechnen lässt. Zusammen mit numerischen Berechnungen der magnetischen Kopplung zwischen dem paramagnetischen Sensor und der planaren mäanderförmigen Aufnehmerspule erlaubt dies für verschiedene Geometrien in der Detektionsspule das Signal in Abhängigkeit von der deponierten Energie zu berechnen.

In Kapitel 3 werden alle Beiträge zum Rauschen des Detektorsignals und deren Einfluss auf die Energieauflösung diskutiert. Im zweiten Teil des Kapitels werden die für die Durchführung der Optimierungsrechnung nötigen Randbedingungen besprochen. Daraufhin folgt die Diskussion der Ergebnisse der Optimierungsrechnung und das hierauf basierende Design des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektors.

Kapitel 4 beschäftigt sich zunächst kurz mit den Dünnschichttechniken und Lithographischen Verfahren, die bei der Herstellung des Detektors verwendet wurden. Daraufhin wird die Funktionsweise der dc-SQUID-Magnetometer für die rausch- und dissipationsarme Auslesung des Detektors erklärt. Im Hauptteil des Kapitels wird der Detektoraufbau selbst und die Installation des Detektors in dem für die Experimente an der EBIT am MPI-K vorgesehenen Kryostaten erklärt. In diesem Zusammenhang wird auch auf den von diesem Kryostaten produzierten Beitrag zum Rauschen und dessen Unterdrückung eingegangen.

In Kapitel 5 werden Ergebnisse von Charakterisierungsmessungen des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektors vorgestellt, die in einem Adiabatischen-Entmagnetisierungs-Kryostaten mit flüssig-Helium-Vorkühlung durchgeführt wurden. In diesem Zusammenhang wird der experimentell ermittelte Temperaturverlauf der Magnetisierung und der Wärmekapazität des gesputterten Sensormaterials Au:Er mit dem von Au:Er-Vollmaterial verglichen. Desweiteren wird das thermische Übersprechen zwischen den Pixeln der hier entwickelten Detektorzeile analysiert. Die Charakterisierung des Detektors wird mit einer Messung des Röntgen-Fluoreszenzspektrums von ^{55}Mn abgeschlossen. Mit der K_α -Linie von ^{55}Mn wurde eine instrumentelle Linienbreite von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,9 \text{ eV}$ bei $5,9 \text{ keV}$ bestimmt.

Im abschließenden Teil des Kapitels 5 wird eine Messung in dem für die Röntgenspektroskopie an der EBIT-Anlage vorgesehenen Kryostaten vorgestellt. Mit Hilfe der K_α -Linie von ^{55}Mn wurde in dieser Messung eine instrumentelle Linienbreite von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,4 \text{ eV}$ bei $5,9 \text{ keV}$ ermittelt, was zeigt, dass die hier entwickelte und diskutierte Detektorzeile auch beim Betrieb im vorgesehenen, autark laufenden aber stark vibrierenden pulsrohrgekühlten ADR sehr gut für hochauflösende Röntgenspektroskopie geeignet ist.

2. Theoretischer und Experimenteller Hintergrund

2.1 Detektionsprinzip magnetischer Kalorimeter

Ein Kalorimeter dient zur Messung einer Erwärmung, die durch einen chemischen, biologischen oder physikalischen Prozess hervorgerufen wird. Bei metallischen magnetischen Kalorimetern (MMC), die im Fokus dieser Arbeit stehen, wird die zu messende Erwärmung durch die Absorption eines energetischen Teilchens, sei es ein Röntgenquant, Atom oder Molekül, hervorgerufen. In Abbildung 2.1 ist ein MMC schematisch dargestellt. Es besteht aus einem für die nachzuweisenden Teilchen geeigneten Absorber, der über einen guten thermischen Kontakt mit einem paramagnetischen Temperatursensor verbunden ist. Dieser wiederum ist thermisch schwach an das Wärmebad gekoppelt. Der Sensor befindet sich in einem schwachen magnetischen Feld, das durch einen Dauerstrom in der darunter liegenden supraleitenden mäanderförmigen Spule erzeugt wird.

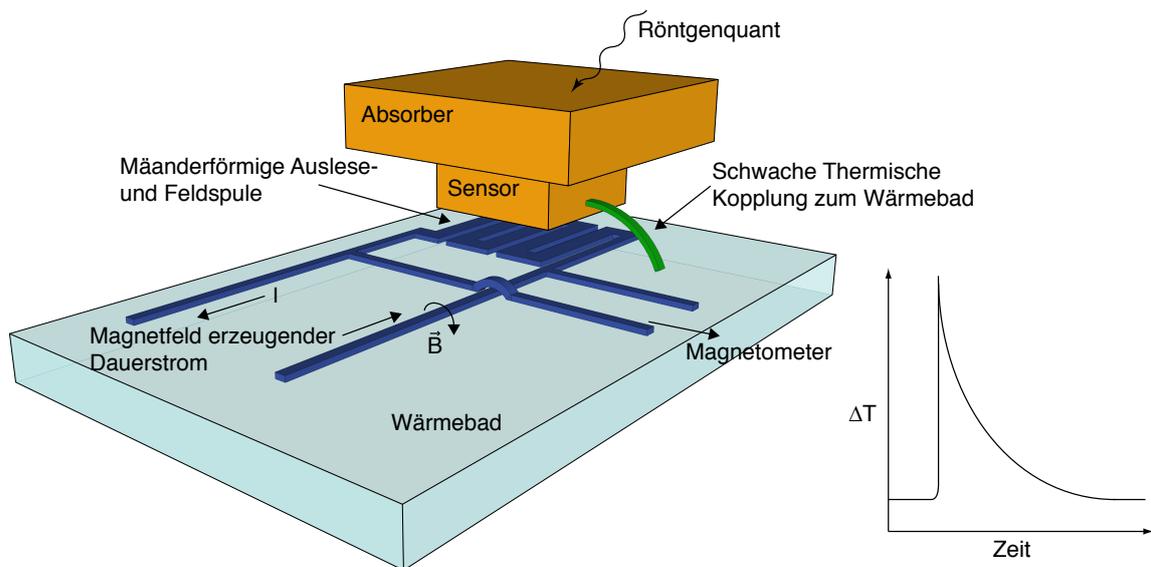


Abbildung 2.1: Schemazeichnung eines magnetischen Kalorimeters und des zeitlichen Verlaufs der Sensortemperatur nach der Absorption von Energie.

Der durch vollständige Absorption eines Teilchens entstandene Energieeintrag δE im Detektor hat eine Erwärmung des Sensors um

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

zur Folge. Hierbei ist C_{tot} die Gesamtwärmekapazität des Detektors. Der zeitliche Verlauf der Sensortemperatur, wie in Abbildung 2.1 rechts skizziert, setzt sich aus einem schnellen

Temperaturanstieg und einem langsameren Abklingen zusammen, das die Relaxation des Sensors mit dem Wärmebad beschreibt.

Der Anstieg ist durch die Kopplung zwischen den freien Elektronen und den magnetischen Momenten im paramagnetischen Sensor bestimmt. Die Abklingzeit ist durch das Verhältnis $C_{\text{tot}}/G_{\text{b}}$ von Gesamtwärmekapazität C_{tot} und der thermischen Kopplung G_{b} zum Wärmebad bestimmt. In Abschnitt 5.1.3 wird auf diese Größen im Detail eingegangen werden.

Um sich den Größenordnungen bewusst zu werden, soll das folgende Beispiel betrachtet werden. Der spektrale Bereich, für den der hier diskutierte Röntgendetektor entwickelt wurde, liegt zwischen 0 und 30 keV. Die Wärmekapazität des später diskutierten Detektors beträgt bei einer Arbeitstemperatur von 30 mK etwa 2 pJ/K. Bei einem Energieeintrag von 10 keV und mit Gleichung 2.1 erhält man so eine Erwärmung von $\delta T \approx 0,8$ mK.

Eine Temperaturänderung δT führt zu einer Änderung der Magnetisierung M des paramagnetischen Temperatursensors gemäß

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

Diese Magnetisierungsänderung wird mit einem sensitiven Magnetometer ausgelesen.

Nach diesen Überlegungen werden bereits grundlegende Forderungen erkennbar, die entscheidend für die Entwicklung von hochauflösenden magnetischen Kalorimetern sind:

- Bei gegebenem Energieeintrag wird das Magnetisierungssignal δM umso größer, je kleiner die Gesamtwärmekapazität C_{tot} ist.
- Bei gegebenem Energieeintrag δE wird das Magnetisierungssignal δM umso größer, je größer die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung $\partial M/\partial T$ des Sensors ist.

Da bei der Diskussion des passenden Absorbermaterials Argumente im Vordergrund stehen, die durch das Anwendungsgebiet des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektors motiviert sind, soll dieser Teil zunächst zurückgestellt werden. Im Folgenden werden das Sensormaterial und dessen thermodynamischen Eigenschaften vorgestellt, um im Anschluss das Signal eines MMCs diskutieren zu können.

Eine Anforderung an das Sensormaterial ist eine stark temperaturabhängige Magnetisierung. Um auch der Forderung nach einer kleinen Gesamtwärmekapazität gerecht zu werden, wurden die ersten magnetischen Kalorimeter mit Sensoren aus paramagnetischen Dielektrika gefertigt [Büh88, Büh93, Büh94]. Obgleich diese Detektoren ein vielversprechendes Verhältnis von Signallhöhe zu Rauschen zeigten, wurde deutlich, dass die schwache Kopplung zwischen Phononen und magnetischen Momenten bei tiefen Temperaturen zu langsamen Signalanstiegszeiten von mehreren Millisekunden führt. Dies stellt bei hohen Zählraten ein Problem dar, da zwei Signale, die innerhalb der Anstiegszeit des Signals aufeinander folgen, sich so addieren, dass sie nicht von einem Einzelsignal entsprechend

höherer Energie unterschieden werden können. Durch die Verwendung von metallischen Wirtsmaterialien, die mit paramagnetischen Ionen dotiert werden, konnte dies umgangen werden [Ban93]. Die starke Kopplung zwischen freien Elektronen und magnetischen Momenten macht zum Beispiel in Au:Er einen Signalanstieg von unter 100 ns möglich. Jedoch bewirkt die Verwendung metallischer Wirtsmaterialien eine erhöhte Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten und damit einen zusätzlichen Beitrag zur Wärmekapazität. Außerdem trägt bei metallischen Wirtsmaterialien die Wärmekapazität des Systems der freien Elektronen zur Gesamtwärmekapazität bei.

Mit handgefertigten magnetischen Kalorimetern mit metallischem Sensor konnte eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,7 \text{ eV}$ für Röntgenphotonen der Energie 5,9 keV erreicht werden [Fle03]. Dabei wurden Sensoren verwendet, die aus gewalztem Vollmaterial bestanden und mit Vakuumfett in einer SQUID-Schleife befestigt wurden. Durch die Anwendung von Dünnschichtverfahren und photolithographischen Methoden wurde die integrierte Herstellung metallischer magnetischer Kalorimeter mit allen Strukturen, die dem Thermalisieren und dem Auslesen der Signale durch SQUIDs dienen, möglich [Zin04, Hsi08, Bur08]. Dabei verlangt besonders die Herstellung des Sensormaterials höchste Reinheit in jedem Prozessschritt, um das gleiche thermodynamische Verhalten wie bei Sensoren aus Vollmaterial zu erhalten [Pab08]. Erst durch die Methoden der Mikrostrukturierung ist es möglich, die Detektoren an die jeweiligen Anforderungen einer Anwendung besser anzupassen und Reproduzierbarkeit zu gewährleisten. Mit mikrostrukturierten MMCs wurde bislang eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,0 \text{ eV}$ für Röntgenphotonen von 5,9 keV Röntgenstrahlung erreicht [Pie12]. Des Weiteren lassen sich durch die Mikrostrukturierung Detektorgeometrien verwirklichen, für die die erwartete Energieauflösung unter 1 eV liegt.

2.2 Sensormaterial Au:Er

Das in dieser Arbeit verwendete Sensormaterial besteht aus einer Legierung aus Gold und einigen hundert ppm¹ Erbium. Erbium (Er) zählt zu den Metallen der seltenen Erden, besitzt die Oxidationszahl 3+ und liegt in der Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}]4f^{12}6s^2$ vor. In einer Legierung aus diesen beiden Materialien besetzen die Er-Ionen reguläre Plätze im kubisch flächenzentrierten Gitter des Goldes und geben drei Elektronen an das Leitungsband ab. Damit liegen Er-Ionen in Gold mit der Konfiguration $[\text{Kr}]4d^{10}4f^{11}5s^25p^6$ vor.

Die Er-Ionen besitzen eine unvollständig gefüllte 4*f*-Schale, welche ein magnetisches Moment trägt, das für das paramagnetische Verhalten verantwortlich ist. Die 4*f*-Schale liegt tief im Innern des Ions und wird von den 5*s*- und 5*d*-Orbitalen gegen das Kristallfeld des Wirtsmaterials abgeschirmt. Diese Tatsache hat zur Folge, dass die *LS*-Kopplung erhalten bleibt. Berechnet man den Gesamtdrehimpuls **J** eines Er-Ions nach den Hundschen Regeln durch Kopplung von Spinbahndrehimpuls $S = 3/2$ und Bahndrehimpuls $L = 6$, ergibt

¹parts per million

sich $J = L + S = 15/2$ und der Landé-Faktor $g_J = 1,2$. Damit lässt sich das magnetische Moment eines Er-Ions durch $\boldsymbol{\mu} = g_J \mathbf{J}$ berechnen. In Abbildung 2.2 ist die magnetische Suszeptibilität einer Au:Er Probe mit einer Konzentration von 600 ppm als Funktion der Temperatur gezeigt [Sch00]. Die Suszeptibilität folgt für Temperaturen über 100 K dem $1/T$ -Verhalten des Curie-Gesetzes mit $J = 15/2$ und $g_J = 1,2$.

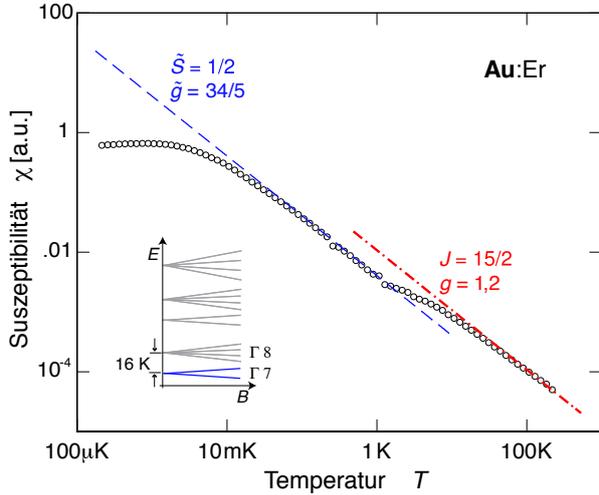


Abbildung 2.2: Magnetische Suszeptibilität einer Au:Er-Probe (600 ppm) als Funktion der Temperatur. Von den Messwerten wurde der diamagnetische Anteil des Wirtsmaterials abgezogen. Zusätzlich sind die Curie-Geraden für $J = 15/2$ und $g_J = 1,2$ sowie für $S = 1/2$ und $\tilde{g} = 34/5$ gezeigt. Unten links ist das Aufspaltungsschema des Grundzustandes im Kristallfeld in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes skizziert.

In einem äußeren Magnetfeld spalten sich die Energiezustände in den Erbiumionen gemäß dem Zeemaneffekt in 16 Energieniveaus auf, die durch die Wechselwirkung mit dem Kristallfeld bereits in eine Reihe von Multipletts aufgespalten sind. Eine Skizze der Energieniveaus und deren Aufspaltung ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Von diesen Multipletts ist ein Γ_7 -Kramers-Dublett das energetisch niedrigste. Die Aufspaltung zwischen dem niedrigsten und dem nächst höher gelegenen Γ_8 -Quartett wurde mit verschiedenen Methoden gemessen und hat einen Wert zwischen $\Delta E = 11 \text{ K} \cdot k_B$ und $\Delta E = 19 \text{ K} \cdot k_B$ [Wil69, Sjö75, Dav73]. Der heute wohl zuverlässigste Wert stammt aus Neutronenstreuexperimenten und beträgt $17 \text{ K} \cdot k_B$ [Hah92]. Bei ausreichend tiefen Temperaturen und schwachen Magnetfeldern ist nur das niedrigste Dublett besetzt und man beobachtet das Verhalten eines Zweiniveausystems. Die Suszeptibilität der Erbiumionen in Gold wird durch das Curie-Gesetz mit einem Quasispin $\tilde{S} = 1/2$ und einem effektiven isotropen Landé-Faktor $\tilde{g} = 34/5$ beschrieben. Unterhalb von 50 mK weicht aufgrund zunehmender Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten die gemessene Suszeptibilität von der Vorhersage durch das Curie-Gesetz ab. Bei $T = 0,9 \text{ mK}$ durchläuft die Suszeptibilität ein sanftes Maximum, was auf den Übergang in einen Spinglaszustand hinweist [Fle00].

2.2.1 Magnetisierung und Wärmekapazität isolierter magnetischer Momente

Die Legierung Au:Er zeigt also in einem Temperaturbereich zwischen wenigen Millikelvin und 1 K paramagnetisches Verhalten, das sich durch ein System von magnetischen Momenten mit Spin $1/2$ beschreiben lässt. Betrachtet man dies als ein System, in dem die

magnetischen Momente nicht miteinander wechselwirken, lassen sich die Magnetisierung M und die Wärmekapazität des Zeemansystems C_z im Rahmen der statistischen Physik herleiten und wir finden für die Magnetisierung auf diese Weise den Ausdruck

$$M = \frac{N}{V} \tilde{g} \mu_B \tilde{S} \mathcal{B}_{\tilde{S}}(h) \quad \text{mit} \quad h = \frac{\tilde{S} \tilde{g} \mu_B B}{k_B T}. \quad (2.3)$$

Für den hier vorliegenden Fall mit $\tilde{S} = 1/2$ nimmt die Brillouinfunktion die Form $\mathcal{B}_{\tilde{S}}(h) = \tanh(h)$ an. Die Magnetisierung ist somit proportional zur Dichte N/V der magnetischen Momente und zur maximalen z-Komponente des magnetischen Moments $\tilde{g} \mu_B 1/2$, wobei $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}$ J/T das Bohrsche Magneton und $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K die Boltzmann-Konstante darstelln.

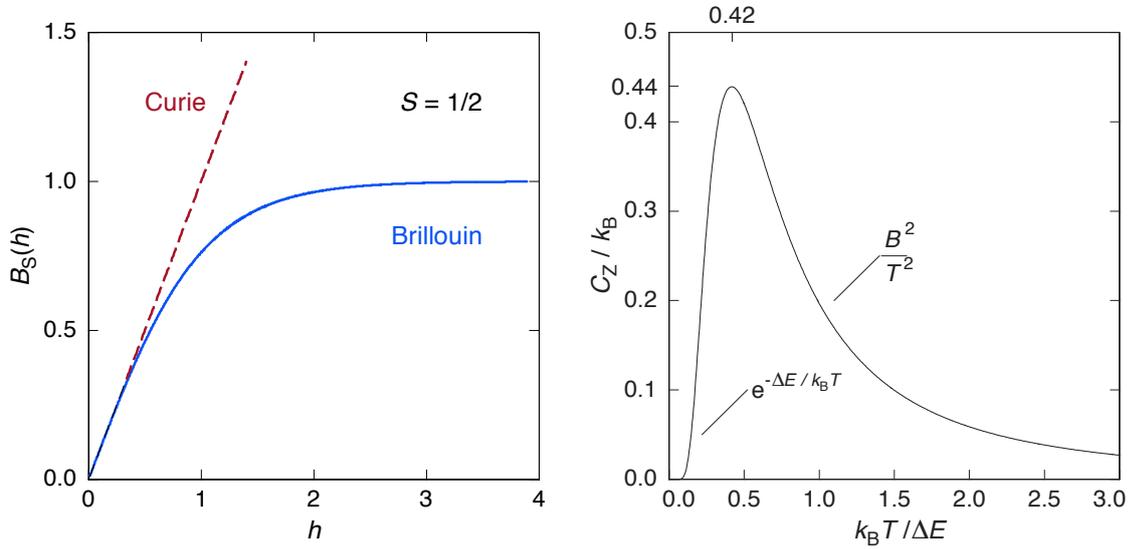


Abbildung 2.3: **Links:** Brillouin-Funktion für $\tilde{S} = 1/2$. Die Übereinstimmung mit dem Curie-Gesetz bei hohen Temperaturen ist durch eine Gerade (gestrichelt) veranschaulicht. **Rechts:** Wärmekapazität eines Zweiniveausystems mit Energieaufspaltung ΔE als Funktion der reduzierten Temperatur $k_B T / \Delta E$.

Das linke Diagramm in Abbildung 2.3 zeigt die Brillouinfunktion als Funktion von h für $\tilde{S} = 1/2$. Von hohen Temperaturen kommend ($h \ll 1$), ist die Magnetisierung, wie auch durch das Curie-Gesetz beschrieben, proportional zu $1/T$. Im Limes tiefer Temperaturen ($h \gg 1$) richten sich alle magnetischen Momente entlang des Feldes aus, was zu einem Sättigungsverhalten der Magnetisierung führt.

Die Wärmekapazität der Erbiumionen mit $\tilde{S} = 1/2$ in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld und der Temperatur ist durch

$$C_z = N k_B \left(\frac{\Delta E}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{\Delta E / k_B T}}{(e^{\Delta E / k_B T} + 1)^2} \quad (2.4)$$

gegeben, wobei $\Delta E = \tilde{g}\mu_B B$ die Energieaufspaltung des Zweiniveausystems im Magnetfeld angibt. Der Temperaturverlauf der Wärmekapazität ist in Abbildung 2.3 rechts dargestellt. Von tiefen Temperaturen kommend, steigt C_z proportional zu $e^{-\Delta E/k_B T}$ an und durchläuft ein Maximum, wenn die thermische Energie $k_B T$ etwa gleich der Hälfte der Energieaufspaltung ΔE ist. Zu hohen Temperaturen hin, und das ist für die folgende Diskussion der relevante Bereich, fällt C_z proportional zu B^2/T^2 ab. Das Maximum in der Wärmekapazität des Zeemansystems wird als Schottky-Anomalie bezeichnet.

An dieser Stelle soll ein Ausdruck für die Antwort eines solchen Systems auf einen Energieeintrag δE gegeben werden. Die Anzahl magnetischer Momente, die im äußeren Feld parallel zu diesem ausgerichtet sind, ändert sich aufgrund des Energieeintrags um $\delta N = \delta E/\Delta E$. Dies ist verbunden mit einer Änderung des magnetischen Moments um

$$\delta m = \delta N g \mu_B = \frac{\delta E}{B} . \quad (2.5)$$

Für kleine Magnetfelder wird also die Magnetisierungsänderung am größten, da die Energieaufspaltung klein ist und somit bei gegebenem Energieeintrag δE mehr magnetische Momente ihre Ausrichtung ändern. Im folgenden Abschnitt wird jedoch gezeigt werden, dass nur in ausreichend hohen Magnetfeldern die Wärmekapazität der magnetischen Momente gegenüber den Wärmekapazitäten anderer Freiheitsgrade ausreichend groß wird, so dass deren Anteil an der von einem Teilchen deponierten Energie ebenfalls signifikant ist.

2.2.2 Au:Er – weitere Freiheitsgrade

Für eine realistische thermodynamische Beschreibung des Sensormaterials müssen zum einen die Beiträge aller Freiheitsgrade zur Wärmekapazität einbezogen und zum anderen die Effekte der Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten berücksichtigt werden. Das im Folgenden vorgestellte Modell wird daher die Grundlage späterer Berechnungen der Detektorantwort auf einen Energieeintrag und deren Optimierung darstellen. Zunächst werden hier diejenigen Freiheitsgrade diskutiert, die neben dem System der magnetischen Momente zur Gesamtwärmekapazität beitragen.

Wärmekapazitäten in Au:Er

- Die Leitungselektronen in Gold liefern einen Beitrag von $C_{el} = \gamma T$, wobei für den Sommerfeld-Koeffizienten $\gamma_{Au} = 7,3 \cdot 10^{-4} \text{Jmol}^{-1}\text{K}^{-2}$ [Phi71] gilt. Im Vergleich zu einem System von nicht wechselwirkenden magnetischen Momente in Au:Er_{300 ppm} in einem Feld von 2 mT ist dieser Beitrag oberhalb einer Temperatur von 40 mK bereits größer als der des Zeemansystems.
- Die Phononen tragen $C_{ph} = \beta T^3$ zur Gesamtwärmekapazität bei. Die Konstante β besitzt für Gold den Wert $\beta_{Au} = 4,6 \cdot 10^{-4} \text{Jmol}^{-1}\text{K}^{-4}$ [Phi71]. Die Temperaturabhängigkeit in der dritten Potenz sorgt dafür, dass bei einer Temperatur von 50 mK

der phononische Beitrag zur Wärmekapazität bereits um 3 Größenordnungen kleiner als der elektronische ist und daher nur eine untergeordnete Rolle spielt.

- Bei einer Analyse des zeitlichen Verlaufs der Detektorsignale von magnetischen Kalorimetern, basierend auf Au:Er [Fle98] und Messungen der Wärmekapazität von Au:Er bis zu sehr tiefen Temperaturen, wurde eine unerwartet hohe Wärmekapazität beobachtet [Her00]. Dieser Beitrag wird in [Ens00] der Hyperfeinaufspaltung aufgrund der Wechselwirkung der elektrischen Kernquadrupolmomente der Au-Kerne mit einem nicht kubischen Kristallfeld zugeschrieben. Die Atomkerne von Gold tragen einen Kernspin von $I = 3/2$ und besitzen damit ein Kernquadrupolmoment. In einem perfekten fcc-Gitter besitzt der Feldgradiententensor am Ort der Kerne kubische Symmetrie, weswegen die Energieeigenwerte entartet sind. Als Fremdatom in der Goldmatrix bewirkt Erbium einen nicht-kubischen Feldgradienten am Ort der benachbarten Goldatome. Dies führt zu einer Aufhebung der Entartung der Energieeigenwerte der Goldkerne. Dieser Beitrag führt bei tiefen Temperaturen zu einem zusätzlichen Beitrag zur spezifischen Wärme von Au:Er [Sch00, Ens00, Bur08].
- Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die natürliche Isotopenzusammensetzung von Erbium 23% des kernspintragenden Isotops ^{167}Er enthält. Der Einfluss dieses Isotops auf die Wärmekapazität wurde in [Fle98] bereits ausführlich behandelt. Er spielt im Weiteren nur eine untergeordnete Rolle, da in dieser Arbeit nur Sensoren aus angereichertem Erbium² Verwendung fanden, bei dem der Anteil des kernspinlosen Isotops ^{168}Er auf etwa 95% angereichert wurde.

Magnetisierung und Wärmekapazität von Au:Er mit wechselwirkenden magnetischen Momenten

Ein weiterer Schritt hin zu einem realistischen thermodynamischen Modell von Au:Er besteht darin, den Einfluss der Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten zu betrachten. Dieser führt sowohl zu einer Reduktion der Magnetisierung M , als auch zu einer Erhöhung der Spin-Wärmekapazität. Aus beiden Gründen führen die Wechselwirkungen somit zu einer Reduktion des Detektorsignals.

Zwei Wechselwirkungsmechanismen zwischen den Erbiumionen sind hier von Bedeutung. Als erstes sei die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung genannt. Bei der zweiten Wechselwirkung handelt es sich um die sogenannte RKKY³-Wechselwirkung. Sie basiert auf der indirekten Austauschwechselwirkung der Erbiumionen über die Elektronen des Leitungsbandes im Wirtsmaterial Gold. Die relative Stärke der RKKY-Wechselwirkung in Bezug auf die Dipol-Dipol-Wechselwirkung kann durch einen Wechselwirkungsparameter α beschrieben werden.

Um die thermodynamischen Größen der Magnetisierung und der Wärmekapazität zu berechnen, wurden sowohl eine Molekularfeldnäherung als auch das Verfahren des nu-

²Batch Number 17354, ^{168}Er -Metall, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TE 37831, USA

³Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida

merischen Diagonalisierens des Hamiltonoperators, der beide Wechselwirkungen enthält, durchgeführt. Beide Ansätze wurden in [Sch00, Fle03] ausführlich beschrieben und verglichen. Die Resultate des zuletzt genannten Verfahrens werden auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Im linken Diagramm in Abbildung 2.4 ist die Magnetisierung M

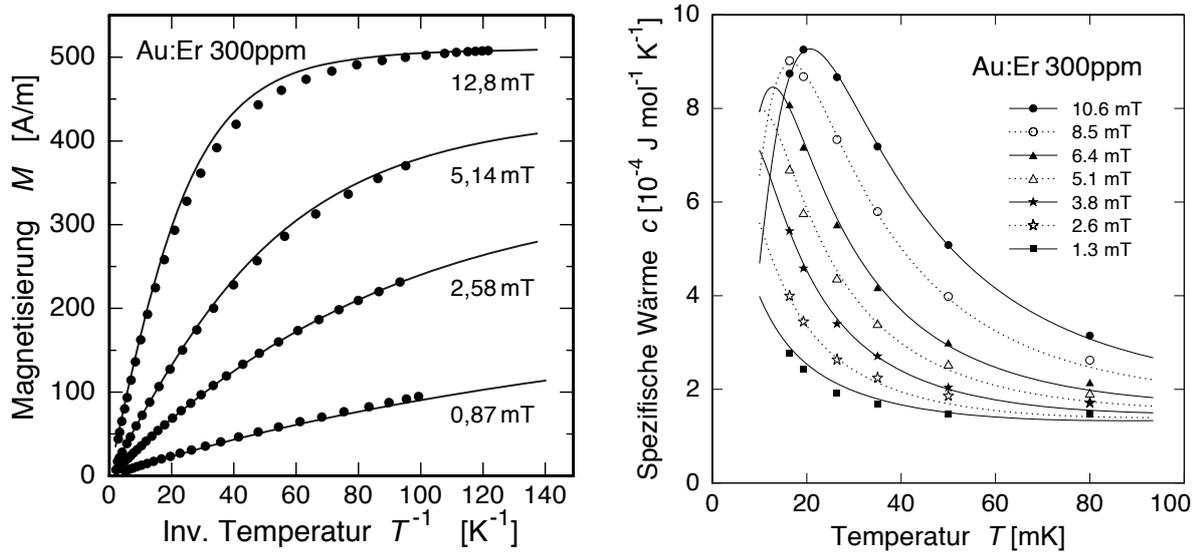


Abbildung 2.4: Links: Magnetisierungsverhalten als Funktion der Temperatur für eine Au:Er-Probe aus gewalztem Vollmaterial. **Rechts:** Spezifische Wärme als Funktion der Temperatur für eine Au:Er-Probe aus gewalztem Vollmaterial. Experimentelle Daten sind mit Symbolen, berechnete Daten mit Linien dargestellt.

einer Au:Er_{300 ppm}-Probe als Funktion der inversen Temperatur für verschiedenen Magnetfeldstärken gezeigt. Im rechten Diagramm in Abbildung 2.4 ist die spezifische Wärme derselben Probe als Funktion der Temperatur aufgetragen. Der Wechselwirkungsparameter hat bei den hier vorgestellten berechneten Temperaturverläufen von Magnetisierung und spezifischer Wärmekapazität den Wert $\alpha = 5$. In beiden Diagrammen sind die experimentell bestimmten Werte als Symbole dargestellt und die numerisch berechneten Werte als Linien.

Die Magnetisierungskurve zeigt im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder das erwartete Sättigungsverhalten. Durch den Einfluss der Wechselwirkungen liegt die Sättigungsmagnetisierung jedoch etwa 10 % niedriger als für den Fall isolierter magnetischer Momente. Der Temperaturverlauf der Wärmekapazität zeigt die in Abschnitt 2.2.1 besprochene Schottky-Anomalie. Für ein System von isolierten magnetischen Momenten wäre das Maximum um etwa einen Faktor zwei schmaler als hier gezeigt. Die gemessenen Daten werden durch das numerische Verfahren sehr gut wiedergegeben, so dass das Temperaturverhalten der Magnetisierung und der spezifischen Wärmekapazität als gut verstanden gelten dürfen.

2.3 Magnetische Kalorimeter mit planarer, mäanderförmiger Aufnehmerspule

Den allgemeinen Betrachtungen in Kapitel 2.1 über den Aufbau metallischer magnetischer Kalorimeter soll nun eine detailliertere Beschreibung der hier entwickelten Detektoren folgen. Dabei wird die mäanderförmige Aufnehmerspule im Fokus stehen. Bislang wurde die Antwort des Detektors geometrieunabhängig als Änderung der Magnetisierung des Sensors pro Energieeintrag, $\delta M/\delta E$, diskutiert. Um einen Ausdruck für das messbare Signal zu erhalten, müssen alle Kopplungsmechanismen vom Sensor bis zum SQUID verstanden werden.

In Abbildung 2.5 ist der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Schaltkreis schematisch als Draufsicht und im Querschnitt dargestellt. Er besteht aus zwei parallelgeschalteten mäanderförmigen Aufnehmerspulen, die jeweils die Induktivität L_M tragen. Über die dazu parallele, sogenannte Einkoppelinduktivität L_i ist der Mäander induktiv an ein Stromsensor-SQUID mit der Induktivität L_S gekoppelt. Dies ermöglicht eine räumliche Trennung (angedeutet durch die gestrichelte Linie) von Mäander und SQUID. Die mäanderförmigen Spulen werden aus dem bei Temperaturen unter 9 K supraleitenden Metall Niob gefertigt. Ist in den Mäandern ein Dauerstrom I_0 eingepreßt, wird ein inhomogenes Magnetfeld erzeugt, das die paramagnetischen Temperatursensoren durchsetzt. Durch die Absorption von Energie ändert sich die Magnetisierung des Sensors. Da in den geschlossenen supraleitenden Kreisen Flusserrhaltung gilt, wird die Änderung des magnetischen Flusses $\delta\Phi$ (siehe Abschnitt 2.3.2) durch eine Stromänderung δI_M kompensiert. Gleichzeitig ändert sich der Strom durch die Einkoppelspule zum SQUID um δI . Dies hat eine Änderung des magnetischen Flusses im SQUID $\delta\Phi$ zur Folge (siehe Abschnitt 2.3.2).

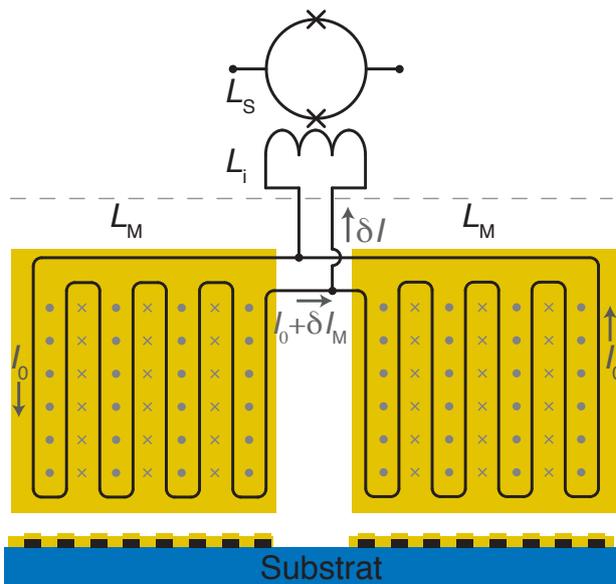


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines magnetischen Kalorimeters mit zwei parallelgeschalteten mäanderförmigen Detektionsspulen mit Induktivität L_M , die über eine parallelgeschaltete Einkoppelspule induktiv an ein SQUID gekoppelt sind in Draufsicht und im Querschnitt. Der felderzeugende Strom I_0 , das Magnetfeld und der Kompensationsstrom δI_M im Mäander im Falle einer Magnetisierungsänderung im Sensor (gelb) sind angedeutet. Mit δI ist die entsprechende Stromänderung in der Einkoppelspule L_i des SQUIDs bezeichnet.

Die mäanderförmige Spule dient also nicht nur der Felderzeugung, sondern gleichzeitig auch als Aufnehmerspule. Im Weiteren soll das vom Mäander hervorgerufene Magnetfeld

und dessen Verteilung im Sensor diskutiert werden. Dadurch wird es möglich sein, die Signalgröße bei einem Energieeintrag in den Detektor numerisch zu berechnen, da diese nicht nur von den thermodynamischen Eigenschaften des Sensors, sondern auch von der Geometrie des Mäanders abhängt.

Die Geometrie der mäanderförmigen Spule kann durch die Streifenbreite w und den Mittele-zu-Mitte Abstand p beschrieben werden. In Abbildung 2.6 ist ein Schnitt durch einen Teil eines Detektors dargestellt, der zwei Mäanderstreifen zeigt. Die Niobbahnen sind angedeutet, ebenso wie die Richtung, in der sie vom Dauerstrom durchflossen werden. Die Feldlinien des dadurch generierten Magnetfeldes verlaufen oberhalb der Niobstreifen parallel und zwischen den Streifen senkrecht zur Mäanderebene. Da der Strom in zwei benachbarten Mäanderbahnen in entgegengesetzter Richtung fließt, ist auch die Richtung der generierten Magnetfelder entgegengesetzt. Die Niobstreifen sind durch eine etwa 250 nm dünne nichtleitende Schicht vom darüber liegenden Sensor elektrisch isoliert. In dieser Anordnung wird der paramagnetische Sensor in einer dünnen Schicht von ein bis zwei μm aufgebracht, wodurch die magnetischen Momente im Mittel sehr nahe an der Aufnehmerspule liegen. Der Füllfaktor

$$F = \frac{\int_{V_s} B^2(\mathbf{r}) d^3r}{\int_{\mathbb{R}^3} B^2(\mathbf{r}) d^3r} \quad (2.6)$$

der die magnetische Feldenergie im Sensorvolumen V_s relativ zur gesamten magnetischen Feldenergie angibt, nimmt für die hier beschriebenen Detektoren einen Wert von $F = 0,3$ bis $F = 0,4$ an.

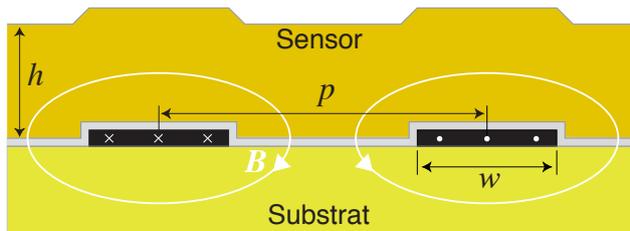


Abbildung 2.6: Schnitt durch Sensor mit Höhe h , Isolationsschicht (grau), zwei Mäanderstreifen mit Breite w und Mittele-zu-Mitte Abstand p und Substrat. Die Richtung des Stroms in den Mäanderstreifen ist angedeutet, ebenso wie das von ihm erzeugte Magnetfeld.

2.3.1 Verteilung des Magnetfeldes im Sensor

Die mäanderförmige Leiterschleife erzeugt ein stark inhomogenes Feld, dessen Verteilung sich nur mit Aufwand analytisch berechnen lässt. Um die Berechnung numerisch durchzuführen, wurde in dieser Arbeit das Finite-Elemente Programm FEMM⁴ verwendet, das quasi-zweidimensionale magneto- und elektrostatische Probleme lösen kann. Hierbei wurden zwei unendlich lange Mäanderstreifen in einem $2p$ breiten Ausschnitt des Mäanders betrachtet, der sich in der Rechnung mit Hilfe periodischer Randbedingungen unendlich oft wiederholt. Randeffekte werden hierbei klarerweise außer Acht gelassen. Die Suszeptibilität

⁴Finite Element Method Magnetics, David Meeker, v.4.0, freiverfügbar, <http://femm.foster-miller.net>

der Mäanderstreifen wurde auf $\chi_m = -1$ gesetzt, was der Annahme des perfekt diamagnetischen Verhaltens entspricht. Da die Suszeptibilität des paramagnetischen Sensormaterials für $T > 50$ mK und den hier verwendeten Erbiumkonzentrationen bei $\chi_m < 0,1$ liegt, wurde der Einfluss des Sensors auf die Magnetfeldverteilung vernachlässigt.

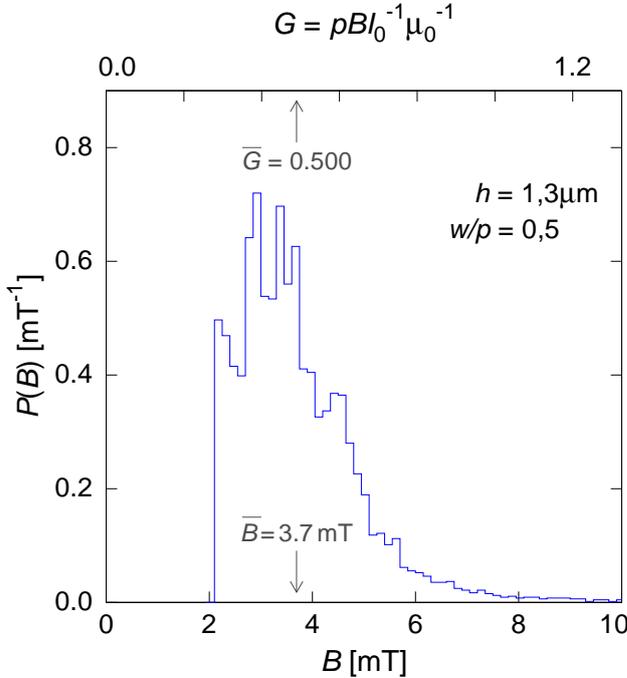


Abbildung 2.7: Häufigkeitsverteilung von Absolutwerten des Magnetfeldes im Sensor unter der Annahme eines Feldstroms $I_0 = 30$ mA, einer Sensorhöhe $h = 1,3 \mu\text{m}$ und einem Verhältnis $w/p = 0,5$. Auf der oberen Abszisse ist der Geometriefaktor aufgetragen.

In Abbildung 2.7 ist die Feldverteilung $P(B)$ im Sensorvolumen dargestellt. Sie wurde durch das Auswerten des Betrags $|B|$ des Magnetfeldes an mehreren tausend Punkten im Sensor bestimmt. Die Berechnung wurde durchgeführt für einen Mäander mit einer Streifenbreite von $w = 2,5 \mu\text{m}$ und einem Mitte-zu-Mitte Abstand von $p = 5 \mu\text{m}$. Der Mäander ist von einem Strom von $I_0 = 30$ mA durchflossen und der Sensor hat eine Höhe von $h_{\text{Sens}} = 1,3 \mu\text{m}$. Das mittlere Magnetfeld im Sensor liegt bei $\bar{B} = 3,7$ mT. Ebenfalls dargestellt ist der mittlere Geometriefaktor \bar{G} , dessen Bedeutung in Abschnitt 2.3.2 diskutiert wird.

Bislang wurden Randeffekte außer Acht gelassen. Da ein realer Mäander jedoch eine endliche Ausdehnung hat, soll hier beschrieben werden, welche Werte die Magnetfeldstärke über einen lateralen und vertikalen Abstand von einigen μm vom äußeren Streifen eines Mäanders annimmt. Im linken Diagramm in Abbildung 2.8 ist der mit FEMM errechnete Absolutbetrag des Magnetfeldes $|B|$ als Funktion der Distanz in lateraler Richtung in einem vertikalen Abstand von $5 \mu\text{m}$ von der Oberfläche des Mäanders aufgetragen. Wie in der Skizze angedeutet, ist der Ursprung derart gewählt, dass er über der linken Kante des rechten Randstreifens des Mäanders liegt.

Man erkennt, dass die Feldstärke in lateraler Richtung über der Mitte eines Streifens ein Minimum besitzt und an den Kanten der Streifen ein Maximum. Das durch den im Mäander fließenden Strom erzeugte Magnetfeld ist ein Multipolfeld höherer Ordnung, dessen

Feldstärke mit zunehmendem lateralen Abstand vom Mäander schnell abfällt. Bereits in einem Abstand von $30\ \mu\text{m}$ beträgt die Feldstärke lediglich noch $0,6\ \%$ der maximalen Feldstärke. Dies bedeutet, dass sich die Felder benachbarter Mäander sehr wenig beeinflussen und somit kein Grund zur Annahme besteht ein starkes magnetisches Übersprechen zu beobachten. Auf diesen Punkt wird in Abschnitt 3.1.2 genauer eingegangen.

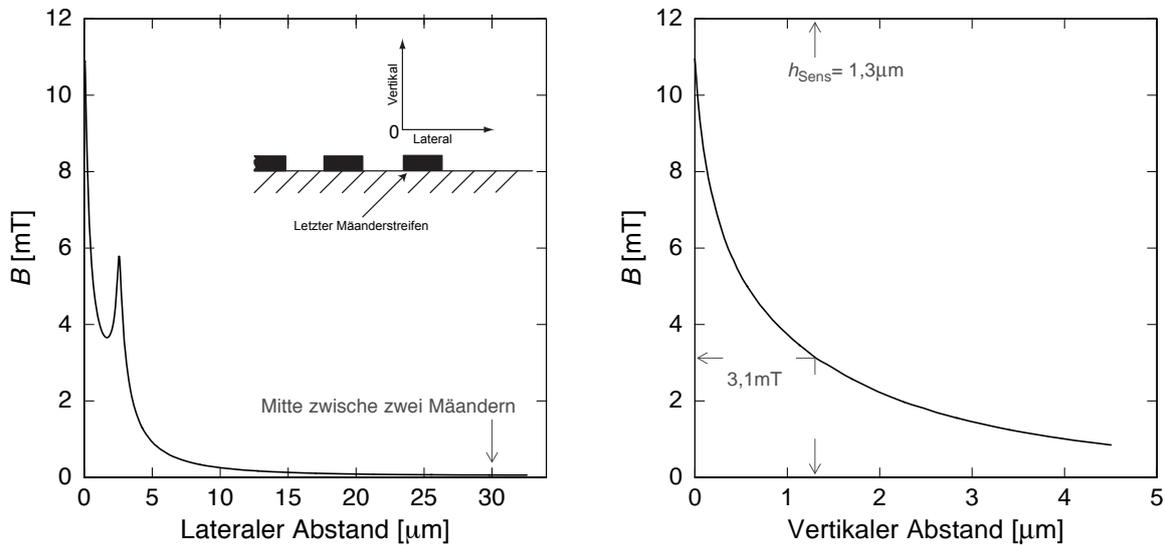


Abbildung 2.8: Links: Magnetfeldstärke als Funktion des lateralen Abstands vom äußersten Mäanderstreifen in einer Höhe von $5\ \mu\text{m}$ über der Oberfläche des Mäanders, so wie in der Skizze im Diagramm veranschaulicht. **Rechts:** Magnetfeldstärke als Funktion des vertikalen Abstands über dem äußersten Mäanderstreifen.

Im rechten Diagramm in Abbildung 2.8 ist die Feldstärke als Funktion des vertikalen Abstands vom äußersten Mäanderstreifens dargestellt. Mit Pfeilen ist die Höhe $h_s = 1,3\ \mu\text{m}$, bis zu der der Sensor reicht, markiert und die dort herrschende Feldstärke von etwa $3,1\ \text{mT}$. Der schnelle Abfall des Feldes in vertikaler Richtung führt dazu, dass der Füllfaktor, mit steigender Sensorhöhe kaum weiter zunimmt. Bei einem „zu hohen“ Sensor koppeln die magnetischen Momente ab einer bestimmten Sensorhöhe so schlecht an den Mäander, dass sich zwar die Wärmekapazität des Sensors erhöht, aber kein Gewinn in der Magnetisierungsänderung nach einem Energieeintrag erzielt wird. Daher existiert für die hier vorgestellte Anordnung von Mäander und Sensor eine optimale Sensorhöhe, wie in Abschnitt 3.2.2 gezeigt. Da dies ein wesentlicher Bestandteil der Optimierung des Detektors im Hinblick auf dessen Energieauflösung ist, soll dies zu einem späteren Zeitpunkt (Kapitel 3) ausführlich diskutiert werden. Ein schnelles Abfallen des Magnetfeldes in vertikaler Richtung ist, beispielsweise auch für die Verwendung und die Analyse des Verhaltens von supraleitenden Absorbern in geringem Abstand über dem Sensor [Por07, Wel08, Ran09] vorteilhaft.

Es sei noch erwähnt, dass eine Anordnung von felderzeugender Auslesespule und Sensor denkbar ist, in der Sensormaterial nicht nur über der mäanderförmigen Spule liegt, son-

dern auch darunter. Diese Anordnung führt zu einer Verdopplung des Füllfaktors. Ein Füllfaktor nahe eins kann erreicht werden, indem der Sensor zwischen zwei supraleitenden Bahnen platziert wird [Rot07, Fle09, Heu11]. Der Strom in den über dem Sensor gelegenen Leiterbahnen fließt dabei in entgegengesetzter Richtung als der Strom in den unter dem Sensor gelegenen Bahnen. Diese Anordnung erzeugt im Volumen des Sensors ein nahezu homogenes Magnetfeld mit einer höheren mittleren Feldstärke bei ähnlichen Dauerströmen, was effektiv zu einer Vergrößerung des Detektorsignals führt.

2.3.2 Detektorsignal

Nachdem die Feldverteilung im Sensor bekannt ist, soll im Folgenden anhand der zu Beginn von Abschnitt 2.3 beschriebenen Kopplungsmechanismen ein Ausdruck für die Signalgröße eines magnetischen Kalorimeters entwickelt werden. Dafür muss in Betracht gezogen werden, dass der Detektor neben dem Sensor auch einen Teilchenabsorber besitzt, der als zusätzliche Wärmekapazität C_A in Erscheinung treten wird. Seine Aufgabe besteht darin, die zu detektierenden Teilchen mit hoher Effizienz zu absorbieren. Auf die Eigenschaften des Absorbers wird in Abschnitt 3.2.1 detailliert eingegangen.

Eine Änderung $\delta M(\mathbf{r})$ der Magnetisierung im Volumenelement d^3r am Ort \mathbf{r} im Sensor führt in der Fläche, die von der Aufnehmerspule umschlossen ist, zu einer Flussänderung der Form

$$d(\delta\Phi_M) = \mu_0 \frac{G(\mathbf{r})}{p} \delta M \mathbf{r} d^3r \quad , \quad (2.7)$$

wobei $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am die magnetische Permeabilität des Vakuums ist. Die ortsabhängige Größe $G(\mathbf{r})$ stellt den bereits im vorhergehenden Abschnitt erwähnten dimensionslosen Geometriefaktor dar. Er ist ein Maß für die Kopplung zwischen magnetischen Momenten und Aufnehmerspule. In [Bur04] wird ein einfacher Zusammenhang zwischen $G(\mathbf{r})$ und dem Absolutbetrag $|B(\mathbf{r})|$ des Magnetfeldes am Ort \mathbf{r} der Form

$$|B(\mathbf{r})| = \mu_0 G(\mathbf{r}/p) \frac{I_0}{p} \quad (2.8)$$

hergeleitet, mit dessen Hilfe bei bekannter Magnetfeldverteilung der ortsabhängige Geometriefaktor $G(\mathbf{r})$ berechnet werden kann. Unter Verwendung von Gleichung 2.2 erhält man mit 2.7 und 2.8 sowie unter Berücksichtigung der Absorberwärmekapazität C_A die Änderung des magnetischen Flusses in der Leiterschleife pro Energieeintrag

$$\frac{\delta\Phi_M}{\delta E} = \frac{1}{C_A + \int_{V_S} c_S(\mathbf{r}) d^3r} \int_{V_S} \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \frac{\partial M(B(\mathbf{r}, T))}{\partial T} d^3r \quad . \quad (2.9)$$

Die Größen $G(\mathbf{r}/p)$, $B(\mathbf{r})$ und die spezifische Wärme des Sensors $c_S(\mathbf{r})$ sind vom Ort und damit von der Magnetfeldverteilung abhängig und müssen über das Sensorvolumen

integriert werden. Im Zuge der Berücksichtigung der Absorberwärmekapazität C_A wird die Wärmemenge, die in das System der magnetischen Momente gelangt, reduziert. Da der Geometriefaktor, die spezifische Wärme des Sensors als auch dessen Magnetisierung nur vom Betrag des Magnetfeldes, nicht aber von dessen Richtung, abhängen, liegt es nahe, anstatt über das Volumen, über die oben berechnete Magnetfeldverteilung $P(G)$ zu integrieren. Mit der Definition

$$\langle X \rangle_G = \int P(G)X(G)dG \quad (2.10)$$

kann 2.9 wie folgt dargestellt werden

$$\frac{\delta\Phi_M}{\delta E} = \frac{V_S}{C_A + V_S \langle cs \rangle_G} \mu_0 \left\langle \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle_G, \quad (2.11)$$

wobei $G = G(B)$ vom Betrag des Magnetfeldes B abhängt.

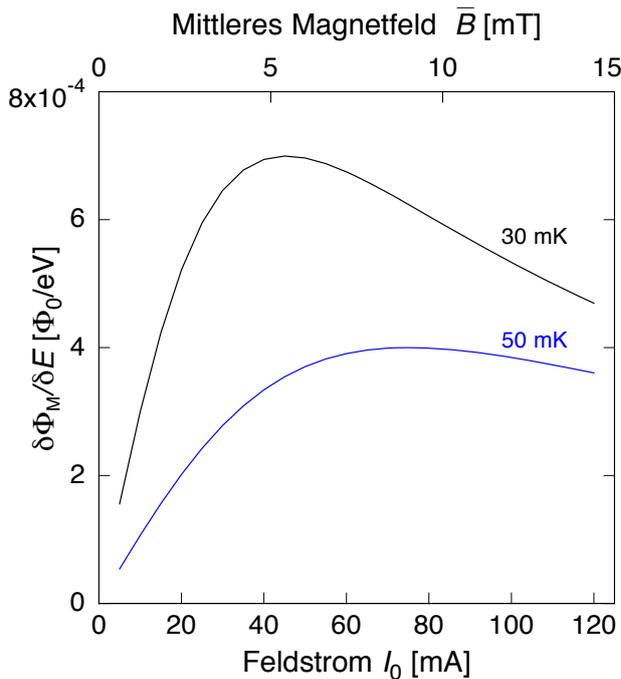


Abbildung 2.9: Änderung des magnetischen Flusses in der mäanderförmigen Spule $\delta\Phi_M/\delta E$ aufgetragen als Funktion des Feldstroms I_0 bzw. des mittleren Magnetfeldes \bar{B} für 30 mK und 50 mK.

Der in dieser Arbeit verwendete Detektor besitzt einen Au:Er Sensor der Größe $157 \times 157 \times 1,3 \mu\text{m}^3$ mit einer Erbiumkonzentration von 315 ppm und einen Absorber aus reinem Gold der Größe $250 \times 250 \times 5 \mu\text{m}^3$. Der Sensor ist auf einem Mäander platziert mit Bahnen der Breite $w = 2,5 \mu\text{m}$, deren Mitte-zu-Mitte Abstand $p = 5 \mu\text{m}$ beträgt und dessen Fläche mit der des Sensors übereinstimmt. Die Wahl dieser Größen wird in Abschnitt 3.2 klar werden. In Abbildung 2.9 ist $\delta\Phi_M/\delta E$ für diesen Detektor als Funktion des in den Mäander eingepprägten Dauerstromes I_0 bzw. den entsprechenden mittleren Magnetfeldern \bar{B} aufgetragen. Hierbei wurde zum ersten Mal das magnetische Flussquant Φ_0 als Einheit

verwendet. Es bezeichnet die kleinste mögliche Flussänderung in einem supraleitenden Ring und trägt den Wert $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Vs. Von niedrigen Feldern kommend, steigt die Flussänderung in der Leiterschleife linear an und durchläuft ein Maximum, das mit tiefer werdenden Temperaturen schärfer wird und sich zu niedrigeren Magnetfeldern verschiebt. Betrachtet man die Kurve für $T = 30$ mK, so liegt deren Maximum bei einem felderzeugenden Strom von $I_0 \approx 40$ mA. Für einen Energieeintrag in den Detektor von 6 keV beträgt die Flussänderung im Mäander im Maximum $\delta\Phi_M = 4,2 \Phi_0$. Die Magnetisierungsänderung im Sensor hat also zur Folge, dass der die Leiterschleife durchsetzende magnetische Fluss sich um $4,2 \Phi_0$ ändert, was in der supraleitenden Verschaltung von Aufnehmerspule und der Einkoppelspule Abschirmströme verursacht.

Flussänderung im SQUID

Wie bereits beschrieben, ist der Mäander induktiv an ein SQUID gekoppelt. Die Flussänderung $\delta\Phi_M$ in einer der beiden mäanderförmigen Aufnehmerspulen bei der Absorption eines Photons führt zu einer Stromänderung δI in der Einkoppelspule des SQUIDs. Sie ist abhängig von der Induktivität L_M des Mänders, der Induktivität der SQUID-Einkoppelspule L_i und der Streuinduktivität L_w der Leitungen zwischen diesen Spulen. Diese Streuinduktivität wird hauptsächlich durch die zur elektrischen Kontaktierung benutzten Bond-Drähte verursacht. Für die in Abbildung 2.5 gezeigte Schaltung eines Doppelmänders gilt für den Strom in der Einkoppelspule des SQUIDs

$$\delta I = \frac{\delta\Phi_M}{L_M + 2(L_i + L_w)} . \quad (2.12)$$

Für die Flussänderung im SQUID mit Induktivität L_S erhält man durch Multiplikation dieser Stromänderung mit der Gegeninduktivität $M_{is} = k\sqrt{L_i L_S}$ zwischen Einkoppelspule und SQUID

$$\delta\Phi = M_{is}\delta I = \frac{k\sqrt{L_i L_S}}{L_M + 2(L_i + L_w)}\delta\Phi_M . \quad (2.13)$$

Dabei wurde eine dimensionslose Kopplungskonstante k eingeführt, die die Effektivität der Kopplung von L_i und L_w beschreibt und bei den verwendeten SQUIDs bei etwa 0,95 liegt.

Die Mäanderinduktivität L_M lässt sich durch den Ausdruck

$$L_M = l\mu_0 \frac{A_M}{p} \quad (2.14)$$

parametrisieren [Fle05]. Neben der vom Mäander abgedeckten Fläche A_M und dem Mitte-zu-Mitte-Abstand p ist L_M abhängig von einer dimensionslosen Größe l . Sie ist abhängig von der relativen Streifenbreite w/p und kann durch eine Finite-Elemente Simulation eines

Mäanders mittels FEMM⁵ bestimmt werden [Rot07].

Für den in dieser Arbeit verwendeten Detektor gilt $A_M = (157\mu\text{m})^2$, $w/p = 0,5$ und $l = 0,22$. Damit folgt für die Induktivität des Mäanders $L_M = 1,33\text{ nH}$. Das verwendete SQUID hat eine Einkoppelinduktivität von $L_i = 1,8\text{ nH}$ und eine Induktivität der SQUID-Schleife von $L_S = 90\text{ pH}$. Mit einem Kopplungsfaktor $k = 0,95$ folgt für die Gegeninduktivität $M_{is} = 0,383\text{ nH}$. Berücksichtigt man ferner eine Streuinduktivität, verursacht durch die Verbindungsleitungen zwischen Mäander und SQUID-Einkoppelpule, von $L_w = 0,5\text{ nH}$, errechnet sich für die Flussänderung im SQUID $\delta\Phi = 0,061 \cdot \delta\Phi_M$. Man misst in der SQUID-Schleife also 6,1 % der ursprünglichen Flussänderung in der mäanderförmigen Detektionsspule $\delta\Phi_M$.

Betrachtet man Gleichung 2.13, wird deutlich, dass die Streuinduktivität L_w zwischen den Aufnehmerspulen und der Einkoppelpule so klein wie möglich gehalten werden soll. Bei gegebener Mäanderinduktivität L_M wird die Flusskopplung ins SQUID, für eine Induktivität der Einkoppelpule von $L_i = L_M/2 + L_w$, maximal. Im hier betrachteten Fall gilt $L_M/2 + L_w = 1,17\text{ nH}$ und wird vom verwendeten SQUID nahezu erfüllt. Nach Gleichung 2.13 scheint eine Vergrößerung der SQUID-Induktivität L_S ebenfalls ein Weg zu sein das Signal und somit möglicherweise das Verhältnis von Signal zu Rauschen zu steigern. Letzteres ist jedoch nicht der Fall, da das Flussrauschen von SQUIDs mindestens proportional zu L_S , typischerweise jedoch noch stärker als L_S zunimmt.

2.3.3 Randeffekte

Wie in Bild a) in Abbildung 2.10 gezeigt, wurden in der Simulation des Mäanders mit FEMM bisher die Mäanderstreifen als senkrecht zur Zeichenebene unendlich lange Leiterbahnen mit rechteckigem Querschnitt betrachtet, wobei der Strom nur in einer infinitesimal dünnen Schicht an der Oberfläche fließt ($\chi = -1$). Die Stromrichtung in die Zeichenebene hinein ist mit Kreuzen, die aus der Zeichenebene heraus mit Punkten gekennzeichnet. Wie bereits erwähnt, bedeckt der Mäander eine Fläche von $157 \times 157\ \mu\text{m}^2$ mit 32 Leiterbahnen der Breite $2,5\ \mu\text{m}$ und Mitte-zu-Mitte Abstand $p = 5\ \mu\text{m}$. Die Niobdicke entspricht $0,4\ \mu\text{m}$. Die Induktivität eines Einzelmäanders errechnet sich in diesem Fall mit Hilfe von FEMM zu $L_M = 1,33\text{ nH}$. Die Leiterbahn, die einmal um den gesamten Mäander herum läuft und zum Abschirmen äußerer Magnetfelder dient, wurde in dieser FEMM Simulation nicht berücksichtigt.

Um den Mäander vom Sensor elektrisch zu isolieren, wird das Niob bis in eine Tiefe von etwa 25 nm anodisiert, was zu einer nichtleitenden Oxidschicht mit dieser Dicke führt. Durch den Prozess, der verwendet wird um den Mäander zu strukturieren, haben die Mäanderstreifen ein eher trapezförmigen Querschnitt. Des Weiteren fällt in einem stromdurchflossenen Supraleiter ein äußeres Magnetfeld nicht sofort an der Oberfläche zum Supraleiter auf Null ab, sondern exponentiell. Die Eindringtiefe in gesputterten Niobschichten beträgt

⁵Siehe dazu Abschnitt 2.3.1

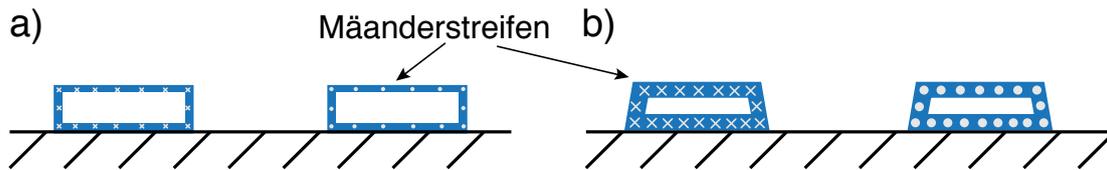


Abbildung 2.10: a) Mäanderstreifen mit rechteckigem Querschnitt ohne Feldverdrängung im Zentrum, b) Trapezförmige Mäanderstreifen mit feldfreiem Zentrum. In beiden Bildern ist die Stromrichtung in die Zeichenebene hinein durch Kreuze und aus der Zeichenebene heraus durch Punkte angedeutet.

etwa $\lambda_L = 100 \text{ nm}$ [Gub05]. Somit kann der Strom nicht nur in einer infinitesimal dünnen Schicht an der Oberfläche, sondern in einer Schicht der Dicke λ fließen. Dieser Effekt kann näherungsweise in der Finite-Elemente Rechnung durch eine dünne leitende Schicht an der Oberfläche und einem strom- und feldfreien Inneren der Streifen mit $\chi = -1$ berücksichtigt werden. Dies ist im rechten Bild in Abbildung 2.10 dargestellt und wurde ebenfalls mit FEMM simuliert. Die Induktivität des Mäanders nimmt hierfür den Wert $L_M = 1,36 \text{ nH}$ an, was einer geringen Erhöhung von 2% entspricht.

Wie in Abschnitt 2.3.2 deutlich wurde, ist eine genaue Kenntnis der Mäanderinduktivität wichtig. In der Vergangenheit ist aufgefallen, dass bei Messungen von L_M eine Diskrepanz von 20% – 30% zu den berechneten Werten auftritt. Auf diese Abweichung wird im Kapitel 5 noch einmal eingegangen. Um die wahre Geometrie des Mäanders in einer Simulation darstellen zu können, müssen zu den supraleitenden Eigenschaften des Materials auch die Umkehrpunkte und die den Mäander umrundende Leiterbahn berücksichtigt sowie ein anderes Simulationsprogramm verwendet werden. Das Programm FastHenry⁶ eignet sich gut für diesen Zweck, da es damit möglich ist, frequenzabhängige Induktivitäten und Widerstände einer beliebigen dreidimensionalen Struktur in magneto-quasistatischer Näherung zu berechnen. Es basiert auf Algorithmen, die dreidimensionale Strukturen in elektromagnetisch äquivalente RLC-Kreise reduzieren⁷. Die Simulation eines Einzelmäanders mit FastHenry ergibt eine Induktivität von 1,65 nH, was eine Vergrößerung der Mäanderinduktivität um 19% verglichen mit dem einfachsten Fall bedeutet.

⁶FastHenry, freeware, http://www.rle.mit.edu/cpg/research_codes.htm

⁷Für weitere Information siehe <http://www.fastfieldsolvers.com>

3. Detektoroptimierung

In diesem Kapitel werden die theoretischen Aspekte der Entwicklung eines Detektors für hochauflösende Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen diskutiert. Hierfür wird zunächst ein Ausdruck für die fundamentale Grenze der Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters entwickelt und anschließend auf alle Rauschbeiträge eingegangen, die zur Limitierung der Energieauflösung eines realen MMCs beitragen. Mit dem Verständnis dieser Beiträge lässt sich unter der Berücksichtigung der Randbedingungen, welche u.a. durch die Anwendung festgelegt sind, eine Optimierung eines Detektors durchführen. Diese wird im zweiten Teil dieses Kapitels diskutiert.

3.1 Energieauflösung und deren Limitierung

In [Fle01] wird speziell für MMCs dargestellt, wie auf der Theorie des optimalen Filterns aus dem Verhältnis von Signal zu Rauschen, kurz SNR¹, die instrumentelle Linienbreite des Detektors errechnet werden kann. Dieser Algorithmus erlaubt es, die Energie eines absorbierten Röntgenquants durch gewichtetes Mitteln aus dem entsprechenden verrauschten Detektorsignal zu extrahieren [Mos84]. Für die Optimierung des SNR müssen somit das Detektorsignal und alle Rauschbeiträge bekannt sein.

Die fundamentale Limitierung der Energieauflösung von magnetischen Kalorimetern ist durch die thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den Wärmekapazitätssystemen der magnetischen Momente und der Elektronen sowie zwischen denen der magnetischen Momente und dem Wärmebad gegeben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit war es daher das Ziel ein MMC zu entwickeln, dessen Energieauflösung möglichst nah an der dadurch bestimmten Auflösungsgrenze liegt.

3.1.1 Intrinsisches Rauschen – Thermodynamische Energiefluktuationen

Thermodynamisch lässt sich ein MMC etwas vereinfachend als kanonisches Ensemble aus zwei gekoppelten Systemen beschreiben, denen jeweils Wärmekapazität und Temperatur zugeordnet wird und die eine Verbindung zu einem Wärmebad besitzen. Dieses ist in Abbildung 3.1 dargestellt und besteht aus dem System der magnetischen Momente mit der Wärmekapazität C_z und Temperatur T_z sowie dem System der Leitungselektronen mit der Wärmekapazität C_e und Temperatur T_e . Beide Systeme sind über die thermische Kopplung G_{ez} miteinander verbunden. Das System der Leitungselektronen besitzt zudem die thermische Kopplung G_{eb} an ein Wärmebad mit Temperatur T_b . Durch die Existenz der beiden thermischen Kopplungen entstehen Rauschquellen der Form $P_{ez} = 4k_B T^2 G_{ez}$ und $P_{eb} = 4k_B T^2 G_{eb}$, die den Wärmefluss durch die jeweiligen thermischen Kopplungen repräsentieren.

¹Signal to Noise Ratio

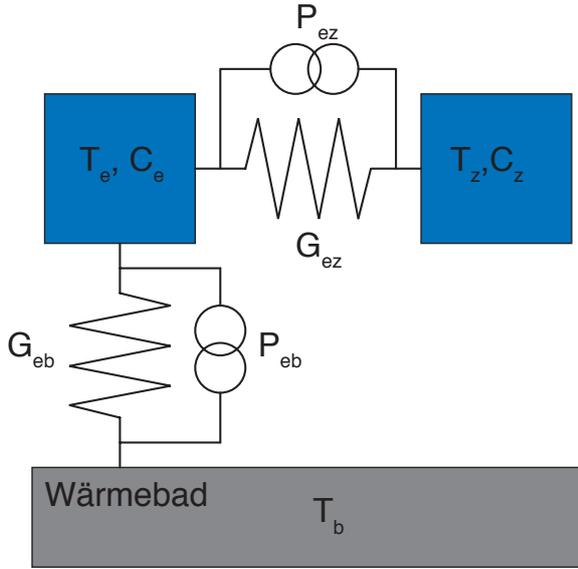


Abbildung 3.1: MMC als kanonisches Ensemble mit zwei Subsystemen, den magnetischen Momenten mit Wärmekapazität C_z und den Leitungselektronen mit Wärmekapazität C_e .

In [Fle03] wird gezeigt, dass die zeitliche Entwicklung der Temperatur in den beiden Systemen durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen beschrieben werden kann. Aus diesen Gleichungen lässt sich ein Ausdruck für die spektrale Leistungsdichte S_{ϕ, E_z} der fluktuierenden Energie des Zeemansystems ableiten, der die Form

$$S_{E_z}(f) = k_B C_z T^2 \left((1 - \beta) \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi f \tau_0)^2} + \beta \frac{4\tau_1}{1 + (2\pi f \tau_1)^2} \right) \quad (3.1)$$

besitzt, wobei $\beta = C_z / (C_e + C_z)$ der Anteil der Wärmekapazität des Zeemansystems an der Gesamtwärmekapazität ist. Die charakteristische Zeit, mit der Energie zwischen dem System der magnetischen Momente und dem der Leitungselektronen fluktuiert, wird von τ_0 beschrieben. Die Fluktuationen zwischen Wärmebad und dem System der magnetischen Momente wird durch die Zeitkonstante τ_1 bestimmt. Gleichung 3.1 gilt für den hier relevanten Fall, dass $\tau_0 \ll \tau_1$ sowie $0,1C_e < C_z < 10C_e$. In diesem Modell ist die Fluktuation von Wärme über die thermischen Kopplungen die einzige intrinsische Rauschquelle.

Im linken Diagramm in Abbildung 3.2 ist die Quadratwurzel der spektralen Leistungsdichte der Fluktuationen des Energieinhalts des Zeemansystems $\sqrt{S_{E_z}(f)}$ bezüglich der rechten Ordinate als Funktion der Frequenz aufgetragen. Dabei wurden bei der Berechnung von $\sqrt{S_{E_z}(f)}$ alle Kopplungsmechanismen, die in Abschnitt 2.3 und folgende beschrieben wurden, berücksichtigt. Bei der Berechnung wurden die folgenden Werte, $T_b = 30$ mK, $C_e = C_z = 0,7$ pJ/K, $\tau_0 = 1$ μ s und $\tau_1 = 2$ ms gewählt. Bei niedrigen Frequenzen ist die Funktion frequenzunabhängig und sinkt ab einer Abschneidefrequenz $f_1 = 1/(2\pi\tau_1)$ proportional zu $1/f$ auf ein zweites Plateau. Ab einer Frequenz $f_0 = 1/(2\pi\tau_0)$ nimmt das Rauschen weiter proportional zu $1/f$ ab. Verbessert man die thermische Kopplung G_{ez} bzw. G_{eb} , wird τ_0 bzw. τ_1 kleiner. Die Frequenzen f_0 und f_1 verschieben sich damit zu höheren Werten und das Niveau der jeweiligen Plateaus sinkt.

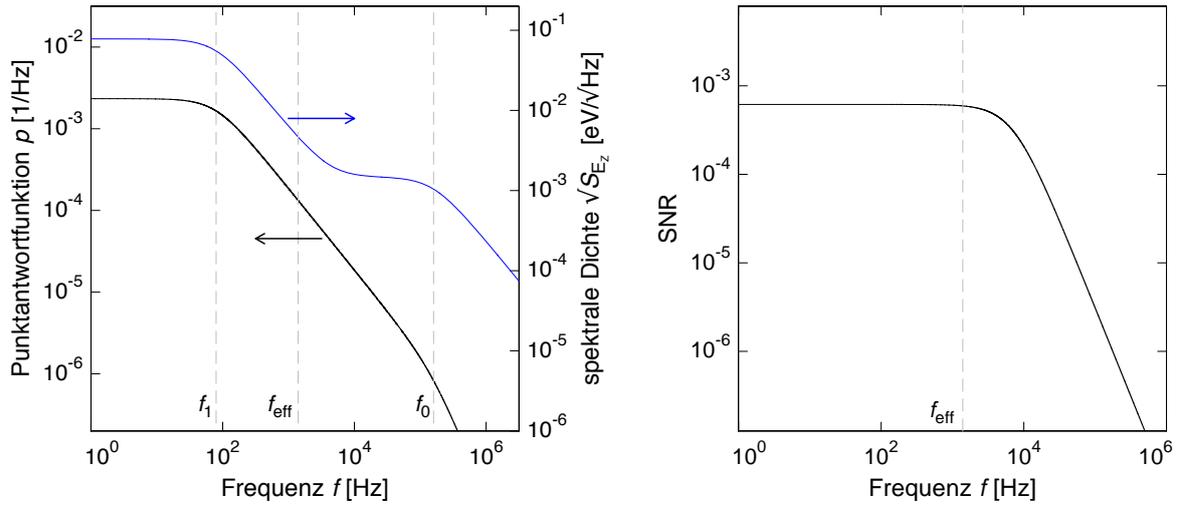


Abbildung 3.2: Links: Punktantwortfunktion und spektrale Dichte des Rauschens eines MMCs als Signal im SQUID in Abhängigkeit von der Frequenz. Rechts: Verhältnis aus beiden Funktionen in Abhängigkeit von der Frequenz.

Mit einem ähnlichen Ansatz, wie er für die Herleitung von Gleichung 3.1 verwendet wurde, lässt sich ein frequenzabhängiger Ausdruck ableiten, der die Detektorantwort auf einen Eintrag der Energie E_γ in das System der Leitungselektronen beschreibt. Dafür werden die Rauschquellen ersetzt durch einen externen, deltaförmigen Energieeintrag in das System der Leitungselektronen C_e . Der Energieinhalt des Zeemansystems als Funktion der Zeit lässt sich durch

$$E_z(t) = E_\gamma p(t) = E_\gamma \beta (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_0}) \quad (3.2)$$

beschreiben. Hierbei wird angenommen, dass der zeitliche Verlauf der Energie des Zeemansystems durch zwei Exponentialfunktionen mit den charakteristischen Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 beschrieben werden kann. Die sogenannte Punktantwortfunktion $p(t)$ hat im Frequenzraum, eingeschränkt auf positive Frequenzen, die Amplitude

$$\tilde{p}(f) = \frac{2\tau_1\beta}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau_0)^2} \sqrt{1 + (2\pi f\tau_1)^2}} \quad (3.3)$$

Im linken Diagramm in Abbildung 3.2 ist die Punktantwortfunktion $\tilde{p}(f)$ bezüglich der linken Ordinate aufgetragen. Bei niedrigen Frequenzen ist die Funktion konstant. Ab der Frequenz f_1 fällt sie proportional zu $1/f$. Für Frequenzen höher als f_0 nehmen die Funktionswerte proportional zu $1/f^2$ ab.

Während das Rauschen $\sqrt{S_{E_z}(f)}$ bei der Frequenz f_0 in ein zweites Plateau übergeht, ist zu beobachten, dass das Signal ab dieser Frequenz weiter abnimmt. Im rechten Diagramm

in Abbildung 3.2 ist das Verhältnis

$$\text{SNR}(f) = |\tilde{p}(f)|^2 / S_{E_z} \quad (3.4)$$

vom Quadrat der Punktantwortfunktion und der spektralen Leistungsdichte der fluktuierenden Energie des Zeemansystems gezeigt. Es existiert eine effektive Frequenz, die gegeben ist durch

$$f_{\text{eff}} = \frac{1}{2\pi C_e} \sqrt{G_{\text{eb}} G_{\text{ez}} (1 + G_{\text{eb}}/G_{\text{ez}})} . \quad (3.5)$$

Bis zu f_{eff} ist das Verhältnis konstant und fällt ab dort proportional zu $1/f$. Die effektiv nutzbare Bandbreite ist also begrenzt, was zu einer fundamentalen Grenze der erreichbaren Energieauflösung führt.

Die Standardabweichung der durch optimales Filtern ermittelten Teilchenenergien ergibt sich zu

$$\Delta E_{\text{rms}} = \left(\int_0^{\infty} \text{SNR}^2(f) df \right)^{-1/2} . \quad (3.6)$$

Aus Gleichung 3.6 kann mit dem oben definierten Wertebereich von τ_0 , τ_1 , C_e und C_z ein einfacher, aber guter Näherungsausdruck für die maximal erreichbare Energieauflösung des Detektors angegeben werden:

$$\Delta E_{\text{FWHM}} \approx 2,35 \sqrt{4k_B T^2 C_e} \left(\frac{1}{\beta(1-\beta)} \frac{\tau_0}{\tau_1} \right)^{1/4} \quad (3.7)$$

Folgende Schlüsse können aus Gleichung 3.7 gezogen werden:

- Die Energieauflösung wird umso besser, desto kürzer die Anstiegszeit τ_0 und je länger die Abklingzeit τ_1 ist.
- Durch die Existenz des zweiten Plateaus von $\sqrt{S_{E_z}(f)}$ ist das Verhältnis von Signal zu Rauschen nur bis zu einer endlich hohen Frequenz konstant, wodurch die erreichbare Energieauflösung bei gegebener Absorberwärmekapazität C_e und gegebenen Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 eine fundamentale Grenze besitzt.
- Die Energieauflösung verbessert sich zu tiefen Temperaturen und zu kleinen Absorberwärmekapazitäten.
- Um den Ausdruck $1/\beta(1-\beta)$ zu maximieren, muss $C_e = C_z$ gelten.

3.1.2 Weitere Rauschbeiträge

Neben dem fundamentalen Rauschen, das durch die thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den Subsystemen des Detektors und dem Bad entsteht, gibt es weitere Rauschquellen deren Parametrisierung im Hinblick auf eine Optimierung des Detektors wichtig ist. Im Folgenden werden mögliche weitere Rauschquellen diskutiert, die in Abschnitt 3.1.3 zu einem Gesamtrauschen zusammengefasst werden.

Magnetisches Johnson-Rauschen in einer mäanderförmigen Detektionsspule

Durch thermisch angeregte Bewegung von Leitungselektronen in den normalleitenden Teilen des Detektors entsteht ein zeitlich fluktuierendes Magnetfeld, das, wenn es in der Nähe der Aufnehmer- oder SQUID-Schleife auftritt, zu Störsignalen führt.

In [Ens00] wird für eine kreisförmige Aufnehmerspule mit Hilfe des Fluktuations-Dissipations-Theorems ein Ausdruck hergeleitet, mit dem dieser Beitrag mittels des Finite-Elemente Programms FEMM simuliert wird. In [Pie08] wurde ein ähnlicher Ausdruck für eine mäanderförmige Aufnehmerspule entwickelt. Dabei betrachtet man den Mäander als eine supraleitende Schleife, in der ein Wechselstrom mit der Frequenz ω ein Magnetfeld generiert. Die Schleife hat die Induktivität $L(\omega) = L' + \imath L''(\omega)$. In normalleitenden Teilen in der Nähe der Schleife werden durch den Wechselstrom Wirbelströme angeworfen, die zu Verlusten führen, welche durch den Realteil $R(\omega) = \omega L''(\omega)$ der Schleifenimpedanz repräsentiert werden. Ausgehend vom Spannungsrauschen eines Widerstandes findet man für die spektrale Dichte des Spannungsrauschens in der Schleife den Term $S_U = 4k_B T R(\omega)$.

Über das Induktionsgesetz $U = -\partial\Phi/\partial t$ kann jede Fourierkomponente $\tilde{U}(\omega)$ des Spannungsrauschens in ein Flussrauschen umgerechnet werden, da $\tilde{\phi} = \tilde{U}(\omega)/\omega$ gilt. Damit folgt für die spektrale Dichte des magnetischen Flussrauschens in der Detektionsspule der Ausdruck

$$\sqrt{S_{\Phi,J}} = \frac{1}{\omega} \sqrt{S_U} = \sqrt{4k_B T R(\omega)/\omega^2} = \sqrt{4k_B T L''(\omega)/\omega} . \quad (3.8)$$

Auf diese Weise kann das magnetische Johnson-Rauschen bei einer Temperatur T eines metallischen Quaders mit der Grundfläche A , Höhe h und elektrischer Leitfähigkeit σ , der sich in direktem Kontakt zu einem Mäander mit Streifenbreite w und Mitte-zu-Mitte Abstand p befindet, simuliert werden. Durch Verwendung von FEMM wurde hierfür der Zusammenhang

$$S_{\Phi,J} = \frac{2,376}{4\pi} \mu_0^2 k_B T \sigma A p (1 - e^{-2\pi h/p}) \quad (3.9)$$

gefunden [Pie08]. Für die in Abschnitt 2.3.2 genannten Werte für A , p sowie $h = 1,3\mu\text{m}$, $T = 30\text{ mK}$ und $\sigma = 2,2 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ folgt für das magnetische Johnson-Rauschen $S_{\Phi,J} = 8 \cdot 10^{-9} \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und ist, wie im Folgenden klar werden wird, vernachlässigbar.

SQUID Rauschen

Das Rauschen der SQUIDs besteht aus zwei Anteilen. Bei Frequenzen unterhalb 10 kHz wird es durch einen Anteil $\sqrt{S_{\Phi, \text{SQ}, 1/f}(f)} \propto 1/\sqrt{f}$ dominiert, welcher für die neuste SQUID-Generation² bei 1 Hz einen Wert von $3 - 4 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ besitzt. Genaue Werte und eine ausführliche Studie dazu ist in [Dru11] zu finden. Die Ursache dieses Beitrags ist nicht vollständig geklärt. Eine mögliche Erklärung aus [Cla04] besteht darin, dass Defekte in den Josephson-Kontakten Elektronen einfangen und wieder abgeben, was zu einer Variation im kritischen Strom führt. Ebenso werden Defekte an der Oberfläche der supraleitenden Strukturen diskutiert, die möglicherweise ein magnetisches Moment tragen und sehr effizient magnetischen Fluss in das SQUID koppeln können. Bei Frequenzen oberhalb von 10 kHz wird das SQUID-Rauschen von einem frequenzunabhängigen Anteil $\sqrt{S_{\Phi, \text{SQ}, w}}$ bestimmt, der bei den hier verwendeten SQUIDs üblicherweise einen Wert von $0,2 - 0,4 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ besitzt. Dieser Beitrag wird durch das temperaturabhängige Stromrauschen der normalleitenden Shuntwiderstände in den SQUIDs verursacht.

1/f - Rauschen des Au:Er Sensors

Bei diesem Anteil handelt es sich um einen Beitrag zum beobachteten Rauschen aller bisher entwickelten hochauflösenden magnetischen Kalorimeter, welcher den Erbiumionen zugeschrieben werden kann. In [Dan05] wurde das Detektorrauschen mit einem Sensor, mit zwei Sensoren sowie ohne Sensor gemessen. Die Messungen haben ergeben, dass unter 100 Hz ein zusätzlicher Rauschbeitrag mit $S_\phi \propto 1/f$ sichtbar wird. Zusätzlich steigt der Beitrag mit höherer Erbiumkonzentration an. Die Messungen wurden in einem Temperaturbereich zwischen 30 mK und 4,2 K durchgeführt und es konnte gezeigt werden, dass keine Temperaturabhängigkeit des Beitrags in diesem Temperaturbereich existiert. Aus diesen und weiteren Messungen kann abgeleitet werden, dass sich der Rauschbeitrag mit dem Term

$$\sqrt{S_{\Phi, \text{Er}}(f)} = \left(\frac{\mu_0 \bar{G}}{p} \right) \sqrt{S_m(f) N_{\text{Er}}} , \quad (3.10)$$

beschreiben lässt [Fle03]. Wobei $S_m(f)$ die spektrale Leistungsdichte der Fluktuationen der z-Komponente des magnetischen Moments eines Erbiumions mit $S_m(f)|_{1\text{Hz}} \simeq 0,12 \mu_B$, N_{Er} die Anzahl der Ionen und N_{Er} bezeichnet. Der Ursprung dieses Rauschbeitrags ist weitgehend unverstanden.

Magnetisches Übersprechen

Für das mögliche magnetische Übersprechen zwischen benachbarten Mäandern soll zunächst eine Abschätzung gegeben werden. Durch das bereits in Abschnitt 2.3.3 erwähnte

²PTB, Abbestr. 2-12, 10587 Berlin, Typ: C6X16F und C6X1W

Programm FastHenry kann die Gegeninduktivität zweier benachbarter Mäander $M_{21} = k \cdot \sqrt{L_{M1}L_{M2}}$ mit Induktivität $L_{M1} = L_{M2} = 1,6 \text{ nH}$ in einem Abstand von $60 \mu\text{m}$ und einem Mitte-zu-Mitte Abstand der Mäanderstreifen von $p = 5 \mu\text{m}$ ermittelt werden. Für diesen Fall erhält man den Wert $M_{21} \approx 0,03 \text{ pH}$. Für die Kopplung k ergibt sich dadurch ein Wert von etwa $k = 20 \cdot 10^{-6}$. Das primäre Signal im ersten Sensor bewirkt ein Übersprechen im zweiten Sensor, das zwanzigtausend Mal kleiner ist als das primäre Signal. Vornehmlich liegt dies an der mäanderförmig gewählten felderzeugenden Detektionsspule, dessen generiertes Magnetfeld ein Multipolfeld hoher Ordnung ist und dessen Feldstärke zu allen Seiten des Mäanders annähernd exponentiell abfällt.

Mit Hilfe von Abbildung 2.9 lässt sich ablesen, dass die Flussänderung im Mäander bei einem Energieeintrag von 6 keV in den hier besprochenen Detektor etwa $\delta\Phi_{M1} = 3\Phi_0$ beträgt. Mit der oben errechneten Kopplung bewirkt dies ein Übersprechen im zweiten Sensor von $0,2 \text{ m}\Phi_0$. Verwendet man den in Abschnitt 2.3.2 berechneten Flusskopplungsfaktor von $\delta\Phi/\delta\Phi_M = 0,061$, führt dies zu einer Flussänderung im SQUID von etwa $10 \mu\Phi_0$. Die Flussänderung im ersten Mäander bewirkt im SQUID eine Flussänderung von $0,2\Phi_0$. Angenommen der Detektor hätte ein Auflösungsvermögen von $E_\gamma/\Delta E_{\text{FWHM}} = 10000$, so wäre ein Signal dieser Größe gerade so zu erkennen. Wie in Abschnitt 3.2.2 gezeigt wird, ist das zu erwartende Auflösungsvermögen um etwa einen Faktor 4 kleiner. Daher können diese Signale von dem hier untersuchten Detektor nicht aufgelöst werden und spielen in der Diskussion des Gesamttrauschens keine Rolle.

3.1.3 Gesamttrauschen

Natürlich sind viele weitere Rauschquellen vorhanden, wie z.B. mechanische Vibrationen, das 50Hz-Rauschen der Netzspannung oder das Einfangen von hochfrequenten Signalen. Die Reduktion dieser Störungen ist meist abhängig von der Sorgfalt des Experimentaufbaus. Sie sollen daher hier nicht weiter diskutiert werden.

Es soll im Folgenden ein Ausdruck für das Gesamttrauschen gegeben werden, wie es in der im nächsten Abschnitt diskutierten Optimierungsrechnung für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektor verwendet wurde. Die bereits erwähnten Rauschbeiträge, die thermodynamischen Energiefluktuationen $S_{E_Z}(f)$, das 1/f-Rauschen der Erbiumionen $S_{\Phi, \text{Er}}(f)$, das magnetische Johnson-Rauschen von Sensor und Absorber $S_{\Phi, \text{J,S}}$ und $S_{\Phi, \text{J,A}}$ und das magnetische Flussrauschen des Detektor-SQUIDs $S_{\Phi, \text{SQ,w}}$ und $S_{\Phi, \text{SQ}, 1/f}(f)$ werden addiert. Jeder Beitrag wird hierbei durch das von ihm erzeugte magnetische Flussrauschen im Detektor-SQUID angegeben. Dementsprechend müssen die detektoreigenen Rauschbeiträge, also alle außer $S_{\Phi, \text{SQ,w}}$ und $S_{\Phi, \text{SQ}, 1/f}(f)$, mit Hilfe eines Kopplungsfaktors in eine Flussänderung im Detektor-SQUID umgerechnet werden. Man erhält den Term

$$S_{\Phi, \text{ges}}(f) = \left(\frac{\delta\Phi}{\delta\Phi}\right)^2 \left(\frac{1}{\beta} \frac{\delta\Phi}{\delta E} S_{E_Z}(f) + S_{\Phi, \text{Er}}(f) + S_{\Phi, \text{J,sens}} + S_{\Phi, \text{J,abs}}\right) + S_{\Phi, \text{SQ,w}} + S_{\Phi, \text{SQ}, 1/f}(f) \quad , \quad (3.11)$$

wobei $\delta\Phi/\delta\Phi$ der bereits aus Abschnitt 2.3.2 bekannte Kopplungsfaktor ist. Hierbei wurde der Rauschbeitrag der Elektronik bei Raumtemperatur vernachlässigt. Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wird, ist diese Annahme für den in dieser Arbeit verwendeten SQUID-Aufbau gerechtfertigt. Mit dem Ausdruck $1/\beta \cdot \delta\Phi/\delta E$ werden die thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den Wärmekapazitätssystemen in ein Flussrauschen umgerechnet.

3.2 Entwicklung eines Detektors für Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen

Der hier diskutierte Detektor wurde für die Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen an der im Einleitungskapitel vorgestellten EBIT-Anlage entwickelt. Die Randbedingungen, die durch diese Anwendung festgelegt sind, müssen bei der Entwicklung des Detektors in Betracht gezogen werden. Sie umfassen die Forderung nach möglichst hoher Quantenausbeute im relevanten Energiebereich, die Fläche, auf die die emittierten Röntgenphotonen fokussiert werden können und deren Form sowie die zu erwartende Zählrate.

Bevor die Ergebnisse der Optimierung und das daraus resultierende Detektordesign beschrieben werden, soll zunächst ein kurzer Abschnitt über das verwendete Absorbermaterial folgen, um eine erste wichtige Größe des Detektors, die Wärmekapazität des Absorbers C_{Abs} und dessen Fläche sowie Dicke, festzulegen.

3.2.1 Absorbermaterial

In [Por11] werden verschiedene Materialtypen, wie Dielektrika, Halbleiter, Metalle und Supraleiter als mögliche Teilchenabsorber für magnetische Kalorimeter diskutiert. Hier soll auf die Materialien Gold und Bismut genauer eingegangen werden, da sie sich als sehr gut geeignet für Detektoren zur hochauflösenden Röntgenspektroskopie erwiesen haben. Der in dieser Arbeit vorgestellte Detektor soll zur hochauflösenden Röntgenspektroskopie im Energiebereich zwischen etwa 200 eV und 30 keV eingesetzt werden. Die Anforderungen an den Absorber sind sowohl eine schnelle intrinsische Thermalisierungszeit als auch eine geringe Wärmekapazität. Gold ist ein Material, das ersteres sehr gut erfüllt. Auf den zweiten Blick bietet Gold weitere Vorteile, welche es derzeit zu einem Standardabsorbermaterial machen. Es ist mit einfachen galvanischen Methoden in hochreiner Form abscheidbar, es ist unmagnetisch bis auf einen kleinen Diamagnetismus und oxidiert nicht. Desweiteren besitzt Gold wegen seiner hohen Kernladungszahl eine verhältnismäßig geringe Absorptionslänge für Röntgenstrahlung. Im linken Diagramm in Abbildung 3.3 ist die Absorptionslänge von Gold als Funktion der Photonenenergie aufgetragen. Die Absorptionslänge für 6 keV Photonen in Gold beträgt $\lambda_{6\text{keV}}^{\text{Au}} = 1,1\mu\text{m}$ [Hen93]. Für einen Absorber aus Gold mit einer Dicke von nur $h_{\text{A}} = 5\mu\text{m}$ beträgt die Quantenausbeute bei dieser Energie also $\text{QE} = 1 - \exp(-h_{\text{A}}/\lambda) = 99\%$.

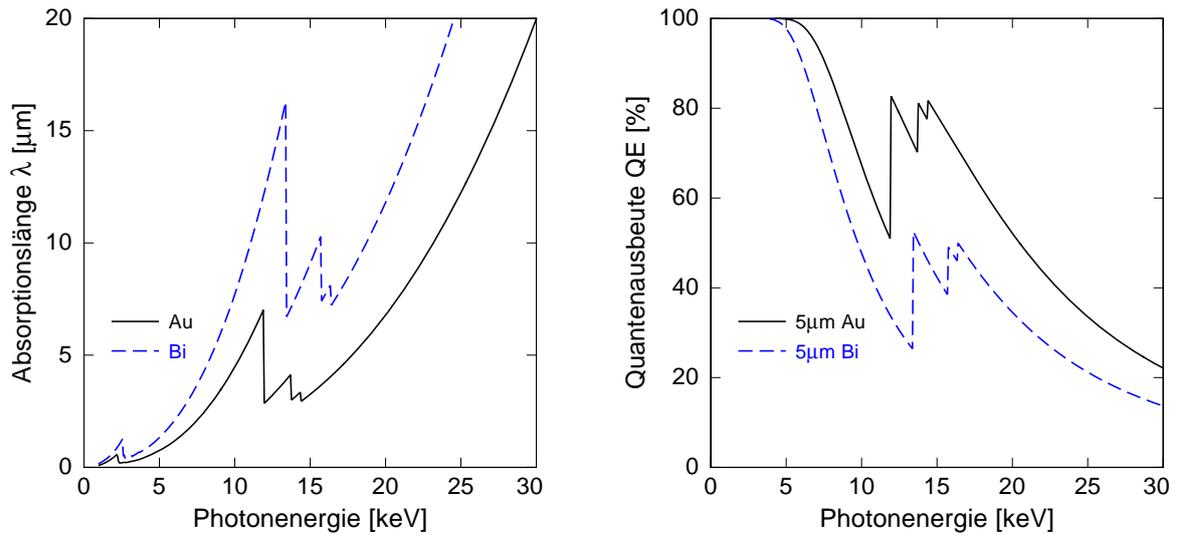


Abbildung 3.3: Links: Absorptionslänge für Röntgenphotonen in Gold (durchgezogene Linie) und in Bismut (gestrichelte Linie) als Funktion der Photonenergie. **Rechts:** Quantenausbeute eines $5\mu\text{m}$ dicken Röntgenabsorbers aus Gold bzw. Bismut als Funktion der Photonenergie.

Ein weiteres Material, das ausführlich untersucht wurde, ist Bismut [Bro08]. Als Absorber wird es in Kombination mit einer dünnen Lage Gold verwendet, auf die das Bismut galvanisch abgeschieden wird. Jüngst ist dieses Material auch bei metallischen magnetischen Kalorimetern zum Einsatz gekommen [Ban08]. Es besitzt eine Absorptionslänge, die um etwa einen Faktor drei größer und eine spezifische Wärmekapazität, die um etwa einen Faktor zehn (reines Bismut) kleiner ist, als die von Gold [Hen93, Phi71]. Um die gleiche Quantenausbeute bei 6 keV zu erreichen, müsste ein Absorber aus Bismut um einen Faktor 1,8 dicker sein, als der Absorber aus Gold. Damit errechnet man eine Wärmekapazität des Absorbers aus Bismut, die um etwa einen Faktor sechs kleiner ist, als die eines Absorbers aus Gold. In Abbildung 3.3 ist zum Vergleich die jeweilige Größe für Bismut mit aufgetragen. Es ist derzeit jedoch noch nicht möglich Bismutschichten herzustellen, deren Wärmekapazität dem Literaturwert entspricht. So liegt die Wärmekapazität dieser Absorber um etwa einen Faktor dreißig höher, als der für Vollmaterial gemessene Wert [Ban09].

Da Gold mit den thermodynamischen Eigenschaften von Vollmaterial hergestellt werden kann, wurde diesem Material zunächst der Vorzug vor Bismut gegeben. Die verwendeten Absorber aus Gold mit den oben genannten Dimensionen besitzen bei einer Temperatur von 30 mK jeweils eine Wärmekapazität von $0,7\text{ pJ/K}$.

3.2.2 Parameter der Optimierungsrechnung und Ergebnis

Für die Entwicklung eines Detektors mit bestmöglicher Energieauflösung wurde eine numerische Optimierung des SNR aus Gleichung 3.4 mit dem Signal aus Gleichung 3.3 sowie dem Rauschen aus Gleichung 3.11 durchgeführt.

Die folgende Tabelle enthält alle Randbedingungen unterschiedlicher Natur, die nicht als frei wählbare Größen in die Optimierungsrechnung eingehen und im Weiteren erklärt werden.

T [mK]	p [μm]	w [μm]	L_w [nH]	L_{in} [nH]	M_{is} [nH]	$S_{\Phi, \text{SQ}, w}$ [$\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$]	$S_{\Phi, \text{SQ}, 1/f}$ [$\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$]	τ_0 [μs]	τ_1 [ms]
30 – 40	5,0	2,5	0,5	1,8	0,383	0,5	7,0	1	2,0

Tabelle 3.1: Nichtvariable Größen der Optimierungsrechnung

Dabei ist die tiefste Temperatur, bei der der Detektor betrieben werden kann, durch den Kryostaten festgelegt, der in Abschnitt 4.3.1 beschrieben wird. Der Parameter Mitte-zu-Mitte Abstand p verbindet nach Gleichung 2.14 die Induktivität des Mäanders L_M mit seiner Fläche A_S , die auch gleichzeitig die Fläche des Sensors ist. Wählt man p groß, so wird, um ein bestimmtes L_M zu erreichen, die Fläche A_S groß. Das Resultat ist, dass die Distanz zwischen den Mäandern sinkt und damit das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene magnetische Übersprechen steigt. Für kleine p ($< 5 \mu\text{m}$) hat die Erfahrung gezeigt, dass die Reproduzierbarkeit bei der Mikrofabrikation leidet. Daher wurde p und die Mäanderstreifenbreite w so festgelegt, dass sie mit den lithographischen Methoden im Reinraum des Kirchhoff-Instituts problemlos strukturiert werden können. Weiterhin werden empirisch ermittelte Werte für das magnetische Flussrauschen der Detektor-SQUIDs $S_{\Phi, \text{SQ}, w}$ und $S_{\Phi, \text{SQ}, 1/f}$ bei 1 Hz in der Optimierung verwendet. Werte, die ebenfalls durch das zur Verfügung stehende SQUID festgelegt werden, sind die Induktivitäten L_{in} und M_{is} , die bereits in Abschnitt 2.3.2 diskutiert wurden. Die Anstiegszeit τ_0 wird nicht nur durch die Kopplung zwischen Elektronen- und Spinsystem bestimmt, sondern auch durch die filternde Wirkung der Signalauslese. Hier wurde ein konservativer Wert von $\tau_0 = 1 \mu\text{s}$ angenommen. In [Fle09] wurden Anstiegszeiten von $0,1 \mu\text{s}$ beobachtet, die wegen der hier verwendeten Leitungsführung zur Auslese der SQUIDs nicht erreicht werden können. Die Leitungsführung wird ausführlich in Abschnitt 4.3.3 behandelt und der experimentell ermittelte Signalanstieg wird in Abschnitt 5.1.3 diskutiert. Die Abfallszeit τ_1 kann, wie im nächsten Abschnitt erklärt wird, durch eine entsprechend dimensionierte thermische Kopplung zum Wärmebad auf einen gewünschten Wert eingestellt werden. Bei hohen Zählraten wird eine möglichst kurze Abklingzeit bevorzugt, damit ein nachfolgendes Signal nicht auf der abfallenden Flanke eines vorhergehenden sitzt. Die Energieauflösung wird mit längeren Abklingzeiten jedoch besser, daher muss ein für die Anwendung passender Kompromiss gefunden werden. Wie in der Einleitung erwähnt, sind bei den entsprechenden Experimenten Zählraten von bis zu 100 Hz zu erwarten, daher wurde die Abklingzeit des hier diskutierten Detektors auf 2 ms festgelegt, so dass nach etwa 10 ms die Sensortemperatur wieder vollständig auf Badtemperatur abgesunken ist.

Die zu optimierende Größe ist die Energieauflösung:

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = \Delta E_{\text{FWHM}}(h_S, A_S, x, I_0) . \quad (3.12)$$

Sie ist abhängig von der Höhe h_S , der Konzentration x der Erbiumionen des parama-

netischen Au:Er Sensors, dem felderzeugenden Dauerstrom I_0 in der mäanderförmigen Detektionsspule und deren Fläche A_S . Dabei wird angenommen, dass der Sensor den gesamten Mäander abdeckt, womit gleichzeitig die Sensorfläche festgelegt ist. Die Rechnung wurde für den Fall durchgeführt, dass beide Mäanderhälften des Doppelmäanders mit einem Sensor bedeckt sind, so dass sich ein gradiometrischer Aufbau ergibt.

T [mK]	C_A [pJ/K]	C_S [pJ/K]	h_S [μm]	L_M [nH]	A_S [μm^2]	x [ppm]	I_0 [mA]	$d\Phi/dE$ [$\text{m}\Phi_0/\text{keV}$]	ΔE_{FWHM} [eV]
30	0,67	0,73	1,0	1,4	157	250	33	53,4	2,1
40	0,89	0,95	1,1	1,5	165	281	44	38,6	3,1
50	1,12	1,10	1,1	1,7	174	296	58	29,6	4,2

Tabelle 3.2: Ergebnis der Optimierungsrechnung für drei Temperaturen

In Tabelle 3.2 sind die Ergebnisse der Optimierungsrechnung bei drei verschiedenen Arbeitstemperaturen gezeigt. Angegeben sind die variablen Parameter h_S , L_M bzw. A_S , x und I_0 sowie die Wärmekapazität des Absorbers C_A und des Sensors C_S , die resultierende Signalgröße $d\Phi/dE$ und die Energieauflösung ΔE_{FWHM} . Lässt man eine Abweichung eines variablen Parameters um jeweils 10% von den optimalen Werten in Tabelle 3.2 zu, weicht die Energieauflösung um maximal 2% vom optimalen Wert ab. Die experimentellen Bedingungen haben einen viel stärkeren Einfluss auf die erreichbare Auflösung. So ergibt diese Rechnung mit einer Arbeitstemperatur von $T = 33$ mK bereits eine Verschlechterung der Energieauflösung um 20%. Bezüglich der variablen Parameter befindet man sich also auf einem flachen Maximum, wodurch eine Streuung dieser Parameter während des Herstellungsprozesses keine große Auswirkung auf die erreichbare Energieauflösung hat.

3.2.3 Einstellen der Abklingzeit

Im Folgenden soll erklärt werden, wie die Abklingzeit τ_1 des Signals mittels einer metallischen Verbindung zum Wärmebad eingestellt werden kann. Wie in Abbildung 3.5 dargestellt, besteht die thermische Kopplung aus metallischen Verbindungen, die jedes Pixel mit einem chipinternen Wärmebad verbinden. Für die hier diskutierten Detektoren werden Thermalisierungsstrukturen aus Gold benutzt, das durch Sputtern aufgebracht wird.

Die Abklingzeit τ_1 ist gegeben durch den Quotienten aus Gesamtwärmekapazität C_{tot} des Detektors und der Wärmeleitfähigkeit G zum Wärmebad $\tau_1 = C_{\text{tot}}/G$. Mit Hilfe des Wiedemann-Franz-Gesetzes lässt sich für die Abklingzeit der Ausdruck

$$\tau_1 = \frac{C_{\text{tot}}\rho_{\text{lit}}}{(\text{RRR} - 1)\mathcal{L}T} \cdot \frac{l}{A} \quad (3.13)$$

finden, wobei $\rho_{\text{lit}} = 2,2 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ der spezifische Widerstand vom Goldvollmaterial bei Raumtemperatur, \mathcal{L} die Lorentzzahl, T die Temperatur, l die Länge der Thermalisierungsstruktur und A deren Querschnittsfläche darstellt. Mit RRR wird das Restwiderstands-

verhältnis bezeichnet, also das Verhältnis der Widerstände der gesputterten Goldschicht bei Raumtemperatur und bei 4 K.

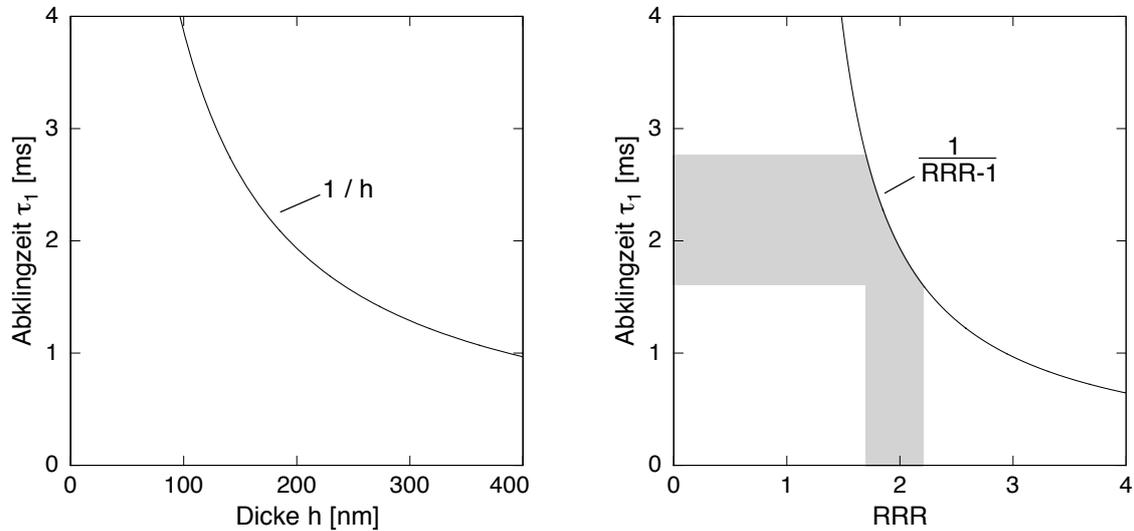


Abbildung 3.4: Links: Abklingzeit als Funktion der Goldschichtdicke der metallischen thermischen Verbindung zwischen Sensor und Bad. Rechts: Abklingzeit als Funktion des Restwiderstandsverhältnisses (RRR).

Es hat sich gezeigt, dass das RRR der gesputterten Goldschichten Werte zwischen 1,7 und 2,2 besitzt. Im linken Diagramm in Abbildung 3.4 ist die Abklingzeit als Funktion der Dicke der Thermalisierungsstruktur gezeigt. Die Struktur hat hier eine Länge von $240 \mu\text{m}$ und eine Breite von $17 \mu\text{m}$. Um eine Abklingzeit von 2 ms zu erreichen, muss die Struktur mit einer Dicke von 200 nm aufgebracht werden. Für diesen Wert der Schichtdicke und ansonsten gleichen Parametern ist im rechten Diagramm in Abbildung 3.4 die Abklingzeit als Funktion des Restwiderstandsverhältnisses der Goldschicht aufgetragen. Man erkennt einen steilen Anstieg der Abklingzeit zu kleinen Werten des Restwiderstandsverhältnisses. Durch die Streuung des RRR des gesputterten Golds kann eine Streuung der Abklingzeit vorkommen, was durch die schattierten Bereiche angedeutet ist.

3.2.4 Der Detektorchip

Entsprechend dieser Ergebnisse der Optimierungsrechnung wurde ein Detektor entwickelt, der in Abbildung 3.5 nahezu maßstabsgetreu skizziert ist. Wie in der Einführung erwähnt, wird zwischen der linearen Ionenfalle der EBIT und dem Detektor eine Röntgenoptik verwendet, die so fokussiert, dass eine schmale, aber lange Detektorfläche bevorzugt wird. Daher ist die Gesamtfläche des Detektors von $0,5 \text{ mm}^2$ in acht Pixel mit Absorbern der Fläche $250 \mu\text{m}^2$ unterteilt, welche in einer Zeile angeordnet sind. Dabei haben die Pixel einen Mitte-zu-Mitte Abstand von $255 \mu\text{m}$, was einem Spalt zwischen zwei Absorbern von $5 \mu\text{m}$ Breite und einem Füllfaktor von 98,2% entspricht. Jeder Absorber ragt an allen Seiten um rund $45 \mu\text{m}$ über seinen darunterliegenden Temperatursensor hinaus.

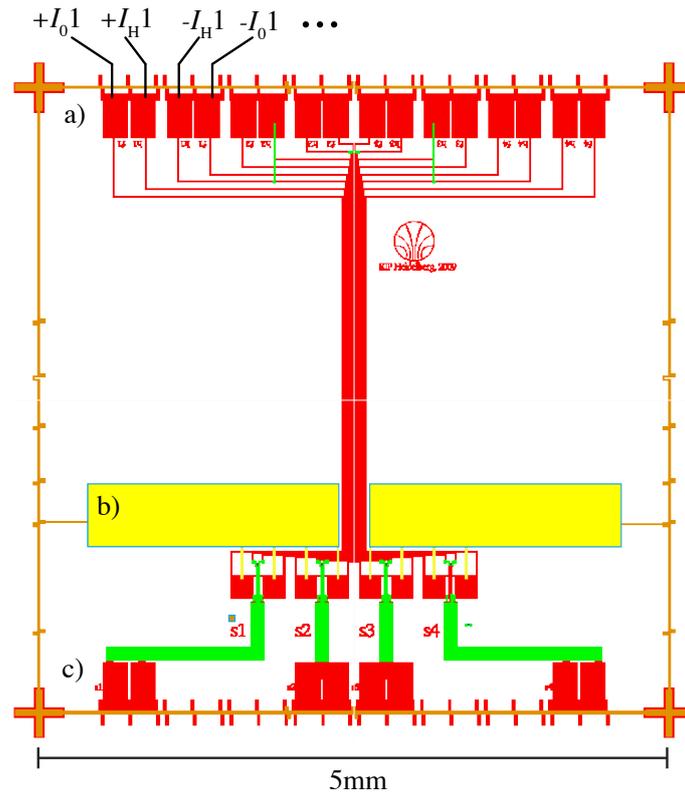


Abbildung 3.5: Zeichnung des Detektorchips a) Kontaktierung für I_0 und I_H , b) chipinternes Wärmebad, c) SQUID Kontaktierung

Abbildung 3.5 und 3.6 wurden aus dem Programm³ entnommen, mit dem die einzelnen Lagen des Chips gezeichnet werden, um jeweils eine Maske für die lithographische Prozessierung des Detektorchips herzustellen. Sie zeigt alle funktionalen Strukturen des Detektorchips. Die dargestellten Lagen sind durch unterschiedliche Farben voneinander abgehoben, wobei die erste Nioblage in rot, die zweite Nioblage in grün, der Heizwiderstand in blau und die Thermalisierungsstrukturen in gelb dargestellt sind. In Abbildung 3.5 ist der Chip in der Totalen, in Abbildung 3.6 ein Doppelmäander in einem vergrößerten Ausschnitt abgebildet. Auf die Abbildung der Sensoren und der Absorber sowie der Isolationslage SiO_2 zwischen erster und zweiter Nioblage wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. In Abbildung 3.6 sind die Absorber angedeutet.

Die in Abbildung 3.5 dargestellte Reihe von Kontaktierungen (a) an der oberen Kante des Chips werden verwendet, um eine Verbindung mit einer externen Stromquelle zu ermöglichen, die den felderzeugenden Strom I_0 und einen Strom I_H durch den Heizwiderstand des Dauerstromschalters, bereitstellen. Durch das Kontaktieren der äußersten Kontaktflächenpaare, ganz links und rechts, können alle Detektoren gleichzeitig mit I_0 und I_H versorgt werden. Diese Leiterbahnen sowie die Mäander selber liegen in der zu Beginn des Mikrofabrikationsprozesses aufgebracht 400 nm dicken ersten Nioblage. Etwas unterhalb der

³KIC, Freeware, www.wrcad.com

Mitte des Chips sind zwei $2000 \times 500 \times 5 \mu\text{m}^3$ große Kontaktierungsflächen aus Gold aufgebracht (b), die das chipinterne Wärmebad darstellen und mit dem Chiphalter aus Kupfer über Goldbonddrähte verbunden werden. An der unteren Kante liegen die Kontaktierungen (c) zu den Einkoppelspulen der SQUIDs, deren Anordnung so gewählt wurde, dass sie den SQUID-seitigen Kontaktierungen gegenüber liegen.

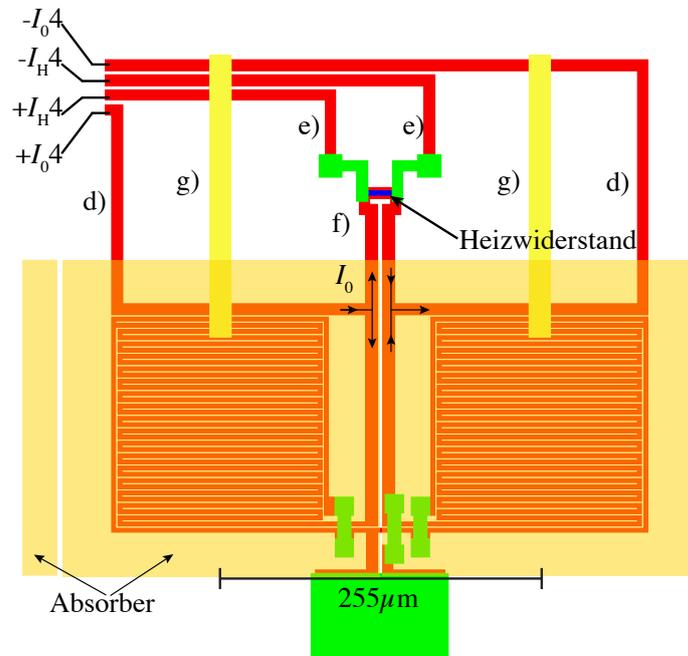


Abbildung 3.6: Vergrößerung eines der acht Doppelmäander. d) Leitungen I_0 , e) Leitungen I_H , f) Leiterschleife mit Heizwiderstand, g) Thermische Kopplungen zum chipinternen Wärmebad

Die in Abbildung 3.6 dargestellten Leitungen für I_0 (d) teilen sich auf, so dass der Strom zum einen durch den Mäander und zum anderen über eine zum Mäander parallele Leiterschleife, den Dauerstromschalter (f), fließt. Auf einem kurzen Stück der Leiterschleife ist ein etwa 70 nm dicker Heizwiderstand aus Au:Pd aufgebracht, der durch die elektrisch isolierende 250 nm dicke SiO_2 Schicht zwischen erster und zweiter Nioblage von der darunterliegenden Struktur getrennt ist. Über die Leitungen (e) wird der Strom I_H injiziert, der durch den Heizwiderstand fließt. Der Prozess der Dauerstrompräparation wird in Abschnitt 4.3.5 behandelt. Mit den 220 nm dicken Verbindungen aus gesputtertem Gold zum Wärmebad (g), die bis unter den Sensor reichen, kann, wie in Abschnitt 3.2.3 erklärt, die Abklingzeit der Pulse festgelegt werden.

Betrachtet man die Mäander genauer, sieht man, dass sie vollständig von einer Niobbahn der Breite w umrahmt sind. Sie ist am unteren Rand des Mäanders geschlossen. Somit gilt bei den üblichen Arbeitstemperaturen, die weit unterhalb der Sprungtemperatur von Niob liegen, Flusserrhaltung innerhalb der Umrahmung. Dies führt zu einem Abschirmeffekt gegen äußere magnetische Felder. Zusätzlich werden die zur parasitären Leitungsinduktivität L_w beitragenden Strukturen, also die Leitungen zum Heizer und zu den SQUIDs, in der zweiten supraleitenden Lage mit Niob bedeckt. Die dadurch her-

vorgerufene Magnetfeldverdrängung zwischen den Streifen führt zu einer Reduktion der parasitären Leitungsinduktivitäten. Diese Strukturen liegen allesamt in der als vierte Lage strukturierten, 600 nm dicken zweiten Nioblage. Die Detektoren wurden auf kommerziell erhältlichen Siliziumsubstraten gefertigt.

4. Experimentelle Methoden

Das folgende Kapitel spannt einen weiten Bogen, von der Herstellung der Detektoren, über den verwendeten Kryostaten und die Installation des Detektors, bis hin zu Signalauslesemethoden. Ein Hauptaugenmerk wird auf dem Aufbau des Detektors und den Lösungen der kryostatspezifischen Herausforderungen liegen.

4.1 Detektorherstellung

Allgemeine Bemerkungen

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Prozessschritte und die verwendeten Materialien beschrieben, die verwendet wurden, um den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektor herzustellen. Die grundlegenden Techniken und Begriffe der Lithographie und Dünnschichtverfahren sind in den Arbeiten [Pie08, Pab08] bereits ausführlich besprochen worden, so dass sich die Erklärung der Mikrofabrikationsprozesse auf die für den Detektor relevanten Parameter beschränkt.

Die Detektoren wurden in einem 7-Lagen-Prozess hergestellt, wobei die Lagen der Reihe nach aus den Materialien Niob, SiO₂, Gold-Palladium, Niob, Gold (gesputtert), Au:Er, Gold (galvanisiert) bestehen. Eine Übersicht über alle Lagen, der darin enthaltenen Strukturen, aufgetragenen Materialien, verwendeten Prozesse und Lacke¹ ist in Tabelle 4.1 gegeben. Dabei ist zu beachten, dass für die Materialien Au:Er und Au ein Haftvermittler erforderlich ist, der aus einem 2 nm dünnen Niobfilm besteht. In diesem Abschnitt soll detailliert ausschließlich auf das Co-Sputtern in Lage sechs und das Strukturieren der Absorber in Lage sieben eingegangen werden.

Bis auf das Sputtern von SiO₂ für Lage 2 und das Sputtern von Au:Er für Lage 3, wurden alle Prozessschritte in einem Reinraum der Klasse ISO 5 durchgeführt. Für die Belichtungsprozesse der Photolacke wurde der Belichter und Mask Aligner MJB3 der Firma Karl Süss² verwendet. Die für die Belichtung verwendeten Photomasken wurden aus chrombeschichteten Kalk-Natron-Glas-(Soda-Lime) Maskenrohlingen der Firma CST³ hergestellt. Die Maskenrohlinge sind mit einem Photolack beschichtet, in welchen mit einem Maskenschreiber des Typs DWL 66 der Firma Heidelberg Instruments⁴ mittels eines UV-Lasers die entsprechenden Strukturen geschrieben wurden. Nach der Entwicklung des Photolacks wird das freiliegende Chrom durch Säure und der restliche Lack durch Lösemittel entfernt.

¹ Alle hier benutzten Lacke und deren Entwickler wurden entwickelt von der Clariant AG und vertrieben durch MicroChemicals GmbH, Ulm, www.microchemicals.com

² SÜSS MicroTec AG, Schleißheimer Str. 90, 85748 Garching, www.suss.com

³ Clean Surface Technology Co., Kanagawa, Japan

⁴ Heidelberg Instruments GmbH, Tullastraße 2, 69126 Heidelberg, www.himt.de

Lage	Struktur	Höhe	Material	Prozess	Lack
1	Mäander und Zuleitungen	400 nm	Niob	Nasschem. Ätzen mit HF : HNO ₃ : H ₂ O	AZ [®] 5214E
2	elektr. Isolation	200 nm	SiO ₂	Sputtern Lift off	AZ [®] 5214E
3	Widerstände	75 nm	Au:Pd	Sputtern Lift off	AZ [®] 5214E
4	Abschirmungen, Kontaktierungen	700 nm	Niob	Sputtern Lift off	AZ [®] 5214E
5	Thermalisierung	200 nm	Au	Sputtern Lift off	AZ [®] 5214E
6	Sensoren	1,5 μm	Au:Er	Co-Sputtern Lift off	AZ [®] nLof2070
7	Absorber	5 μm	Au	Galvanisieren 2-Lacklagen-Prozess	AZ [®] nLof2070 AZ [®] 6632

Tabelle 4.1: Liste aller Lagen, darin enthaltenen Strukturen, aufgebrauchten Materialien, verwendeten Prozesse und Lacke. Der 2-Lacklagen-Prozess der 7. Lage wird im Detail in Abschnitt 4.1 erklärt.

Die Detektoren wurden auf thermisch oxidierten Siliziumwafern mit einem Durchmesser von 2 Zoll, einer Dicke von 300 μm und einer Oxidschicht von 240 nm der Firma Si-Mat⁵ strukturiert.

Abscheideprozesse

Für Abscheideprozesse durch Sputtern (Kathodenzerstäuben) standen zwei Anlagen zur Verfügung, ein Sputtersystem der Firma Alcatel⁶, das sich außerhalb des Reinraums befindet, sowie eine Ultra-Hoch-Vakuum Sputteranlage der Firma DCA⁷ im Reinraum. In ersterer können vier Targets⁸ eingebaut werden, von denen mit einer RF-Magnetron-Sputterkanone Material abgetragen wird. Diese Anlage wurde zum Abscheiden von SiO₂, Titan (Ti) und Gold-Palladium (Au:Pd)⁹ verwendet.

Die DCA-Anlage besitzt sechs Magnetron-Sputterkanonen, die jeweils mit einem Target bestückt waren. Die Prozesskammer der DCA-Anlage wurde typischerweise auf einen Ba-

⁵Si-Mat Silicon Materials, Victor-Frankl-Str. 20, 86916 Kaufering, www.si-mat.com

⁶Leider ist keine Anschrift oder Internetadresse bekannt

⁷DCA Instruments Oy, Vajossuonkatu 8, Fin 20360 Turku, Finland, www.dca.fi

⁸Bei Metallen die Bezeichnung für die Elektrode der Sputterkanone mit 3 Zoll im Durchmesser aus dem Material, das abgeschieden werden soll.

⁹Kurt J. Lesker Company, www.lesker.com

sisdruck von unter $2 \cdot 10^{-9}$ Torr evakuiert und über eine Schleuse mit dem Wafer beladen. Zur Säuberung der Wafer vor dem Abscheideprozess wird eine Ionenstrahlkanone verwendet, die in der Schleuse installiert ist. In dieser Anlage wurde Niob (Nb)¹⁰, Gold¹¹ und Gold-Erbium¹² abgeschieden.

Ein wichtiges Detail beim Sputtern von Nb für die 1. Lage ist die Substrattemperatur, die mit Hilfe eines Widerstandsheizers auf eine Temperatur von etwa 200°C geregelt wurde. Die Erfahrung zeigt, dass die Haftung der Niobfilme, die bei hoher Substrattemperatur abgeschieden wurden, höher ist als bei solchen, die bei Raumtemperatur aufgebracht wurden. Quantitativ wird dies in [Č06] untersucht.

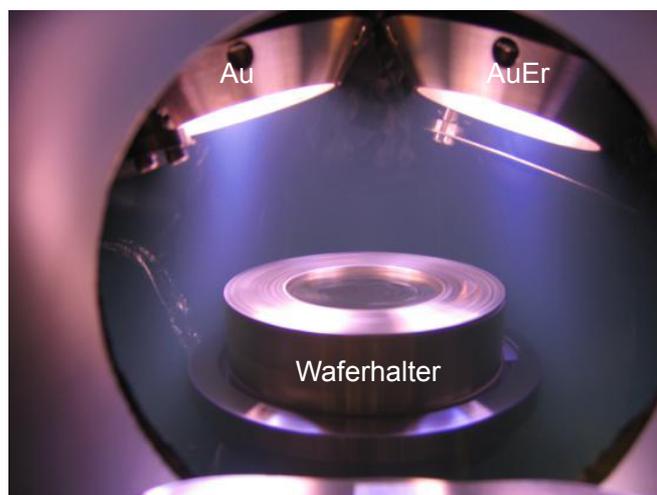


Abbildung 4.1: Foto eines Co-Sputtervorgangs von Au (linke Kanone) und Au:Er (rechte Kanone). Ebenfalls zu sehen ist der Wafer auf seinem rotierenden Halter.

Der Sputterprozess für Lage 6 (Au:Er) soll hier ebenfalls näher beschrieben werden. Für das genaue Vorgehen zur Herstellung des Au:Er-Targets sei auf [Pab08] verwiesen. Eine Besonderheit der DCA-Anlage ist, dass sich zwei nebeneinander angeordnete Sputterkanonen, die mit einem hochreinen Au- und einem Au:Er_{840 ppm}-Target bestückt sind, zueinander kippen lassen. So können beide Materialien gleichzeitig auf dasselbe Substrat abgeschieden werden, wodurch das Verhältnis der gewählten Sputterleistungen im abgeschiedenen Au:Er-Film eine nahezu beliebige Erbiumkonzentration zwischen etwa einem Drittel und der vollen Konzentration des Au:Er_{840 ppm} Sputtertargets eingestellt werden kann. Der Vorgang des Co-Sputterns ist in Abbildung 4.1 auf einem Foto festgehalten. Zusätzlich sieht man den Wafer auf seinem Halter, der mit etwa 5 rpm um seine Achse rotiert.

¹⁰ChemPur GmbH, Rüppurrer Str. 92, 76137 Karlsruhe, www.chempur.de

¹¹MaTeck Material-Technologie & Kristalle GmbH, Im Lagenbroich 20, 52428 Jülich

¹²Eigene Herstellung; Gold der Reinheit 5 n von Heraeus Materials Technology, 63405 Hanau; Erbium von Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TE 37831, USA. Vom Hersteller angegebene Isotopenzusammensetzung: ¹⁶⁸Er: 97,75%, ¹⁶⁷Er: 1,21%

Zwei-Lack-Lagen-Prozess zum elektrochemischen Abscheiden von Gold

In der siebten, abschließenden Lage der Detektorherstellung werden die Röntgenabsorber strukturiert. Dafür ist ein Prozess entwickelt worden, der es erlaubt, zwei unterschiedliche Lacke übereinander aufzubringen und zu prozessieren, indem sie von einer dünnen Metallschicht voneinander getrennt werden. Dieser Prozess ist in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt.

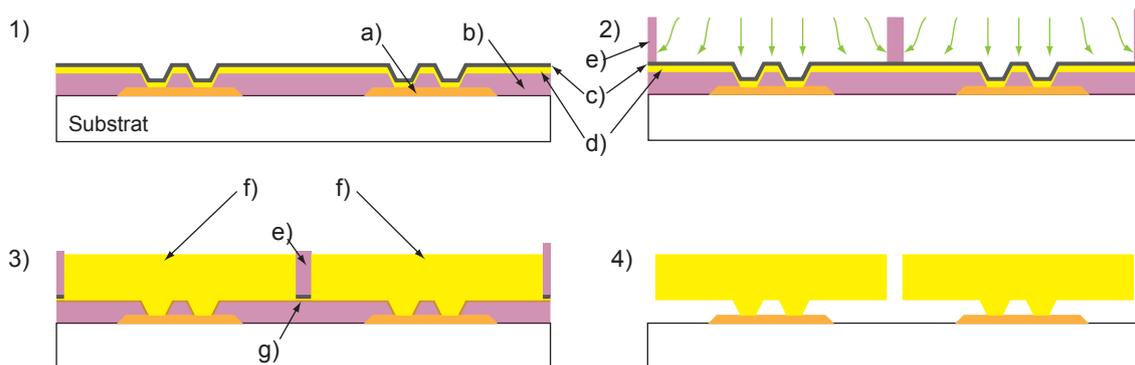


Abbildung 4.2: Zwei-Lack-Lagen-Prozess zum elektrochemischen Abscheiden von Gold: (a) Sensoren, (b) Positivlackschicht, (c) Niob-Opferlage, (d) Gold, (e) Negativlackschicht, (f) Gold-Absorber, (g) Goldhütchen. Die einzelnen Prozessschritte sind im Text erklärt.

1) Im ersten Teilbild wird auf dem Wafer mit bereits strukturierten Sensoren (a) eine Positivlackschicht (b) aufgebracht. Dafür wird der Lack AZ[®]6632 benutzt, da er zu wenig Stickstoffproduktion während der Belichtung neigt. Dies ist wichtig, da die Abdeckung der Lackschicht durch die noch folgende Metallschicht ein Entweichen des Stickstoffs verhindert. Schon bei der geringsten Stickstoffbildung löst sich der Lack vom Substrat und es entstehen Blasen. Um diesen Vorgang vollständig zu unterbinden, wird nach der Entwicklung des Positivlacks eine Reihe von Flutbelichtungsschritten vorgenommen. Ist dies geschehen, wird eine dünne Doppellage aus 50 nm Gold (d) und 2 nm Niob (c) aufgebracht. Dabei fungiert das Niob als Opferlage, die vor dem späteren Abscheiden von Gold durch einen Ätzschritt entfernt wird. Dadurch wird erreicht, dass unmittelbar vor dem Galvanisieren eine saubere Goldoberfläche entsteht.

2) Nach dem Abscheiden der Au/Nb-Doppelschicht wird die zweite Lacklage (e) aufgebracht und prozessiert. Da die Absorber eine Höhe von $5\mu\text{m}$ erreichen, wird hierzu der Negativlack AZ[®]nLof2070 benutzt.

3) Nach der Strukturierung dieser Lackschicht, d.h. dem Freilegen der Flächen für den Röntgenabsorber, kann der Ätzschritt zum Entfernen der Opferlage durchgeführt werden. Es wird die gleiche Säure, HF : HNO₃ : H₂O (1 : 6 : 10), verwendet wie zur Strukturierung der ersten Nioblage.

4) Nun folgt das elektrochemische Abscheiden von hochreinem Gold (f). Beim anschließenden Lift-Off, d.h. dem Auflösen der beiden Lackschichten mit dem Lösungsmittel NMP

in einem Ultraschallbad bei geringer Leistung, werden die dünnen Goldhütchen (g), die noch immer die Absorber verbinden, von selbst abgetrennt, so dass vollständig freistehende Absorber entstehen.

Für Schritt 4) wurde der Elektrolyt TechniGold 25 ES RTU der Firma Technic Inc.¹³ verwendet. Es ist ein pH-neutrales, nicht cyanidisches Elektrolyt auf Sulfitbasis, mit dem hochreine Goldschichten abgeschieden werden können, die Restwiderstandsverhältnisse von $R_{RR} > 20$ erreichen.

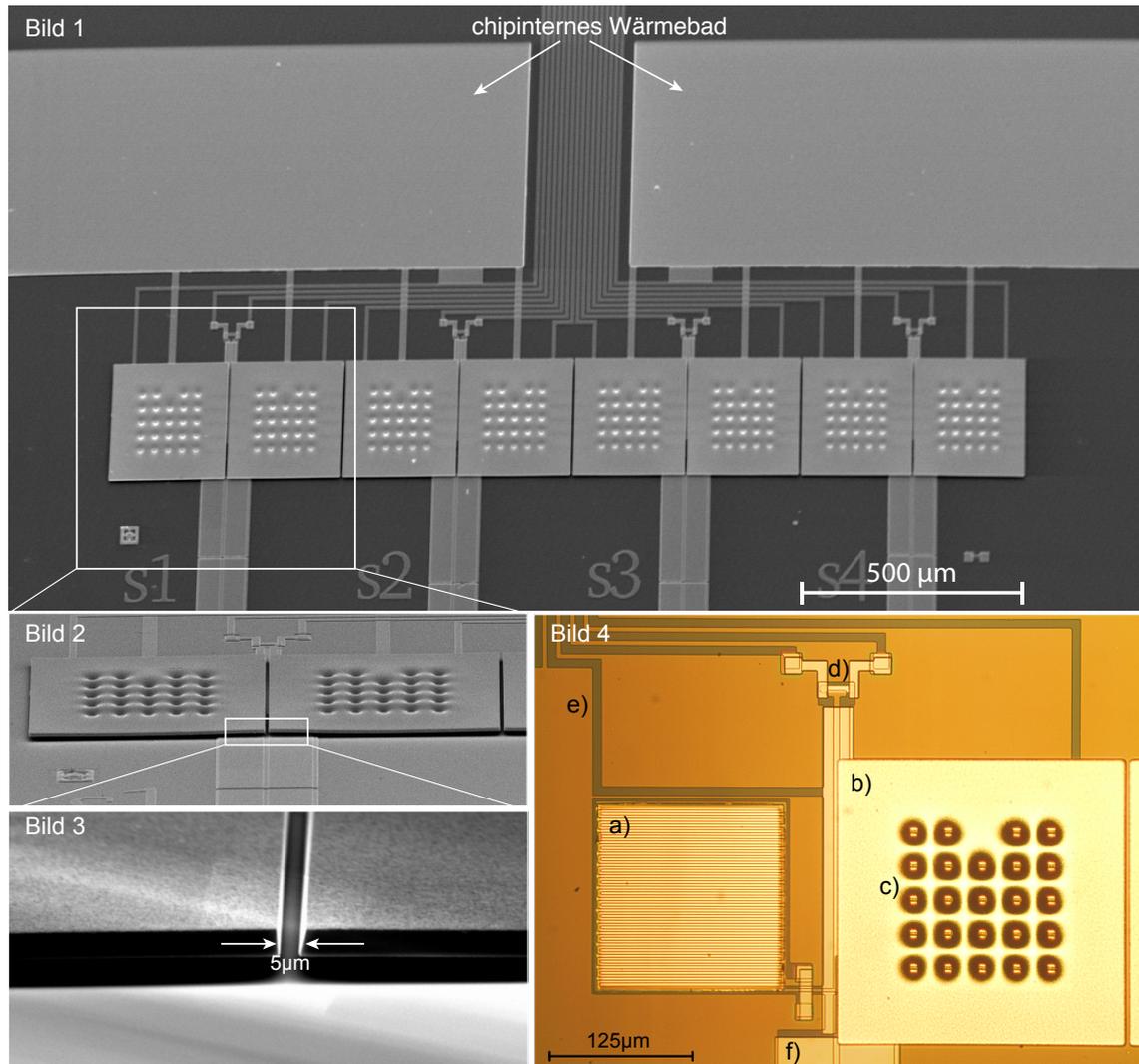


Abbildung 4.3: **Bild 1:** Elektronenmikroskopaufnahme eines vollständig strukturierten Detektorchips. **Bild 2:** Vergrößerter Ausschnitt des Doppelmäanders am linken Ende der Detektorzeile. **Bild 3:** Aufnahme des Spalts zwischen zwei Absorbern, die mit dem oben besprochenen Verfahren elektrochemisch abgeschieden wurden. **Bild 4:** Lichtmikroskopbild eines fertigstrukturierten Detektors mit a) Sensor, b) Absorber, c) Vertiefungen im Absorber am Ort der Stämme, d) Dauerstromschalter, e) Strukturen der ersten Nioblage, f) Strukturen der zweiten Nioblage.

¹³Technic Inc., 47 Molter Street, Crastone, Rhode Island 02910, www.technic.com

In Abbildung 4.3 ist in Bild 1 eine Elektronenmikroskopaufnahme eines vollständig strukturierten Detektorchips gezeigt, wie er hier verwendet wurde. Zwischen den Kontaktflächen des chipinternen Wärmebads verlaufen die Niobleitungen, die den felderzeugenden Strom I_0 und einen Strom I_H durch den Heizwiderstand des Dauerstromschalters bereitstellen. Gut zu erkennen ist die Zeile mit acht Detektoren. In Bild 2 ist der erste Doppelmäander der Detektorzeile vergrößert dargestellt. Gut zu erkennen sind die freistehenden Absorber, die mit dem darunterliegenden Temperatursensor nur durch Stämme verbunden sind, die sich deutlich im Absorber abzeichnen. In Bild 3 ist der Spalt zwischen zwei überhängenden Absorbern vergrößert abgebildet. Die Breite des Spalts beträgt etwa $5\ \mu\text{m}$.

In Bild 4 ist eine Aufnahme durch ein Lichtmikroskop eines fertig strukturierten Detektors abgebildet. Es zeigt einen der vier Doppelmäander, wobei auf diesem Chip der fünfte Sensor a) der Detektorzeile keinen Absorber besitzt. Der sechste Sensor dieser Zeile ist durch den überhängenden Absorber b) vollständig verdeckt und hat mittels der 24 kreisförmigen Stämme c) Kontakt zu diesem. Am rechten Bildrand ist bereits der Absorber des sechsten Pixels der Zeile zu erkennen. Desweiteren sieht man den Dauerstromschalter d). Die erste und zweite Nioblage, e) und f), lassen sich aufgrund der oxidierten Oberfläche der ersten Niobschicht und des darüberliegenden SiO_2 farblich gut unterscheiden.

4.2 DC-SQUID-Magnetometer

Zum Auslesen von magnetischen Kalorimetern werden äußerst sensitive Magnetometer, sogenannte dc-SQUIDs verwendet. Eine grundlegende Beschreibung dieser Bauelemente ist in [Cla04] zu finden. Hier soll kurz auf deren Funktionsweise und auf die Verschaltung dieser Bauteile, wie sie in dieser Arbeit zum Auslesen der Detektoren umgesetzt wurde, eingegangen werden.

Wird ein supraleitender Ring durch eine dünne normalleitende Schicht unterbrochen, so überlappen die makroskopischen Wellenfunktionen der Cooperpaare beider Seiten. Cooperpaare können durch die normalleitende Schicht tunneln und so einen Strom verlustfrei über die Barriere tragen [Jos62]. Dieser sogenannte Josephson-Effekt ist die Grundlage für das Funktionsprinzip von SQUIDs.

Ein dc-SQUID, wie in Abbildung 4.4 a) gezeigt, besteht aus einer supraleitenden Schleife, die an zwei Stellen durch normalleitende Kontakte, den Josephson-Kontakten, unterbrochen ist. In den hier verwendeten SQUIDs besteht die supraleitende Schleife aus Niob und die Josephson-Kontakte aus wenigen Nanometer dickem Aluminiumoxid. Parallel zu den Kontakten werden sogenannte Shunt-Widerstände R_s geschaltet, die ein hysteretisches Verhalten des SQUIDs mit zu- und abnehmendem Fluss in der SQUID-Schleife verhindert. Der Betriebsstrom I_b fließt verlustfrei bis er einen kritischen Strom I_c erreicht. Nun fällt über dem Bauteil eine Spannung U_S ab. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.4 b) gezeigt. Die Strom-Spannungs-Charakteristik ist für die Fälle gezeigt, für die der Fluss in der Schleife $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$ und $\Phi = n\Phi_0$ beträgt, wobei n eine ganze Zahl ist. Durch die Interferenz

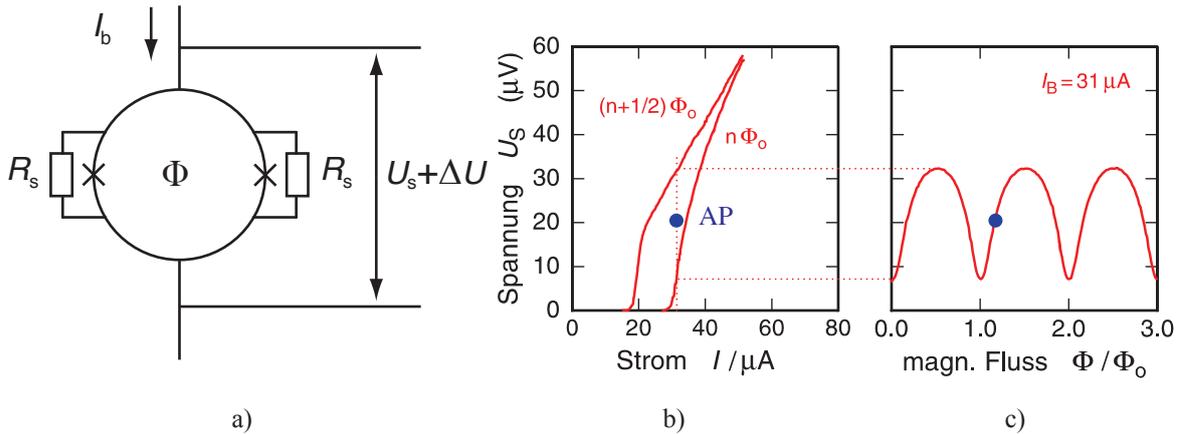


Abbildung 4.4: a) Schema eines dc-SQUIDs b) Strom-Spannungs- und c) Fluss-Spannungs-Charakteristik. Ein möglicher Arbeitspunkt ist mit AP gekennzeichnet.

der Wellenfunktionen an den Josephson-Kontakten ist der Wert I_c nicht nur abhängig von der Temperatur und der Geometrie der Kontakte, sondern auch auf periodische Weise vom Fluss in der SQUID-Schleife. Der steile Anstieg bei $I_b = I_c$ kann durch einen dynamischen Widerstand $R_{\text{dyn}} = \partial U_s / \partial I_b$ beschrieben werden. Zu höheren Betriebsströmen erhält der Verlauf einen ohmschen Charakter, der von den Shuntwiderständen bestimmt wird.

Üblicherweise wird das SQUID an einem Arbeitspunkt betrieben, für den der Betriebsstrom gerade etwas größer als der höchste kritische Strom ist. In diesem Zustand hängt der Spannungsabfall über dem SQUID periodisch und besonders stark vom Fluss in der SQUID Schleife ab, wie in Abbildung 4.4 c) gezeigt ist. Die Periode der Fluss-Spannungs-Charakteristik entspricht gerade einem magnetischen Flussquant Φ_0 . Mit einem Arbeitspunkt in einem steilen Abschnitt der Fluss-Spannungs-Charakteristik ändert sich der Spannungsabfall U_s im Falle einer kleinen Flussänderung $\Delta\Phi \ll \Phi_0$ um ΔU . Da das Flussquant klein und ΔU typischerweise einige $10 \mu V$ groß ist, ist ein SQUID ein sensibler Fluss-zu-Spannungs-Umwandler, der durch den Koeffizienten $U_\Phi = (\partial U / \partial \Phi)|_{\text{AP}}$ charakterisiert wird.

4.2.1 Zweistufiger SQUID-Aufbau

Um die kleine Spannungsänderung ΔU im Falle einer Flussänderung im SQUID zu verstärken, kann ein zweites SQUID oder, wie in dieser Arbeit, eine Reihenschaltung von 16 SQUIDs hinter das sogenannte Detektor-SQUID geschaltet werden. Der offensichtliche Vorteil besteht darin, dass die Verstärkung bei tiefen Temperaturen geschieht und damit kein thermisches Rauschen von einer verstärkenden Elektronik bei Raumtemperatur das Signal stört. In Abbildung 4.5 ist der hier verwendete zweistufige SQUID-Aufbau schematisch dargestellt. Eine Änderung des Flusses im Detektor-SQUID, $\Delta\Phi_1$, führt zu einem Spannungsabfall ΔU_1 über dem Detektor-SQUID und zu einem Strom $\Delta I = \Delta U_1 / R_g$ in der Einkoppelspule L_{i2} des Verstärker-SQUID-Arrays. Das magnetische Flusssignal im

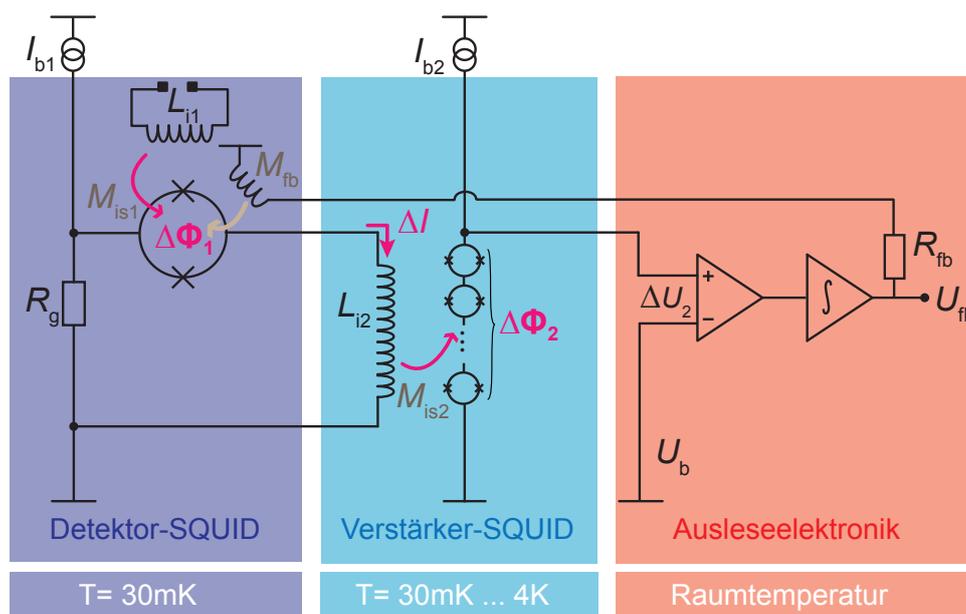


Abbildung 4.5: Schema eines zweistufigen SQUID-Aufbaus mit Flux-Locked-Loop-Elektronik

Verstärker, $\Delta\Phi_2 = M_{is2}\Delta I$, ist abhängig von der Gegeninduktivität M_{is2} zwischen dem Verstärker-SQUID und dessen Einkoppelspule, wobei M_{is2} im Bereich von wenigen $\mu A/\Phi_0$ liegt. Durch die kleine Signalverstärkung $G_\Phi = \Delta\Phi_2/\Delta\Phi_1$ und den Fluss-Spannungskoeffizienten U_2 des Verstärker-SQUIDS kann der Beitrag der Elektronik¹⁴ bei Raumtemperatur zum scheinbaren Rauschen des Detektor-SQUIDS weitgehend reduziert werden [Dru06].

Linearisierung des SQUID-Ausgangssignals

Der lineare Bereich der Fluss-Spannungs-Charakteristik eines SQUIDS beträgt ohne eine zusätzliche Rückkopplung nur wenige Prozent eines Flussquants. Mit der ebenfalls in Abbildung 4.5 skizzierten Flux-Locked-Loop-Elektronik bei Raumtemperatur wird eine etwaige Spannungsdifferenz ΔU_2 zwischen der aktuell über dem Verstärker-SQUID abfallenden und der für den Arbeitspunkt gewählten Spannung U_b verstärkt, integriert und als inverses Signal induktiv über eine Spule in die SQUID-Schleife rückgekoppelt. Die nötigen funktionalen Elemente sind schematisch in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Stärke dieser Rückkopplung hängt von der Gegeninduktivität M_{fb} zwischen der Rückkopplungsspule und dem Detektor-SQUID ab. So bleibt der Fluss in der SQUID-Schleife konstant und das Ausgangssignal der Ausleseelektronik bei Raumtemperatur beträgt $U_{fb} = R_{fb}/M_{fb} \cdot \Delta\Phi_{fb}$. Da die Ausgangsspannung U_{fb} des Integrators linear von der Flussänderung $\Delta\Phi_{fb}$ abhängt, hängt sie auch linear von jeder Flussänderung $\Delta\Phi$ im Detektor-SQUID ab, $\Delta\Phi_{fb} = -\Delta\Phi$.

¹⁴XXF-1, kommerziell erhältlich bei Magnicon GmbH, Abbestr. 2 -12, 10587 Berlin, www.magnicon.com

Dynamik der FLL-Ausleseelektronik

Die Dynamik der Ausleseelektronik lässt sich durch die Bandbreite der FLL-Schaltung $f_{3\text{dB}}$ und durch die Signalfolgegeschwindigkeit $\dot{\Phi}_{\text{max}}$ beschreiben, wobei $f_{3\text{dB}}$ die maximale Signalfrequenz charakterisiert und $\dot{\Phi}_{\text{max}}$ die maximale Rate beschreibt, mit der die Elektronik den Fluss im SQUID ändern kann. Sie wird in [Cla04] hergeleitet und hat die Form

$$\dot{\Phi}_{\text{max}} = \pi \Delta\Phi_{\text{lin}} \frac{\partial U}{\partial \Phi} \frac{M_{\text{fb}}}{U_{\text{fb}}} f_{\text{GBP}} . \quad (4.1)$$

Hier beschreibt $\Delta\Phi_{\text{lin}}$ den linearen Bereich der Fluss-Spannungs-Charakteristik, $\partial U_2/\partial \Phi$ die Steigung der Charakteristik am Arbeitspunkt und f_{GBP} das Frequenz-Bandbreite-Produkt von Verstärker und Integrator.

Typische Werte für $\dot{\Phi}_{\text{max}}$ liegen im Bereich von $10 \text{ M}\Phi_0/\text{s}$. Nimmt man Signalanstiegszeiten an, die bis zu 100 ns schnell sind, können Detektorsignale mit einer Amplitude von einem Φ_0 aufgelöst werden. Die Bandbreite $f_{3\text{dB}}$ der FLL-Elektronik ist üblicherweise auf $2\text{--}4 \text{ MHz}$ begrenzt und stellt somit ebenfalls keine Einschränkung bei der Auflösung von Signalanstiegen bis 100 ns dar.

4.3 Aufbau des Experiments

Im folgenden Abschnitt soll zunächst auf die Kühlprinzipien eingegangen werden, die für die Erzeugung tiefer Temperaturen verwendet wurden. Da für die Kühlung des entwickelten Detektors ein neuer Kryostat in Betrieb genommen wurde, soll anschließend auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Einbauten und die Installation des Detektors im Kryostaten eingegangen werden. Abschließend wird die Vorgehensweise beim Einfrieren des Dauerstroms erklärt und die verwendete Kalibrationsquelle vorgestellt.

4.3.1 Erzeugung tiefer Temperaturen

Zur Erzeugung tiefer Temperaturen wurde zum Vorkühlen auf eine Temperatur von etwa $3,5 \text{ K}$ ein zweistufiger Pulsröhrenkühler verwendet, der zur weiteren Kühlung ein System zum adiabatischen Entmagnetisieren zweier paramagnetischer Salzpillen, kurz ADR (Adiabatic Demagnetization Refrigerator), verwendet. Der Kryostat wurde von der Firma VeriCold¹⁵ hergestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise von Pulsröhrenkühlern ist in [deW00] zu finden. Das Kühlprinzip einer ADR Stufe ist in [Ens05] beschrieben. Im Folgenden sollen diese beiden Kühltechniken in aller Kürze erklärt werden.

¹⁵VeriCold GmbH ist seit August 2007 ein Teil von Oxford Instruments, Tubney Woods, Abingdon, Oxfordshire OX13 5QX, UK, www.oxford-instruments.com

Pulsröhrenkühler basieren auf Kompression und Expansion von gasförmigem Helium. Dafür werden beim Pulsröhrenkühler keine beweglichen mechanischen Teile im Kryostaten benötigt. Die Kompression und Expansion wird durch ein Drehventil gesteuert, das mit einer bestimmten Frequenz abwechselnd die Hochdruckseite und die Niederdruckseite eines Kompressors mit dem Kühler verbindet und außerhalb des Kryostaten montiert ist. Dabei wird ein kleines Volumenelement des Arbeitsmediums vom Regeneratorrohr, welches warmes Gas vorkühlt, durch den Kühlfuß in das Pulsrohr verschoben. Bei der Erniedrigung des Druckes expandiert das Gas und wird anschließend durch den Kühlfuß in das Regeneratorrohr zurückbewegt. Im Kühlfuß findet ein thermischer Austausch mit der Umgebung statt, so dass diese effektiv gekühlt wird.

Im hier verwendeten Kryostaten wurde ein zweistufiger Pulsröhrenkühler verwendet, dessen erste Stufe auf 60 K und dessen zweite Stufe auf etwa 3,3 K kühlt. Da dies in herkömmlichen Kryostaten die Kühlstufen sind, die mit flüssigem Stickstoff bzw. Helium gekühlt werden, wird auf sie im Folgenden mit den üblichen Bezeichnungen „70 K“- und „4 K“-Stufe verwiesen. Der gesamte Kühler, an dessen zweiter Stufe die paramagnetischen Salzpillen des ADR mit Kevlarfäden befestigt sind, befindet sich in einem Vakuumtopf. Mit dem Kühlfuß jeder Stufe ist eine Metallplatte mechanisch und thermisch verbunden. Diese besteht aus Aluminium im Fall der 70 K und aus Kupfer im Fall der 4 K-Stufe. Daran sind Strahlungsschilde montiert, die die jeweils kälteren Strahlungsschilde umgeben, die den Eintrag von parasitärer Wärmelast durch infrarote Strahlung auf die jeweils kältere Stufe verhindern. Sie werden außerdem zum Anbringen von Thermometern und zum thermischen Abfangen von elektrischen Leitungen verwendet. Die Kühlleistung der 4 K-Stufe des hier verwendeten Kühlers beträgt 240 mW bei einer Temperatur von 4,2 K.

Bei der Kühlung durch adiabatisches Entmagnetisieren werden magnetische Momente in den paramagnetischen Pillen, in einem äußeren Feld von etwa $B_i = 6$ T ausgerichtet. Die dabei freigesetzte Wärme wird über einen zunächst geschlossenen mechanischen Wärmeschalter an die 4 K-Stufe abgegeben. Die Salzpillen werden dann durch das Öffnen des Schalters vom Kryostaten thermisch entkoppelt und sind mit diesem nur noch über die Kevlarfäden und elektrische Leitungen verbunden. Während eines langsamen Verringerns des äußeren Feldes relaxieren die magnetischen Momente, wobei sie sich fortwährend im thermischen Gleichgewicht mit den übrigen Freiheitsgraden der Salzpillen und der daran befestigten Experimentierplattform befinden. Die für das Relaxieren der Spins notwendige Energie wird dem System der Elektronen und der Phononen entzogen. Ist das äußere Feld vollständig erniedrigt, $B = 0$ T, steht keine Kühlleistung mehr zur Verfügung. Der hier verwendete ADR-Kryostat besitzt zwei Salzpillen mit zugehöriger Experimentierplattform. Die Salzpille mit der höheren Endtemperatur besteht aus Gadolinium-Gallium-Granat (GGG, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$). Sie erreicht eine tiefste Temperatur von etwa 350 mK und dient als thermische Schirmung der zweiten ADR-Stufe, da sie eine sehr viel höhere Wärmekapazität besitzt. Die Salzpille mit der tieferen Endtemperatur besteht aus Eisen-Ammonium-Alaun (FAA, $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 24\text{H}_2\text{O}$) und erreicht eine Temperatur von etwa 28 mK.

Nach dem Entmagnetisieren ist das Aufwärmverhalten der ADR-Stufen nur von parasi-

tären Wärmeeinträgen abhängig. Mit dem hier verwendeten Kryostaten war es möglich, diese Einträge soweit zu reduzieren, dass sich die Temperatur der FAA-Salzpille (ohne elektrische Leitungen für die SQUID-Auslesung zwischen 4 K und FAA) in etwa 40 h von 28 mK auf 30 mK erhöht. Eine Bestimmung der parasitären Wärmelast zur FAA-Pille und der Experimentierplattform ergab einen Wert von etwa 12 nW.

4.3.2 Leitungsführung bis zur 4 K-Stufe

Da SQUIDs niederohmige Bauteile sind und auch der Eingangsverstärker der SQUID-Elektronik verhältnismäßig niederohmig ausgelegt ist, ist es wichtig auch die elektrischen Leitungen zwischen Verstärker-SQUID und Elektronik niederohmig, d.h. $R < 10 \Omega$ pro Leitung, zu gestalten, um keine zusätzlichen Beiträge zum Rauschen zu generieren. Werden jedoch reine Kupferdrähte von Raumtemperatur nach 4 K verlegt, so dass sie auf der 70 K-Stufe thermisch angekoppelt sind, dann berechnet sich für Kupferdrähte von 1 m Länge mit einem Durchmesser von $60 \mu\text{m}$, einem Widerstand von $3,8 \Omega$ bei Raumtemperatur und einem Restwiderstandsverhältnis von 55 der Wärmeeintrag in die 4 K-Stufe zu $1,3 \text{ mW}$ pro Draht. Betrachtet man die Gesamtzahl von 72 Drähten¹⁶ beträgt der parasitäre Wärmeeintrag 94 mW , was bereits vergleichbar mit der Kühlleistung bei 4,2 K ist. Um diesen Wärmeeintrag zu reduzieren, müssten die Drähte zusätzlich auf Zwischenstufen thermisch abgefangen werden. Die einzige Möglichkeit zwischen der 70 K- und der 4 K-Stufe die Drähte thermisch anzukoppeln ist entlang der Regenerator- oder Pulsröhren beider Stufen. Hierzu durchgeführte Versuche haben jedoch gezeigt, dass dies eine deutliche Verschlechterung des Kühlverhaltens und der Endtemperatur zur Folge hat. Die Ursache dieser Verschlechterung wird einer Störung des sensiblen thermischen Gradienten, insbesondere entlang des Pulsrohres, zugeschrieben.

Eine Besonderheit des Pulsröhrenkühlers besteht darin, dass während jedes Druckanstiegs und Druckabfalls die Temperatur des gesamten Kühlers ansteigt und wieder abfällt. Nun besteht das Füllmaterial des Regenerators zum Teil aus Erbium-Nickel-Verbindungen [Thu98] und ist so gewählt, dass es im relevanten Temperaturbereich paramagnetisch wird. Dies erhöht die Wärmekapazität des Regenerators und verbessert so die Vorkühleigenschaften. Die Temperaturschwankungen führen zu entsprechenden Variationen der Magnetisierung des Füllmaterials. Die Folge ist die Induktion von Spannungen in nahe gelegenen Drahtpaaren, die, beispielsweise beim Betreiben der SQUIDs, störend sind. Um diesen Effekt zu illustrieren, ist in Abbildung 4.6 die spektrale Leistungsdichte des Spannungsrauschens am Eingang der SQUID-Elektronik, an den ein 30Ω Widerstand bei $T = 3,3 \text{ K}$ angeschlossen ist, dargestellt. Die gestrichelte, schwarze Kurve zeigt eine Messung, bei der die Drähte zwischen 30Ω -Widerstand und Elektronik unverdrillt entlang des Regeneratorrohres verlegt waren. Im Vergleich dazu zeigt die blaue, durchgezogene Kurve die Messung mit verdrillten Drähten, die in einem Abstand von etwa 10 cm zum Regeneratorrohr entlang des Pulsrohres verlegt waren. In der Messung mit den unverdrillten Drähten sind

¹⁶Die Anzahl der Drähte setzt sich zusammen aus den für den Betrieb von vier SQUID-Kanälen benötigten Leitungen und einer Reihe an Versorgungs- und Thermometrieleitungen.

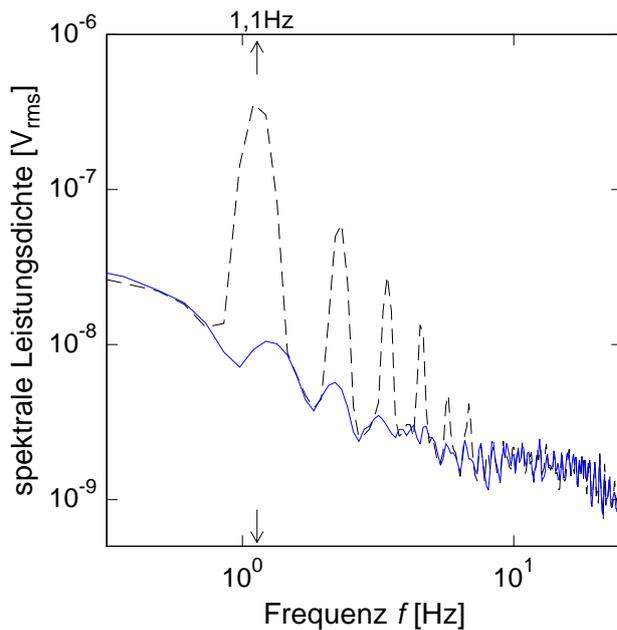


Abbildung 4.6: Spektrale Leistungsdichte des Spannungsrauschens am Eingang der SQUID-Elektronik an den ein $30\ \Omega$ Widerstand bei $T = 3,3\ \text{K}$ angeschlossen ist. Schwarze, gestrichelte Kurve: Messung mit Drähten, die unverdrillt entlang des Regeneratorrohres verlegt wurden. Blaue, durchgezogene Kurve: Messung mit Drähten, die verdrillt entlang des Pulsrohres verlegt wurden.

bei einer Frequenz von 1,1 Hz und höheren Harmonischen hiervon deutlich Spannungsvariationen zu erkennen, die von der im Takt des Pulsrohrkühlers zeitlich variierenden Magnetisierung des Regeneratormaterials in der unverdrillten Leiterschleife induziert werden. Die Amplitude der Störung bei 1,1 Hz kann von der Kurve abgelesen werden und beträgt $3,5 \cdot 10^{-7} V_{\text{rms}} \sqrt{\Delta f}$. Der gleiche Beitrag ist in der Messung mit verdrillten Drähten in einem größeren Abstand zum Regeneratorrohr um etwa eineinhalb Größenordnungen kleiner. Aufgrund dieser Erkenntnisse wurde eine Verdrahtung entlang der Regenerator- oder Pulsröhren nicht weiter in Betracht gezogen.

Um die Drähte von Raumtemperatur zur 4 K-Stufe nur mit einer einzigen thermischen Ankopplung, nämlich auf der 70 K-Stufe, verlegen zu können, wurde als Drahtmaterial eine Legierung aus Kupfer und Nickel gewählt, wobei der Nickelanteil beim gewählten Material bei etwa 2 – 4 % liegt. Dieses Drahtmaterial ist unter dem Namen „Legierung 30“ bzw. „Alloy 30“ kommerziell erhältlich¹⁷. Der Durchmesser der verwendeten Drähte beträgt $200\ \mu\text{m}$, der Widerstand bei Raumtemperatur liegt bei $3,4\ \Omega/\text{m}$ und das Restwiderstandsverhältnis beträgt 1,2. Ein Draht dieses Materials von 1 m Länge bewirkt einen Wärmeeintrag von $113\ \mu\text{W}$, also einen etwa zehnmals kleineren Wärmeeintrag auf die 4 K-Stufe als bei den oben besprochenen Drähten aus reinem Kupfer. Dies ermöglicht es, die Drähte so zu verlegen, dass ein größtmöglicher Abstand zum Regeneratorrohr gewahrt werden konnte, was zur Folge hatte, dass das Kühlverhalten nicht mehr gestört wurde. Gleichzeitig konnten dadurch die Störungen der SQUID-Signale durch magnetisches Übersprechen zur SQUID-Verkabelung minimiert werden.

¹⁷z.B. bei Isabellenhütte Heusler GmbH Co. KG, Eibacher Weg 3-5, 35683 Dillenburg, www.isabellenhuetten.de oder bei California Fine Wire Company, 338 South 4th Street, Grover Beach, CA 93433-1999, USA, www.calfinewire.com

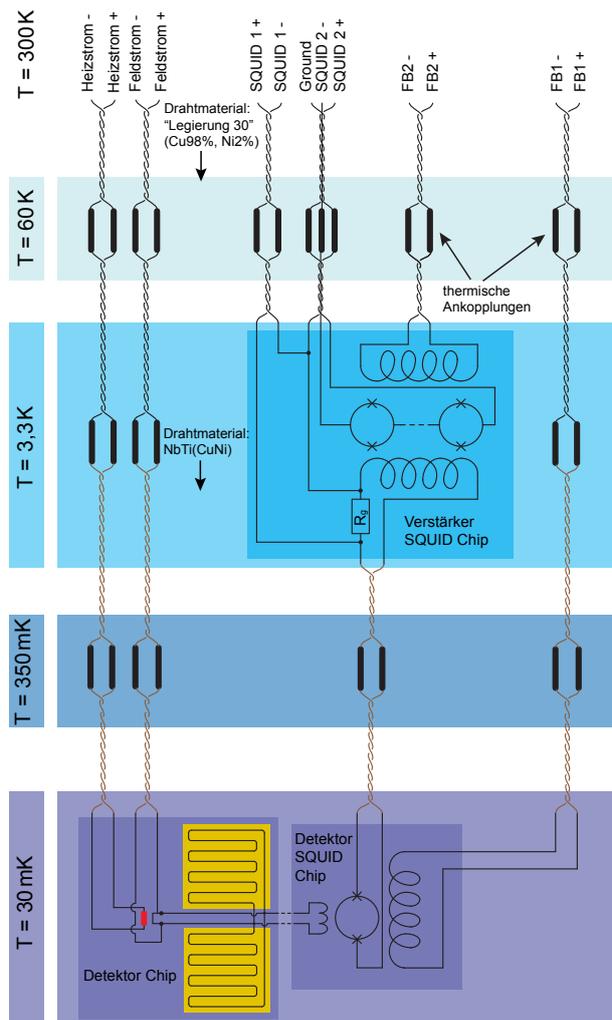


Abbildung 4.7: Schema der Leitungsführung zum Auslesen eines Detektorkanals von Raumtemperatur bis zum Detektor

In Abbildung 4.7 ist die Verdrahtung des Kryostaten für einen SQUID-Kanal schematisch dargestellt. Von Raumtemperatur werden die Drähte, die zu Paaren und Tripeln verdrillt sind, bis zur ersten thermischen Kopplung auf der 70 K-Stufe geführt. Für die thermische Kopplung sind die Drähte hier einfach mit Aluminium Klebeband am Kühlfuß angeklebt. Die nächste thermische Kopplung befindet sich auf der 4 K-Stufe.

4.3.3 Leitungsführung von der 4 K-Platte bis zum Detektor

Für die Verdrahtung, ausgehend von der 4 K-Platte bis zum Detektor, wurden supraleitende Drähte der Firma European Advanced Superconductors (EAS)¹⁸ gewählt. Sie bestehen aus Niob-Titan-Filamenten, die in einer Kupfer-Nickel-Matrix eingebettet sind. Der Gesamtdurchmesser des Drahtes beträgt $50\ \mu\text{m}$, wobei der Nickelanteil an der Matrix bei etwa 25 % liegt. Der Widerstand dieses Drahtes bei 300 K beträgt etwa $170\ \Omega/\text{m}$ und das Restwiderstandsverhältnis der Matrix liegt bei 1,1. Wie in Abbildung 4.7 dargestellt, sind die Drähte zwischen der 4 K-Stufe und dem Detektor zusätzlich auf der GGG-Salzpille

¹⁸EAS ist mittlerweile Teil der Firma Bruker-EST GmbH, 63450 Hanau, www.bruker-est.com

(350 mK) thermisch angekoppelt. Der Wärmeeintrag auf die Experimentierplattform an der FAA-Pille eines so verlegten Drahtes mit einer Länge von 0,3 m berechnet sich mit den oben genannten Werten über das Wiedemann-Franz-Gesetz zu 0,03 nW.

Um die effektive Messzeit bei 30 mK zu verlängern, wurde die Verdrahtung so durchgeführt, dass nur die Detektor-SQUIDs auf der FAA-Stufe betrieben werden, die Verstärker-SQUIDs jedoch auf der 4 K-Platte. Wie in Abbildung 4.7 dargestellt, werden von den Verstärker-SQUIDs auf 4 K nur die vier Drähte pro Kanal weitergeführt, die für den Betrieb des Detektor-SQUIDs benötigt werden. Die Versorgungsleitungen für Feldstrom und Strom für den Heizer werden ebenfalls von der 4 K-Platte zunächst auf die erste GGG-Salzpille geführt und von dort weiter zum Detektor, auf die FAA-Plattform.

Somit wurde die Anzahl der Drähte, die bis zum Detektor führen auf insgesamt 20 reduziert. Nach dem Einbau der Drähte ergab die Bestimmung der parasitären Wärmelast einen Wert von 30 nW. Die Zeit, die die FAA-Salzpille unter 30 mK bleibt, reduziert sich auf etwa 25 h.

4.3.4 Intrinsische Störungen und Installation des Detektors

Anhand von Abbildung 4.8 soll im Folgenden erklärt werden, wie der Detektor im Kryostaten befestigt ist und welche zusätzlichen Modifikationen nötig waren, um einen weitestgehend störungsfreien Detektorbetrieb zu gewährleisten.

In obiger Abbildung ist zu erkennen, wie der Detektorarm am unteren Ende des Kupferstabs befestigt wird, dessen anderes Ende in die FAA-Salzpille eingelassen ist. Ebenso wie dieser Stab, besteht auch der Detektorarm aus sauerstofffreiem Kupfer, das im Hochvakuum getempert wurde, um eine gute Wärmeleitfähigkeit zu erreichen und möglicherweise vorhandene H₂-Moleküle aus dem Kupfer zu treiben, die durch Ortho-/Para-Konversion zu einem mehrere Wochen andauernden Wärmeleck in der FAA-Salzpille führen können. Anschließend wurden die Kupferteile in einem elektrochemischen Verfahren mit Gold in einer Dicke von etwa 1,5 μm und ohne eine Diffusionsstoppschicht, wie z.B. Ni, beschichtet¹⁹. Der Detektorarm ist in einem rechten Winkel zum FAA-Stab angebracht, so dass sich die Detektorplattform in einer Ausstülpung des 4 K-Strahlungsschildes kurz hinter dem ersten Röntgenfenster befindet. An dieser Stelle wird später der Detektor und das zugehörige SQUID montiert.

Magnetfelder im Kryostaten

In einem Kryostaten, der durch adiabatisches Entmagnetisieren gekühlt wird, herrscht während des Aufmagnetisierens in der Umgebung des Detektors und der SQUIDs ein relativ starkes magnetisches Feld. In Abbildung 4.9 sind die gemessenen und die simulierten

¹⁹Durchgeführt von der Firma Klaus Budei GmbH, Robert-Boschstr. 19, 75180 Pforzheim, www.budei.de

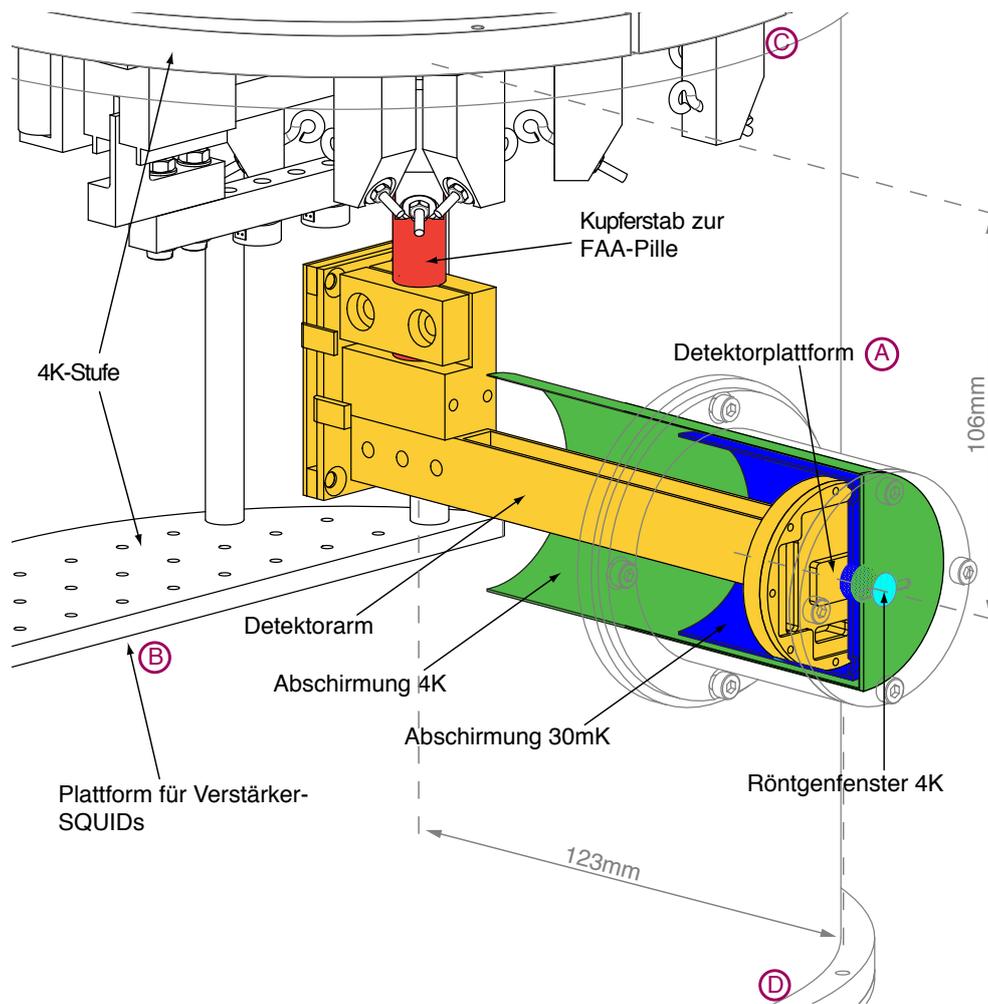


Abbildung 4.8: Installation des Detektorarms und der Anordnung der Abschirmungen gegen äußere magnetische Felder

Absolutwerte der Magnetfeldstärke entlang des Vakuumtopfes dargestellt, wobei der Abstand zur Zylinderachse des Magneten etwa 160 mm entspricht. Für die Simulation wurde das bereits genannte Finite-Elemente Programm FEMM verwendet. Da sich um den Magneten eine Kompensationsspule befindet, ist das maximale Magnetfeld auf etwa mittlerer Höhe des Magneten stark reduziert. Die beiden dadurch entstandenen Feldmaxima und das Feldminimum sind sowohl in der Messung als auch in der Simulation erkennbar. Weit ober- und unterhalb des Magneten sinkt die Feldstärke, einem Dipolfeld entsprechend, proportional zu $1/r^3$.

Durch die gestrichelte Linie in Abbildung 4.9 ist die Höhe gekennzeichnet, in welcher der Detektor montiert ist. Der radiale Abstand der Detektorplattform von der Mittelachse der Magnetspule beträgt 123 mm und der vertikale Abstand zur 4 K-Platte misst 106 mm. Am Ort des Detektors, der in Abbildung 4.8 mit (A) gekennzeichnet ist, lässt sich anhand der Simulation eine absolute Feldstärke bei vollständig aufmagnetisiertem Magneten von 11 mT feststellen. Auf der Verstärkerplattform an Ort (B), 160 mm unter der 4 K-Platte,

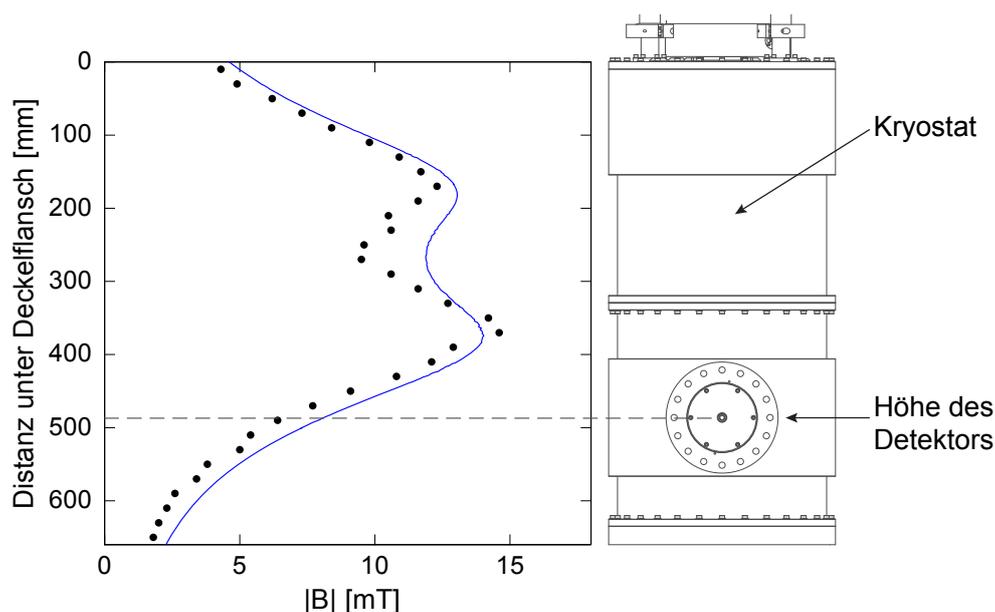


Abbildung 4.9: Simulation (durchgezogene Linie) und Messung (Punkte) des Absolutwerts des Magnetfeldes entlang des Vakuumtopfes. Die Höhe, in welcher der Detektor montiert ist, ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet.

beträgt die Feldstärke etwa 9 mT. Die Feldstärke an Ort (C), am Rand der 4 K-Platte, beträgt 45 mT. An der Stirnseite des 4 K-Strahlungsschildes, an Ort (D), beträgt die Feldstärke immer noch 4,5 mT. Die verwendeten SQUIDs haben eine Feldverträglichkeit von unter 1 mT [Dru07]. Aufgrunddessen wurde sowohl für die Verstärker-SQUIDs als auch für die Detektor-SQUIDs eine Magnetfeldabschirmung entwickelt.

Die Abschirmungen wurden aus 0,5 mm starkem Nioblech²⁰ gefertigt. Reines Niob besitzt eine kritische Feldstärke von $B_c = 20,6$ mT bei $T = 0$ und eine kritische Temperatur $T_c = 9,25$ K. Da der ADR-Zyklus bei einer Temperatur von 3,3 K im Nullfeld²¹ startet und T_c sowie B_c von Niob zu keinem Zeitpunkt überschritten werden, würden Änderungen des

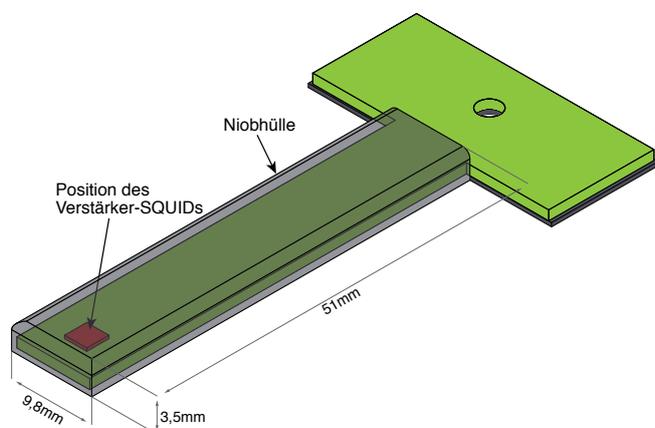


Abbildung 4.10: Magnetfeldabschirmung aus Niob für Verstärker-SQUIDs

²⁰WHS Sondermetalle, Waltersberg 24, 97947 Grünsfeld, www.whs-sondermetalle.de

²¹In diesem Fall entspricht das Nullfeld dem Erdmagnetfeld im Labor.

äußeren Magnetfeldes aufgrund der Flusserrhaltung in einem geschlossenen supraleitenden Gehäuse kompensiert.

Die Abschirmung für die Verstärker ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Sie besteht aus einem schmalen, rechteckigen Gehäuse von 51 mm Länge, 10,8 mm Breite und einer Höhe von 4 mm. Die Abschirmung wurde durch Tiefziehen und anschließendem Aufschießen eines Bodens so gefertigt, dass sie nur an einer Seite eine Öffnung von 9,8 mm Breite und 3,0 mm Höhe besitzt. Das SQUID wird auf einer Platine befestigt und elektrisch kontaktiert. Ist die Platine vollständig in die Abschirmung hineingeschoben, befindet sich das SQUID am geschlossenen Ende der Abschirmung und ist somit sehr gut gegen äußere Felder geschirmt.

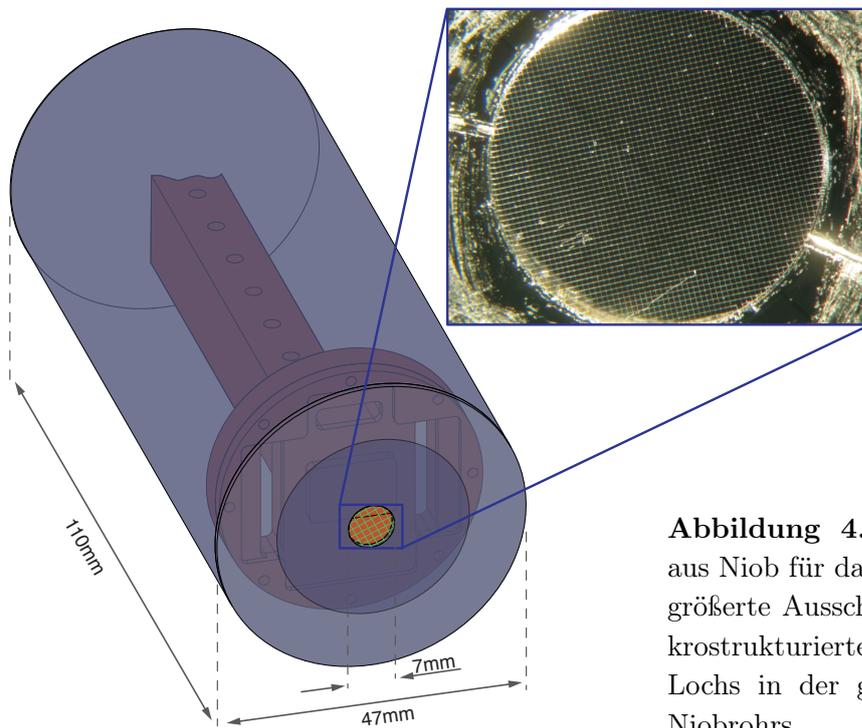


Abbildung 4.11: Magnetfeldabschirmung aus Niob für das Detektor-SQUID. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt das aus Niob mikrostrukturierte Gitter zur Abdeckung des Lochs in der geschlossenen Stirnseite des Niobrohrs.

Die beiden Abschirmungen der Detektor-SQUIDs sind in Abbildung 4.8 dargestellt, wobei die äußere (grün) mit der 4 K-Stufe und die innere (blau) mit der Detektorplattform bei 30 mK thermisch verbunden ist. Erklärungen zur inneren Abschirmung folgen im nächsten Abschnitt 4.3.4. Hier soll zunächst nur die äußere der beiden Abschirmungen besprochen werden, die in Abbildung 4.11 einzeln dargestellt ist. Sie besteht aus einem Niobrohr mit einer Länge von 110 mm und einem Außendurchmesser von 47 mm. Damit reicht der Detektorarm 100 mm in das Niobrohr hinein, welches exakt in die Ausstülpung des Strahlungsschildes der 4 K-Stufe passt und dort ohne eine zusätzliche Verschraubung befestigt ist. Die Stirnseite des Rohrs besteht aus einer Nb-Deckelplatte, die mit dem Rohr verschweißt wurde. Im Zentrum dieser Deckelplatte befindet sich ein Loch mit einem Durchmesser von 7 mm. Das Loch wurde wiederum durch ein Gitter aus Niob bedeckt, das eine Maschengröße von $100 \times 100 \mu\text{m}$ mit Stegen von $5 \mu\text{m}$ Breite besitzt. In Abbildung 4.11 ist neben dem Niobrohr eine Aufnahme durch ein Lichtmikroskop des Gitters abgebildet. Das Gitter

lässt eine Transmission der Röntgenphotonen von etwa 90% zu und wurde mit den bereits in Abschnitt 4.1 beschriebenen Dünnschichtverfahren hergestellt.

Mit den Abschirmungen für Verstärker-SQUIDs und Detektor-SQUIDs war es möglich, den ADR-Magneten vollständig aufzumagnetisieren, ohne einen Einfluss auf die SQUIDs zu erkennen. Dabei änderte sich der magnetische Fluss in verschiedenen SQUIDs um weniger als $0,1 \Phi_0$.

Vibrationen der Detektorplattform

Ein weiteres Problem, das während der Inbetriebnahme des Detektors deutlich wurde, sind Vibrationen, die vom Kühler auf die Detektorstufe übertragen werden. In Pulsröhrenkühlern der jüngsten Generation ist man dazu übergegangen, den Pulsrohrkühler mechanisch vom Rest des Kryostaten, insbesondere von der 4 K-Platte, zu entkoppeln und die Kühlleistung des Kühlfußes mittels gutleitender, geflochtener Kupferlitzen zu übertragen. In dem hier verwendeten Kryostaten existiert diese vibrationsarme thermische Kopplung jedoch nicht. Es wurde festgestellt, dass der Detektor relativ zu der im vorigen Abschnitt vorgestellten Abschirmung aus Niob im Takt des Pulsrohrs in Schwingung versetzt wird. Da ein Restfeld innerhalb der Abschirmung existiert, führt diese Schwingung zu einem fluktuierenden magnetischen Fluss in den Detektionsspulen, der zum SQUID übertragen wird. Um die störende Relativbewegung zwischen Detektor und der relevanten supraleitenden Abschirmung zu beheben, wurde eine zusätzliche supraleitende Abschirmung aus Aluminium auf der Detektorplattform installiert. Diese ist in Abbildung 4.8 blau dargestellt. Sie ist 50 mm lang, besitzt einen Außendurchmesser von 44 mm und wird direkt an die Detektorplattform geschraubt. Auf der Stirnseite, mit der sie an die Detektorplattform geschraubt wird, besitzt sie ein zentrales Loch, das, wie auch bei der äußeren Abschirmung aus Niob, mit einem mikrostrukturierten Gitter abgedeckt wird. Da Aluminium unterhalb einer Temperatur von 1,18 K supraleitend wird, bleibt für $T < 1,18 \text{ K}$ das Feld im Inneren der Dose, auch bei Fluktuationen des äußeren Feldes, konstant.

Zur Veranschaulichung der Wirkung dieser Abschirmung ist in Diagramm 4.12 die spektrale Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens eines Detektor-SQUIDs mit (blau) und ohne (grau) innerer Abschirmung aus Aluminium dargestellt. Der hierbei verwendete SQUID-Aufbau besteht aus einem C5X116 Verstärker-SQUID und einem C4X1 Detektor-SQUID der Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt in Berlin. Der Eingang des Detektor-SQUIDs ist mit einem Detektor verbunden, wie er in Abschnitt 3.2.4 beschrieben wurde. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 29 mK und einem Dauerstrom im Mäander von 40 mA durchgeführt.

Die besonders ausgeprägten Beiträge im Rauschspektrum ohne innere Abschirmung bei etwa 6 Hz, 27 Hz, 50 Hz und 300 Hz sowie deren Harmonische sind im Rauschspektrum, das nach dem Einbau der inneren Abschirmung aufgezeichnet wurde, nahezu vollständig verschwunden. Die markante Rauschspitze bei etwa 1,1 Hz ist in beiden Messungen ähnlich ausgeprägt vorhanden. Sie soll im nächsten Abschnitt genauer behandelt werden.

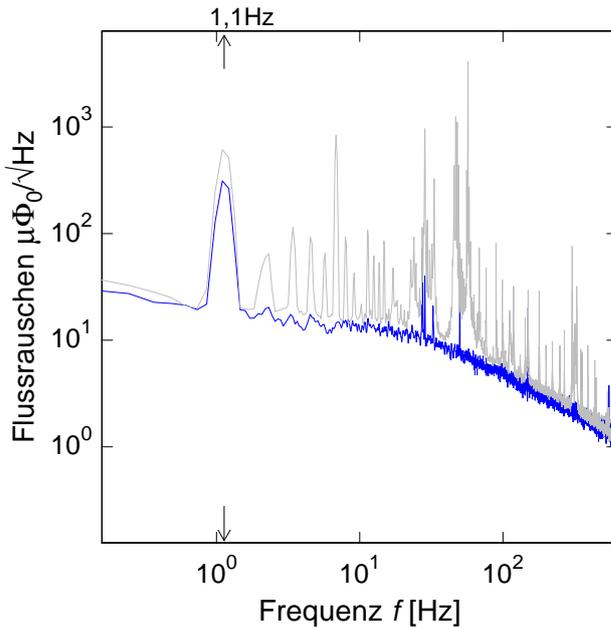


Abbildung 4.12: Spektrale Leistungsdichte des Flussrauschens gemessen vor Einbau der Abschirmung aus Aluminium (grau) und nach dem Einbau (blau).

Temperaturschwankungen der Detektorplattform

Auffällig in Abbildung 4.12 ist die markante Spitze im Rauschspektrum bei einer Frequenz von 1,1 Hz, die auch nach Einbau der Abschirmung aus Aluminium vorhanden bleibt. Im Folgenden soll der Ursprung dieses Störsignals erklärt werden.

Es wurde bereits auf die Temperaturvariationen der Kaltfüße hingewiesen, die während des Durchlaufs eines Druckzyklus des Pulsröhrenkühlers auftreten. Diese Temperaturvariationen wiederholen sich periodisch mit der Frequenz, mit der das Rotationsventil Nieder- und Hochdruckseite des Kompressors mit dem Pulsrohr verbindet. Diese liegt bei etwa 1 Hz. Die Amplitude der Temperaturänderung auf der 4 K-Stufe beträgt etwa $\Delta T_{4K} = 0,1$ K. Eine Messung der zeitlich gemittelten parasitären Wärmelast von der 4 K-Platte zur FAA-Platte ergab einen Wert von $\dot{Q}_p = 30$ nW und eine Temperaturerhöhung von $2-3$ μ K/nW. Unter der Annahme, dass $\Delta T_{4K} \propto \Delta \dot{Q}_p$ ist, wobei $\Delta \dot{Q}_p$ die Amplitude der Variation der parasitären Wärmelast in die FAA-Plattform ist, errechnet man für $\Delta \dot{Q}_p$ einen Wert von etwa 1 nW. Die dadurch hervorgerufene Temperaturschwankung der FAA-Plattform hätte somit eine Amplitude von $2-3$ μ K und würde mit der Frequenz der Druckänderungen im Kühler auftreten.

Aus der in Abbildung 4.12 gezeigten spektralen Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens im Detektor-SQUID kann über $\Delta \Phi = \sqrt{2S_\Phi \cdot \Delta f}$, mit der Intervallbreite Δf die Amplitude der annähernd harmonischen Variation des magnetischen Flusses mit einer Frequenz von 1,1 Hz berechnet werden. Für einen abgelesenen Wert von $\sqrt{S_\Phi} = 130 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und einer Frequenzintervallbreite von $\Delta f = 0,12$ Hz ergibt die Rechnung $\Delta \Phi = 64 \mu\Phi_0$. Mit dem Wert $\partial \Phi / \partial T = 15,5 \Phi_0/\text{K}$ für den hier eingepprägten Dauerstrom und einer Temperatur von $T = 29$ mK kann aus der Flussamplitude $\Delta \Phi$ eine Temperaturamplitude

errechnet werden und man findet einen Wert von $\Delta T = 4 \mu\text{K}$, der gut mit dem oben berechneten Wert übereinstimmt.

Der Einfluss dieser Störung könnte durch eine schwächere thermische Kopplung der Detektorstufe an den Pulsröhrenkühler reduziert werden, wofür jedoch die Verdrahtung der Detektorstufe oder die Aufhängung der Pillen geändert werden müsste. Ein anderer Lösungsansatz für dieses Problem ist ein Temperaturstabilisieren des Detektors mittels eines chipinternen Heizers, der die Temperaturschwankungen auf dem Chip ausgleicht. Hierfür ist eine Weiterentwicklung des Detektorchips notwendig, die in naher Zukunft abgeschlossen werden soll.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die grundsätzliche Funktionsweise des in dieser Arbeit verwendeten Pulsröhrenkühlsystems drei Störungen zu Folge hat: Die Entstehung von Induktionsspannungen in den SQUID-Leitungen (Abschnitt 4.3.2), die durch den Kühler hervorgerufenen Vibrationen (Abschnitt 4.3.4) und die vom Kühler auf die Detektorplattform übertragenen Temperaturschwankungen, die soeben diskutiert wurden. Die ersten beiden Störungen ließen sich bereits weitestgehend eliminieren, letztere sollte bei zukünftigen Weiterentwicklungen berücksichtigt werden.

Detektoraufbau

In Abbildung 4.13 ist ein Schnitt durch den Bereich des Kryostaten abgebildet, der den Detektorarm (gelb), die Abschirmungen (grau) und die Röntgenfenster (türkis) enthält. In einem Abstand von 10,5 mm zur Detektorplattform befindet sich das innerste Röntgenfenster (türkis) in der Ausstülpung des 4 K-Strahlungsschildes. Sowohl auf der 4 K- als auch auf der 70 K-Stufe wurden je zwei Röntgenfenster installiert, um ein Eindringen von Infrarotstrahlung zu vermeiden. Die vier Röntgenfenster, die sich im Vakuum befinden, wurden von der Firma Lebow²² erworben. Für die 4 K-Stufe beträgt der Durchmesser der Fenster 4 mm, für die Fenster der 70 K-Stufe 5 mm. Sie bestehen aus einer 250 Å dicken polymerverstärkten Aluminiumschicht und werden von einem Kupfergitter gestützt, das auf einem Aluminiumring aufgebracht ist. Für den 300 K-Flansch wird ein sogenanntes AP3.3 Röntgenfenster der Firma Moxtek²³ verwendet. Auch dieses Fenster besteht aus einer polymerverstärkten Aluminiumschicht, die in diesem Fall etwa 3 μm dick ist und einen Durchmesser von 6,3 mm besitzt.

Im rechten Bild in Abbildung 4.13 wird der Bereich der Detektorplattform im Detail dargestellt. Um den Detektoraufbau vorzubereiten, kann der gesamte schraffierte Bereich, das sogenannte Detektormodul, vom Detektorarm entfernt und außerhalb des Kryostaten bearbeitet werden. Die Basis dieses Detektormoduls besteht aus einer sauerstofffreien, getemperten und vergoldeten Kupferscheibe. Im Zentrum der Kupferscheibe befindet sich eine Erhöhung, auf der das Detektor-SQUID (grün) sowie der Detektor (blau) aufgeklebt werden. Detektor und SQUID werden mittels Aluminiumbonddrähten (schwarz) mitein-

²²Lebow Company, 5960 Mandarin Ave., Goleta, Ca 93117 USA, www.lebowcompany.com

²³Moxtek, 452 West 1260 North, Orem, UT 84057, USA, www.moxtek.com

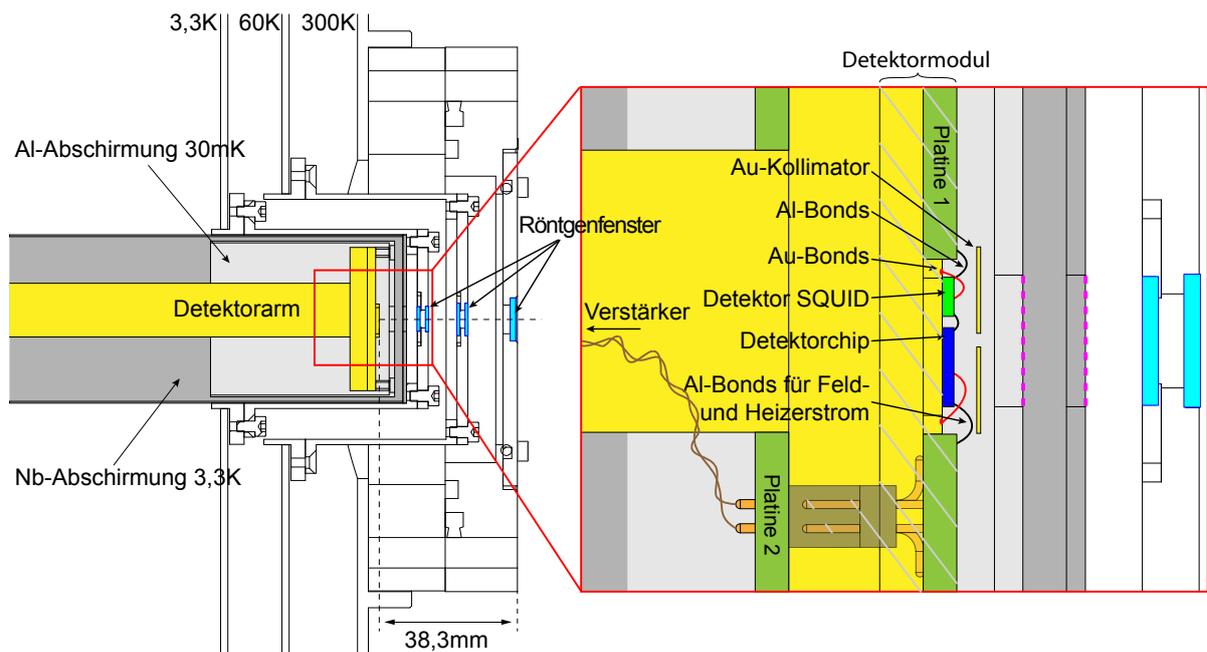


Abbildung 4.13: Links: Seitliche Schnittansicht des Detektorarms, der Ausüstungen der einzelnen Strahlungsschilde sowie der Röntgenfensteranordnung. **Rechts:** Detailansicht der Anordnung von Detektorchip und Detektor-SQUID.

ander sowie mit der Platine 1 verbunden, welche die nötigen Leitungen zur Versorgung und zum Auslesen des SQUIDS sowie des Detektors bereitstellt und mit der Kupferscheibe verschraubt ist. Um sowohl SQUID als auch Detektor thermisch besser an das Detektormodul zu koppeln, wurde mittels Goldbonddrähten (rot) eine metallische Verbindung zwischen speziellen Bereichen auf den Chips und dem Detektormodul geschaffen. Auf der Unterseite der Detektor-Platine befinden sich Stecker, wie in Abbildung 4.13 beispielhaft dargestellt, die eine elektrische Verbindung zu entsprechenden Buchsen auf einer zweiten Platine herstellen, welche das Gegenstück zu Platine 1 darstellt. Über diese Platine 2 werden die ausgelesenen Signale an die Eingänge der Verstärker-SQUIDS weitergeleitet. Um die Absorption von Röntgenphotonen im Substrat des Detektorchips zu vermeiden, ist ein Kollimator über den Absorbern platziert. Er besteht aus einer etwa $10\ \mu\text{m}$ dicken Goldfolie, in die ein Schlitz von 2 mm Länge und $250\ \mu\text{m}$ Breite geätzt wurde.

4.3.5 Präparation des Dauerstroms

In Abbildung 4.14 wird veranschaulicht, wie ein Dauerstrom in den supraleitenden Stromkreis, bestehend aus den zwei mäanderförmigen Detektionsspulen, eingepreßt werden kann. Der Detektor befindet sich bei einer Temperatur $T_{c,\text{Nb}} \gg T > T_{c,\text{Al}}$, wobei $T_{c,\text{Al}}$ und $T_{c,\text{Nb}}$ die Sprungtemperatur der Aluminiumbonddrähte bzw. der Strukturen aus Niob bezeichnet. Üblicherweise wurde hier eine Temperatur von $T \approx 1,3\ \text{K}$ gewählt. Die Aluminiumbonds sind bei dieser Temperatur normalleitend und besitzen einen Widerstand, der in Abbildung 4.14 mit R_B bezeichnet ist.

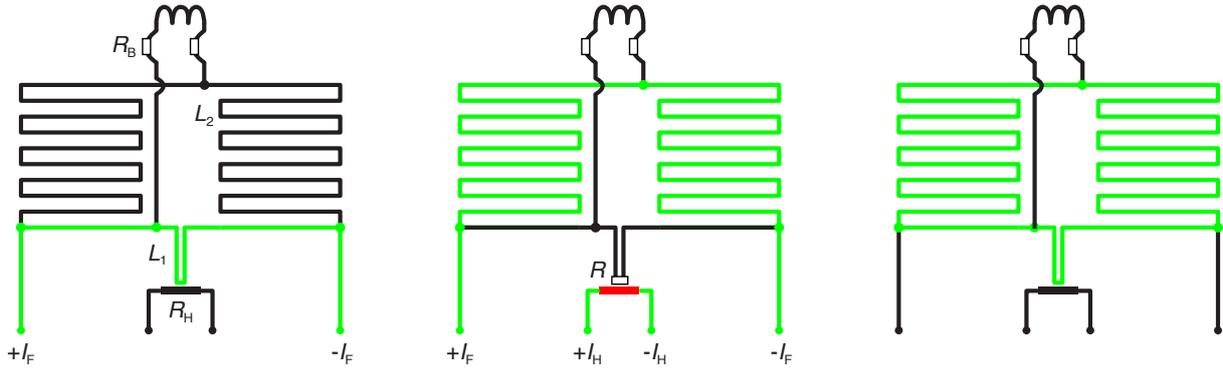


Abbildung 4.14: Präparation des Dauerstroms. Stromdurchflossene Elemente sind grün (hell) dargestellt. Der Heizer des Dauerstromschalters ist mit R_H gekennzeichnet. Mit einem Widerstand behaftete Elemente sind mit einem R gekennzeichnet.

1. Über die Leitungen für Feldstrom, $+I_F$ und $-I_F$, wird der Strom I_f injiziert. Der Strom teilt sich gemäß der Induktivitäten L_1 und $L_2 = 2L_M$, für die $L_1 \ll L_2$ gilt, auf. Im Schema wird angenommen, dass annähernd der gesamte Strom durch L_1 fließt.
2. Während der Strom I_0 durch L_1 fließt, wird ein definierter Heizerstrompuls über die Leitungen $+I_H$ und $-I_H$ durch den Heizer R_H des Dauerstromschalters aus normalleitendem Au:Pd geschickt. Der Au:Pd-Dünnschichtheizer bedeckt einen kleinen, aus der restlichen Detektionsschleife herausgezogenen Teil des Doppelmäanders. Seine Fläche ist so dimensioniert, dass selbst bei konstantem Heizstrom der richtigen Größe nur Niobstrukturen im Umkreis von wenigen $10\ \mu\text{m}$ über die Sprungtemperatur der Niobstruktur geheizt werden. Der Feldstrom fließt nun ausschließlich durch L_2 , da dieser Zweig noch immer supraleitend ist.
3. Die Struktur unter dem Heizer wird nach Ausschalten des Heizstroms wieder supraleitend, wodurch von L_1 und L_2 eine geschlossene supraleitende Schleife gebildet wird, in der Flusserrhaltung gilt. Der Feldstrom, der durch die Feldleitungen injiziert wird, kann nun auf Null reduziert werden. In dieser Situation hat der Fluss, der in der supraleitenden Schleife konserviert ist, die vom Doppelmäander und der Heizerstruktur gebildet wird, den Wert $\Phi = L_2 I_0$ und der eingefrorene Strom beträgt $I_0 = L_2 / (L_1 + L_2) I_f \simeq I_f$.

4.3.6 Datenaufnahme

Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, ist das Messsignal die Ausgangsspannung U_B des Integrators der Flux-Locked-Loop-Elektronik. Diese wurde üblicherweise in zwei Kanäle aufgeteilt, wobei ein Kanal als Trigger und der andere als Signalkanal dient. Beide Kanäle werden durch rauscharme Verstärker²⁴ verstärkt, die zusätzlich das Hinzuschalten von Band-Pass-Filtern zweiter Ordnung ermöglichen.

²⁴Typ SRS-560 der Firma Stanford-Research, USA

Die Analogsignale werden von einer Oszilloskopkarte²⁵ mit zwei Kanälen digitalisiert verarbeitet. Auf der Karte ist ein Trigger implementiert, der pro Kanal das Setzen einer Triggerschwelle erlaubt. Jedes aufgezeichnete Signal besitzt 16384 Spannungswerte mit einer Auflösung von 12 bit. Die Auflösung wurde durch das Abtasten des Signals mit Raten erhöht, die größer waren als die für die gewählten 16384 Spannungswerte nötig wäre, sogenanntes „Oversampling“. Etwa 1/4 der Spannungswerte jedes aufgezeichneten Signals liegt vor dem Triggerzeitpunkt. Diese werden dazu verwendet, Informationen über die Temperatur des Sensors zu extrahieren. Zusätzlich wird vor jedem fünften Signal ein Ruhesignal aufgenommen, das zur Analyse des im Detektorsignal enthaltenen Rauschens verwendet wird.

In Messungen, in denen mehr als ein Elektronikkanal ausgelesen wurde, wurden beide Kanäle gleichzeitig als Trigger- und als Signalkanal verwendet. Aufgrund der Funktionsweise dieser Oszilloskopkarte werden bei jedem Überschreiten der Triggerschwelle beide Kanäle aufgezeichnet. Dies erlaubt z.B. das Messen von thermischem und magnetischem Übersprechen. Ergebnisse dieser Messungen werden in Abschnitt 5.1.4 vorgestellt.

4.3.7 Konzepte zum kollektiven Auslesen vieler Detektoren

Bei der gleichzeitigen Forderung nach einer großen sensitiven Fläche und hoher Energieauflösung muss die Anzahl der Pixel erhöht werden, damit sich die gesamte Absorberfläche auf möglichst viele kleine Sensoren verteilt und so die Absorberwärmekapazität pro Sensor möglichst klein bleibt. Es ist abzusehen, dass die Anzahl der Pixel auf viele tausend bis zehntausend wachsen muss, um insbesondere für astronomische Anwendungen auf Satelliten mit Röntgenteleskopen interessant zu sein. Für solche Detektorarrays müssen Wege gefunden werden, die Signale auszulesen, ohne jedes SQUID einzeln zu verdrahten und eine eigene Elektronik bereithalten zu müssen. In Anbetracht der oben vorgestellten Komplexität wäre dies ein vermutlich aussichtsloses Unterfangen. Zur Lösung dieses Problems wurden in den letzten Jahren verschiedene Konzepte für das Auslesen von Tieftemperaturdetektorarrays mit Tieftemperaturmultiplexern entwickelt, von denen hier die zwei vielversprechendsten vorgestellt werden sollen.

Zeitmultiplexverfahren

In Abbildung 4.15 ist eine Schaltung eines Multiplexverfahrens in der Zeitdomäne (TDM: Time Domain Multiplexing) schematisch dargestellt [Che99, Irw01, Bey09]. Jedes der N Pixel wird von einem designierten Primär-SQUID (SQ1), das permanent fluss sensitiv ist, überwacht. Alle N SQUIDS werden über gemeinsame Versorgungsleitungen betrieben und mit einem Flussoffset beaufschlagt. Die Arbeitspunkte dieser ersten Reihe von SQUIDS können nicht durch Flussrückkopplung linearisiert werden, da für jedes SQUID ein unterschiedlicher Rückkopplungsstrom nötig wäre. Da dies aufgrund der Größe der Signale von MMCs und des relativ kleinen linearen Bereichs der SQUID-Charakteristik gewöhnlicher

²⁵CompuScope, SAC-12100, Gage, Montreal, Kanada

TDM wird als Auslesemethode von TES-Detektorarrays bereits erfolgreich angewendet. Als Beispiel ist das Atacama Cosmology Array (ACA) [Hin10] zu nennen, in dem insgesamt 3000 TES-Detektoren ausgelesen werden und der Multiplexfaktor 32 : 1 beträgt, also 32 SQUIDs mit einem Elektronikkanal ausgelesen werden. Für Experimente, in denen schnelle Anstiegszeiten erforderlich sind, oder mit hohen Zählraten gerechnet wird, ist diese Multiplexmethode, aufgrund der nötigen künstlichen Beschränkung der Bandbreite der Signale, nicht zielführend.

Frequenzmultiplexverfahren

Das Auslesen von Detektor-Arrays mittels eines Multiplexers in der Frequenzdomäne (FDM: Frequency Domain Multiplexing) soll hier für den GHz-Frequenzbereich beschrieben werden [Yoo01, Cun02, vdK02]. Die Multiplexfaktoren, die mit FDM im GHz-Bereich potentiell erreicht werden können, liegen über 1000 : 1. Das Auslesen von Tieftemperaturdetektoren mittels FDM im GHz-Bereich, so wie es hier vorgestellt wird, beruht auf einer Idee von Irwin und Lehnert [Irw04, Mat08]. Ein mögliches Schema zum Auslesen von N magnetischen Kalorimetern mit FDM ist in Abbildung 4.16 dargestellt.

Die Detektionsspule jedes der magnetischen Kalorimeter ist induktiv an ein dissipationsloses rf-SQUID gekoppelt. rf-SQUIDs fungieren hier als flussabhängige Induktivitäten [Cla04]. Jedes rf-SQUID ist an einen supraleitenden Resonanzkreis gekoppelt, der aus einer Induktivität L und einer Kapazität C besteht. Jeder Resonanzkreis hat eine designierte Resonanzfrequenz $\omega \propto 1/\sqrt{L_\Phi \cdot C}$ und ist kapazitiv über C_c an eine Transmissionsleitung gekoppelt. Diese dient dem Einspeisen und Auslesen eines Trägersignals. Das Trägersignal ist ein Frequenzkamm, der sich aus Sinusmoden zusammensetzt, die zum Anregen der Resonanzkreise nötig sind.

Eine Temperaturänderung in einem Pixel führt zu einer Stromänderung in der Einkoppelspule des zugehörigen rf-SQUIDs. Die Flussänderung im SQUID verändert dessen Induktivität und verschiebt die Resonanzfrequenz des supraleitenden Resonators. Im transmittierten Signal, nach Passieren der angekoppelten Resonanzkreise, äußert sich dies durch eine Amplituden- und Phasenänderung des Trägersignals mit zugehöriger Frequenz, welche durch homodynes Mischen mit einem Referenzsignal ermittelt werden kann. Das Signal wird in einem kryogenen Verstärker, einem sogenannten HEMT (High Electron Mobility Transistor), der sich bei einer Temperatur von etwa 4 K befindet, verstärkt. Die Frequenzbandbreite dieser Bauteile, die bis zu Frequenzen von 12 GHz reicht, legt den Bereich fest, in dem die Ausleseeinrichtung betrieben wird. Durch die große Frequenzbandbreite des HEMT und dessen großen dynamischen Bereich ist es möglich, 1000–100000 Signale in einem Bauelement aufzusummieren. Vom HEMT wird die Summe an Signalen über ein einziges Koaxialkabel bis zur Elektronik bei Raumtemperatur geführt.

Jedem Signal wird durch die Güte Q der verwendeten Resonatoren eine Bandbreite zugeordnet, die im Bereich zwischen mehreren kHz und MHz gewählt werden kann. So können selbst schnelle Signale mit dieser Methode kollektiv ausgelesen werden. Bei Raumtempera-

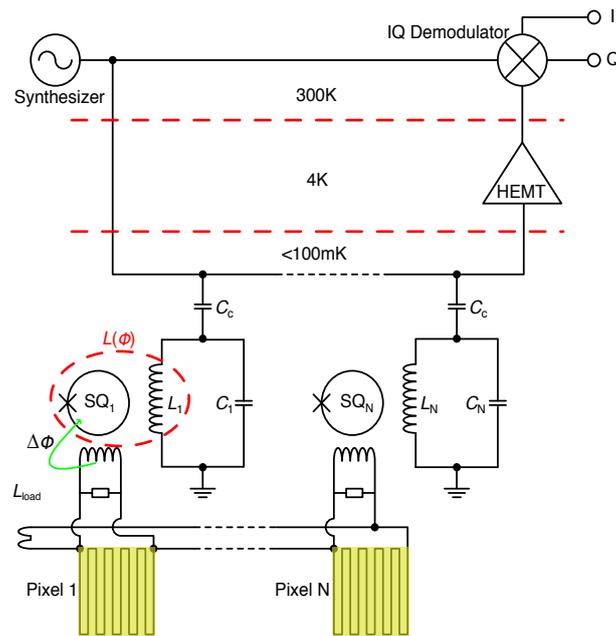


Abbildung 4.16: Schema zum Frequenzmultiplexen

tur müssen diese zunächst auf ihr Basisfrequenzband heruntergemischt werden. Die weitere Signalverarbeitung kann analog geschehen oder mittels schneller Analog-Digital-Wandler und Datenaufnahmealgorithmen.

In der jüngsten Zeit sind beim Auslesen von MMCs mit FDM große Fortschritte erzielt worden. Im Kirchhoff-Institut für Physik der Universität Heidelberg wurde ein Kryostat mit den nötigen Hochfrequenzbauteilen und entsprechender Verkabelung für das kollektive Auslesen von MMCs im Frequenzbereich von 4-8 GHz ausgerüstet. Die im hauseigenen Reinraum mikrostrukturierte Resonatorschaltung mit integrierten rf-SQUIDs und koplarem Wellenleiter wurde bereits erfolgreich getestet. Eine Dissertation, die die Umsetzung von FDM im GHz-Bereich zum Auslesen von MMCs zum Thema hat wird derzeit fertiggestellt.

4.3.8 Röntgenquelle ^{55}Fe

Zur Charakterisierung des Detektors wurde eine kommerziell erhältliche ^{55}Fe -Quelle²⁶ verwendet. Das Isotop ^{55}Fe ist instabil und zerfällt über Elektroneinfang (EC) mit einer Halbwertszeit von 2,7 Jahren. Etwa 88 % der Zerfälle finden durch den Einfang eines Elektrons der K-Schale statt. Dabei geht der ^{55}Fe -Kern in einen ^{55}Mn -Kern über.

In 90 % der Fälle wird die Vakanz in der K-Schale von einem Elektron der L-Schale aufgefüllt, wobei ein Photon mit der Energie von 5895 eV emittiert wird. Die Photonen tragen zur K_{α} -Linie des Röntgenspektrums bei. In Abbildung 4.17 ist die natürliche Linienform

²⁶QSA Global, Braunschweig, www.qsa-global.com

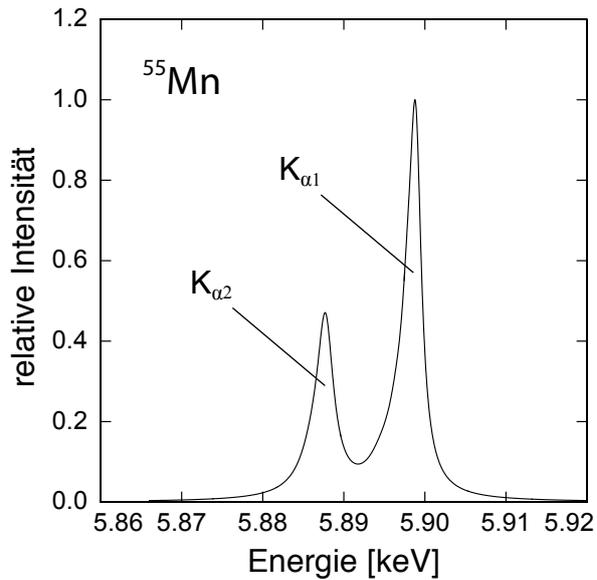


Abbildung 4.17: Natürliche Linienform der K_α-Linie von ⁵⁵Mn

der K_α-Linie von ⁵⁵Fe gezeigt, wie sie von G. Hölzer mit Hilfe eines Kristallspektrometers bestimmt wurde. Die bei höheren Energien liegende K_{α1}-Linie entspricht dem Übergang von $2p_{3/2}$ nach $1s_{1/2}$ und die K_{α2}-Linie dem Übergang von $2p_{1/2}$ nach $1s_{1/2}$. In den restlichen 10 % wird die Vakanz in der K-Schale durch ein Elektron der M-Schale aufgefüllt, wobei ein Photon der Energie von 6490 eV emittiert wird, das zur sogenannten K_β-Linie von ⁵⁵Mn beiträgt. Die natürliche Linienbreite beider Linien beträgt etwa 2,5 eV [Höl97].

Nach Herstellerangaben besaß die hier verwendete Quelle im November 2010 eine Aktivität von etwa 37 MBq. Das aktive Isotop ⁵⁵Fe ist in metallischer Form galvanisch auf der Stirnseite eines Kupferzylinders abgeschieden, der sich hinter dem 250 μm dicken Berylliumfenster eines Edelstahlbehälters (∅8 mm, 5 mm hoch) befindet.

5. Experimentelle Ergebnisse

Das folgende Kapitel teilt sich in zwei Teile auf. Der erste Teil widmet sich der Charakterisierung des in den Abschnitten 3.2.2 bis 3.2.4 beschriebenen Detektors. Diese Messungen wurden in einem ^4He -Bad Kryostaten durchgeführt, der eine ADR-Stufe besitzt, wie sie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben wurde. Der zweite Teil behandelt den Einsatz des Detektors im Pulsröhrenkühler mit ADR-Stufe, der im vorherigen Kapitel vorgestellt wurde.

5.1 Detektorcharakterisierung in einem ^4He -Bad Kryostaten mit ADR Stufe

Für die Analyse der thermodynamischen Eigenschaften der Au:Er-Sensoren sowie den Au-Absorbern, der Diskussion der Signalform und für die Messung des Röntgenspektrums der ^{55}Fe -Quelle wurde ein Detektor verwendet, bei dem nur eine der beiden mäanderförmigen Detektionsspulen mit Sensor und Absorber bedeckt war. Für die Messung des thermischen Übersprechens wurden drei Detektoren gleichzeitig ausgelesen, wobei hierfür ein mit zwei Sensoren „gradiometrisch“ bestückter und ein einfach bestückter Doppelmäander verwendet wurde.

5.1.1 Induktivität des supraleitenden Flusstransformators

In Abschnitt 2.3.2 wurde der Ausdruck für die Flussänderung im SQUID (Gleichung 2.13) hergeleitet, mit dessen Hilfe eine Berechnung der erwarteten Antwort des Detektors möglich wird. Dies kann nur gelingen, wenn die Gesamtinduktivität des supraleitenden Flusstransformators genau bekannt ist. Abbildung 5.1 zeigt links ein Ersatzschaltbild des Aufbaus, das die einzelnen Induktivitäten des Flusstransformators enthält. Dabei bezeichnet L_M die Induktivität einer der mäanderförmigen Detektionsspulen, L_i bezeichnet die Induktivität der Einkoppelspule des Detektor-SQUIDs und L_W ist die Summe der Induktivitäten aller Zuleitungen auf den Chips und der Bonddrähte. Mit R_B ist der normalleitende Widerstand der Bonddrähte aus Aluminium bezeichnet.

Für die Bestimmung der Gesamtinduktivität $L_{\text{tot}} = 1/2L_M + L_W + L_i$ des Flusstransformators wird das Flussrauschen im Detektor-SQUID gemessen. Die Messung wurde in flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4,2 K durchgeführt, so dass die Aluminiumbonds die einzigen resistiven Elemente im Kreis waren. Das gemessene Flussrauschen wird in dieser Simulation durch das Spannungsrauschen der normalleitenden Bonddrähte dominiert, welches durch $S_U = 4k_B T \cdot R_B$ gegeben ist.

Dies verursacht in der Einkoppelspule des SQUIDs ein Stromrauschen und somit im SQUID ein Flussrauschen mit der frequenzabhängigen spektralen Leistungsdichte gemäß

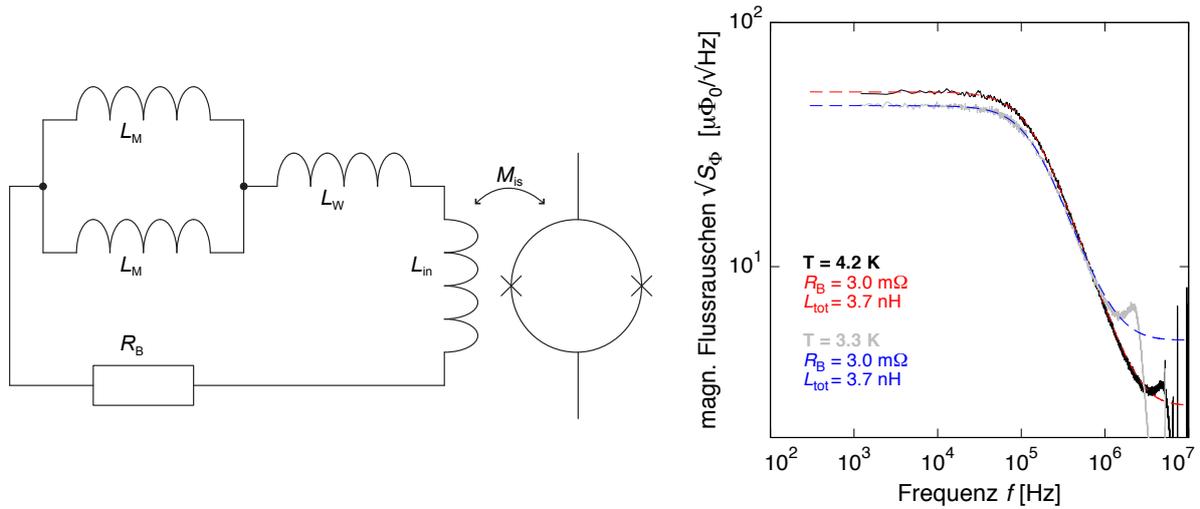


Abbildung 5.1: Links: Ersatzschaltbild des Detektoraufbaus Rechts: Magnetisches Flussrauschen im SQUID als Funktion der Frequenz bei zwei verschiedenen Temperaturen. Die gestrichelten Linien repräsentieren das berechnete Flussrauschen gemäß Gleichung 5.1 mit den gezeigten Werten für R_B und L_{tot} .

Gleichung 5.1, das die Form eines tiefpassgefilterten weißen Rauschens besitzt, wobei die Abschneidefrequenz $f_0 = 1/2\pi \cdot R_B/L_{tot}$ vom Widerstand R_B der Bonddrähte und der Induktivität L_{tot} abhängt. Das im SQUID detektierte Flussrauschen in diesem Temperaturbereich lässt sich beschreiben durch

$$S_\Phi(f) = M_{is} \cdot \frac{4k_B T}{R_B} \cdot \frac{1}{1 + (f/f_0)^2} \quad (5.1)$$

Im rechten Bild werden zwei Messungen der spektralen Dichte des magnetischen Flussrauschens im Detektor-SQUID des Detektors mit zwei Sensoren gezeigt, wobei die obere schwarze Kurve in flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4,2 K und die untere graue Kurve im Pulsröhrenkühler bei 3,3 K aufgenommen wurde. Ein Fit von Gleichung 5.1 an die Daten ist als gestrichelte Linie dargestellt. Dabei wurde die Temperatur als bekannt vorausgesetzt und sowohl R_B als auch L_{tot} variiert. Unter Verwendung der Werte $R_B = 3,0 \text{ m}\Omega$ und $L_{tot} = 3,7 \text{ nH}$ lassen sich die Kurven gut beschreiben.

Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 besprochen, kann die Induktivität der Mäander durch verschiedene numerische Methoden berechnet werden. Die berechneten Werte für einen Einzelmäander variierten je nach Annahme bei der verwendeten Simulation von 1,33 nH ($\chi = -1$ für Niob, magnetische Eindringtiefe $\lambda = 0 \text{ nm}$, keine Berücksichtigung von Randeckten) im einfachsten Fall bis 1,65 nH ($\chi = -1$ für Niob, magnetische Eindringtiefe $\lambda = 100 \text{ nm}$, Berücksichtigung von allen Randeckten). Der Wert für L_i liegen nach Angaben des Herstellers der SQUIDs und eigenen Messungen zwischen 1,8 – 2,1 nH. Messungen der Streuinduktivität ergaben Werte von etwa 0,5 nH. Damit folgt für die Induktivität eines Mäanders ein Wert von $L_M = 2,2 - 2,8 \text{ nH}$. Die gemessenen Werte für die Induk-

tivität eines Mäanders liegt somit um etwa einen Faktor 1,3 höher als der berechnete Wert. Die Ursache für den großen Unterschied zwischen Rechnung und Messung ist bislang ungeklärt. Die Abweichung ist insbesondere deshalb erstaunlich, da, wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, in den Rechnungen Randeffekte, die durch die endliche Ausdehnung des Mäanders entstehen sowie die endliche magnetische Eindringtiefe in den supraleitenden Bahnen bereits berücksichtigt wurden. In der nun folgenden weiteren Auswertung wird in jeder Rechnung, in die die Mäanderinduktivität eingeht, ein Wert von $L_M = 2,6 \text{ nH}$ verwendet.

5.1.2 Sensormagnetisierung

Zur Messung der Sensormagnetisierung wurde ein Chip des vorgestellten Detektordesigns verwendet, auf dem von den vier Doppelmäandern sieben der acht mäanderförmigen Detektionsspulen mit einem Sensor und Absorber bestückt waren. Die Messung der Sensormagnetisierung kann nur an dem Doppelmäander durchgeführt werden, der mit nur einem Sensor bestückt ist. Abbildung 5.2 zeigt für diesen Kanal den magnetischen Fluss im Detektor-SQUID als Funktion der inversen Temperatur für drei verschiedene felderzeugende Dauerströme (Symbole). Dabei entsprechen die durchgezogenen Kurven dem für Au:Er Vollmaterial erwarteten Temperaturverlauf, dessen numerische Berechnung in Abschnitt 2.2.2 besprochen wurde.

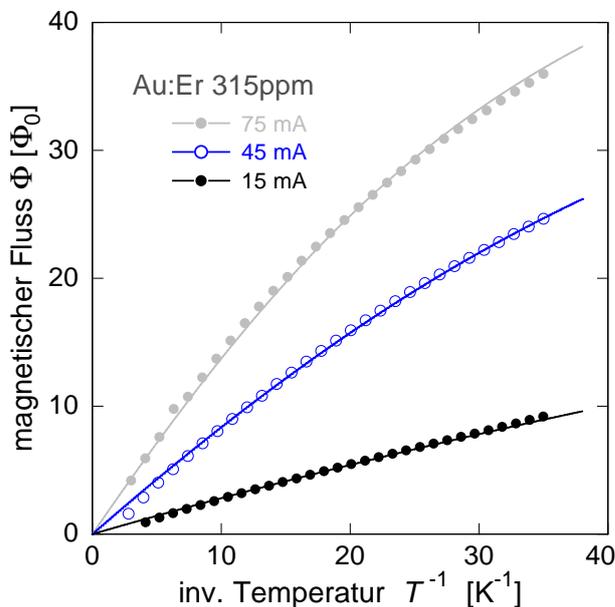


Abbildung 5.2: Temperaturverlauf des magnetischen Flusses im Detektor-SQUID als Funktion der inversen Temperatur für drei verschiedene Dauerströme.

Die angegebene Konzentration von 315 ppm wurde in einer unabhängigen Messung aus der beim Strukturieren der Detektoren anfallenden überschüssigen Folie aus Au:Er mit Hilfe eines kommerziell erhältlichen Magnetometers¹ ermittelt. Der berechnete Verlauf stimmt

¹Typ: 4MPMS, Quantum Design, San Diego, USA, www.qdusa.com

für alle Dauerströme gut mit dem gemessenen Verhalten überein. Somit kann das Magnetisierungsverhalten des Sensormaterials, welches in Dünnschichtverfahren hergestellt wurde (siehe Abschnitt 4.1), als verstanden gelten.

5.1.3 Signalform

Im Folgenden sollen aus der Analyse der Signalform weitere charakteristische Größen des Detektors bestimmt werden. In Abbildung 5.3 ist der zeitliche Verlauf der Flussänderung im Detektor-SQUID gezeigt, der bei der Absorption von Röntgenquanten der Energie 5,9 keV durch eine entsprechende Temperaturänderung im Sensor hervorgerufen wird. Die

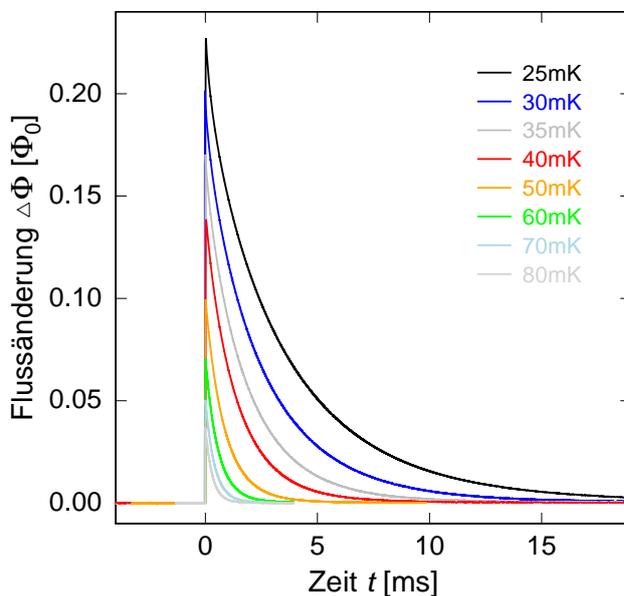


Abbildung 5.3: Detektierte Flussänderung bei der Absorption von 5,9 keV Röntgenquanten bei einem Dauerstrom von $I_0 = 45$ mA und verschiedenen Temperaturen.

Pulse wurden bei verschiedenen Temperaturen und einem felderzeugenden Dauerstrom von $I_0 = 45$ mA aufgezeichnet. Die Signalform besteht aus einem schnellen Anstieg und einer anschließenden nahezu exponentiellen Relaxation zurück zum Ausgangswert. Wie man in Abbildung 5.3 gut erkennen kann, werden die Flussänderungen mit steigender Temperatur kleiner. Aus den Werten der absoluten Pulshöhe lässt sich die Gesamtwärmekapazität extrahieren. Die Analyse der Abklingzeit ermöglicht eine Bestimmung der thermischen Kopplung zum Wärmebad und die Pulsanstiegszeit gibt Aufschluss über die Geschwindigkeit, mit der Signale ausgelesen werden können.

Thermalisierungszeit des Signals

Abbildung 5.4 zeigt die gleichen Daten wie Abbildung 5.3 mit dem Unterschied, dass die Ordinatenwerte logarithmiert wurden. In dieser einfachlogarithmischen Darstellung wird deutlich, dass die bisherige Annahme einer exponentiellen Relaxation mit nur einer Zeitkonstante nicht der Realität entspricht. Bei Pulsen für $T < 50$ mK ist zunächst ein sehr

schnelles Abklingverhalten im Bereich unter 1 ms zu beobachten. Im weiteren zeitlichen Verlauf ist eine mittlere Abklingzeit zu erkennen, die dann in eine langsame übergeht. Letzteres ist in Abbildung 5.4 bei Pulsen zwischen 35 mK und 50 mK gut zu erkennen.

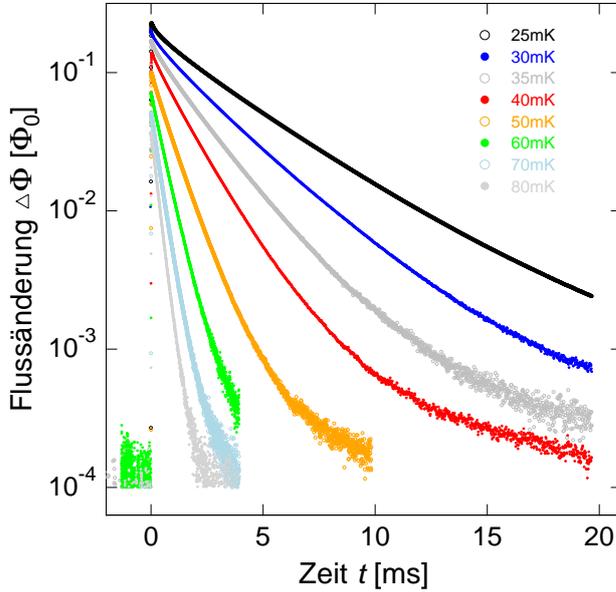


Abbildung 5.4: Detektorsignale aus Abbildung 5.3 in einer einfachlogarithmischen Darstellung.

Das sehr schnelle Abklingverhalten in der ersten Millisekunde wurde bereits in früheren Arbeiten beobachtet und wird, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, dem System der Kernquadrupolmomente der Goldatome im Au:Er zugeschrieben. Nachdem die gesamte deponierte Energie in das System der Leitungselektronen und der magnetischen Momente equilibriert und das Signalmaximum erreicht wurde, beginnt das System der Kernquadrupolmomente von Gold Energie aufzunehmen. Dieser Vorgang ist nach etwa 0,5 ms abgeschlossen. Bei der tiefsten gezeigten Temperatur beträgt die Amplitude dieses Signalanteils etwa $0,03 \Phi_0$ und verschwindet bei etwa 50 mK.

Um das Abklingverhalten des Signals genauer zu untersuchen, ist im linken Diagramm in Abbildung 5.5 aus dem oben bereits gezeigten Satz an Signalen der Puls bei 30 mK aufgetragen. Dem zeitlichen Verlauf des Pulses nach Erreichen des Signalmaximums ist die Funktion

$$T(t) = A_1 e^{-t/\tau_1} + A_2 e^{-t/\tau_2} + A_3 e^{-t/\tau_3} \quad (5.2)$$

angepasst (blaue, durchgezogene Linie). Die Zeitkonstante $\tau_2 = 2,16$ ms ist die dominante Zeitkonstante und beschreibt das Thermalisieren mit dem chipinternen Wärmebad. Dies ist der in Abbildung 5.4 deutlich erkennbare mittlere Bereich des Thermalisierungsverhaltens. Die Amplitude dieses Anteils beträgt etwa $A_2 = 0,13 \Phi_0$, was einem Anteil von 60% an der Signalamplitude entspricht. Die Thermalisierungszeit τ_2 stimmt in guter Näherung mit der aus dem Zusammenhang $\tau_2 = C_{\text{tot}}/G_b$ erwarteten überein. Die Exponentialfunktion mit Amplituden A_1 und Zeitkonstante τ_1 beschreibt das Thermalisierungsverhalten des

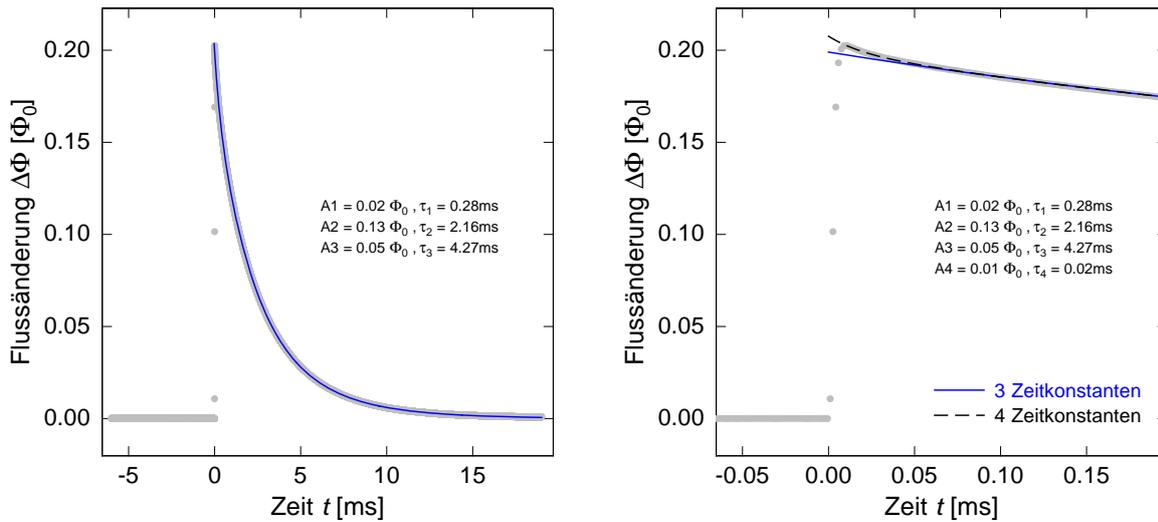


Abbildung 5.5: Im SQUID detektierte Flussänderung durch die Absorption eines Röntgenquants mit der Energie 5,9 keV, aufgezeichnet bei $T = 30$ mK und einem Dauerstrom von $I_0 = 45$ mA. **Links:** Darstellung des gesamten Signals und eine angepasste Funktion (blaue, durchgezogene Linie) aus drei Exponentialfunktionen mit Amplituden $A_1 - A_3$ und Zeitkonstanten $\tau_1 - \tau_3$. **Rechts:** Ausschnitt des gleichen Pulses bis etwa 0,2 ms; Die angepasste Funktion aus drei Exponentialfunktionen ist in blau als durchgezogene Linie dargestellt. Zum Vergleich ist als gestrichelte Linie eine angepasste Funktion mit vier Exponentialfunktionen dargestellt.

Systems der Kernquadrupolmomente der Goldatome. Die Exponentialfunktionen mit den Amplituden $A_2 = 0,13 \Phi_0$ und $A_3 = 0,05 \Phi_0$ sowie den Zeitkonstanten $\tau_2 = 2,16$ ms und $\tau_3 = 4,27$ ms beschreiben den weiteren zeitlichen Verlauf des Abklingens.

Natürlich ist in dieser Darstellung das erste Abklingverhalten, das von der Thermalisierung des Systems der Kernquadrupolmomente der Goldatome herrührt, nicht zu erkennen. Daher ist im rechten Diagramm in Abbildung 5.5 der Puls nur bis zu einer Zeit von 0,2 ms nach dem Triggerzeitpunkt dargestellt. Die blaue, durchgezogene Linie ist, analog zum linken Diagramm, die angepasste Funktion 5.2. Es wird deutlich, dass solch eine Funktion das Thermalisierungsverhalten in den ersten 0,1 ms nicht wiedergeben kann. Verwendet man allerdings eine weitere Zeitkonstante und somit eine Summe von vier Exponentialfunktionen, so lässt sich das Signal vollständig darstellen. Diese Funktion ist als gestrichelte Linie im rechten Diagramm zu sehen. Die Amplitude der zusätzlichen Exponentialfunktion beträgt $A_4 = 0,01 \Phi_0$ und deren Zeitkonstante hat den Wert $\tau_4 = 20 \mu\text{s}$. Die Beobachtung zusätzlicher Zeitkonstanten wurde erwartet und deren Existenz ist auf das unterschiedlich schnelle Thermalisieren der Kernquadrupolmomente der Goldatome zurückzuführen.

Bei dieser Temperatur und diesem Dauerstrom beträgt der Anteil an der Signalamplitude, der durch die Kernquadrupole der Goldatome bestimmt wird, $A_1 + A_4 \approx 0,03 \Phi_0$, was etwa 14% der maximalen Signalamplitude entspricht. Ab etwa 40 mK verschwindet dieser Beitrag. Der Anteil der kürzesten, vierten Exponentialfunktion an der Gesamtamplitude alleine beträgt 4,5%. Damit vergrößert sich die Signalamplitude auf einen Wert von

0,21 Φ_0 . Diese Beobachtungen sind im Einklang mit früheren Arbeiten.

Der Anteil mit der längsten Zeitkonstante $\tau_3 = 4,27 \text{ ms}$ an der Gesamtamplitude des Signals beträgt $A_3 = 0,05 \Phi_0$, was etwa 24% der maximalen Höhe des Pulses entspricht. Eine zusätzliche langsame Thermalisierung mit einem Amplitudenanteil dieser Größe wurde nicht erwartet und ist derzeit nicht erklärbar. Eine Begründung wie in [Sch00, Kem07], bei der das Substrat als zusätzliches und langsam relaxierendes System betrachtet wird, kann hier ausgeschlossen werden, da die später diskutierten Daten zum thermischen Übersprechen zeigen, dass benachbarte Pixel, welche ja gerade die Temperatur des Substrats bzw. des chipinternen Wärmebads messen, etwa 100 mal kleinere Temperaturänderungen messen.

Signalanstieg

Im Folgenden soll nun das Anstiegsverhalten des Detektorsignals nach der Absorption eines Röntgenquants untersucht werden. Die eingebrachte Energie verteilt sich zunächst auf die Leitungselektronen. In [Ens00] ist beschrieben, wie ein durch den Photoeffekt entstandenes Leitungselektron seine Energie an weitere Elektronen sowie Phononen abgibt und wie diese wiederum soweit thermalisieren, dass in einem Bereich von wenigen μm Ausdehnung die Temperatur der Leitungselektronen weniger als 1 K beträgt. Die weitere Ausbreitung der Wärme findet durch Diffusion statt und hängt stark von der Geometrie und der Diffusionskonstanten im System der Elektronen ab. Dieses Verhalten wurde durch eine Finite-Elemente Simulation mit dem Programm OpenFoam² für die gegebene Geometrie überprüft. Sie zeigt, dass die Elektronen im Absorber nach etwa 20 ns eine homogene Temperatur besitzen.

Vom Zeitpunkt, ab dem die Wärme vom System der Elektronen in das der magnetischen Momente fließt, kann, äquivalent zu Abschnitt 3.1.1, eine Betrachtung der beiden thermisch gekoppelten Wärmekapazitätssysteme angestellt werden. Der Wärmefluss kann durch ein gekoppeltes lineares Gleichungssystem zweier Differentialgleichungen beschrieben werden, dessen Lösung eine Exponentialfunktion der Form

$$\Delta\Phi(t) = A_0 \cdot (1 - e^{-t/\tau_0}) \quad (5.3)$$

darstellt. Hierbei ist τ_0 die charakteristische Zeitkonstante des Anstiegs und A_0 die Amplitude des Signals.

Die Zeit, mit der lokalisierte magnetische Momente mit vernachlässigbarer spezifischer Wärme auf die Erwärmung der Elektronen reagieren, ist durch die Korringarelation $\tau_0 = \kappa/T_{\text{el}}$ gegeben. Dabei ist $\kappa = 7 \cdot 10^{-9} \text{ Ks}$ die Korringakonstante für Au:Er [Sjö75] und T_{el} die Temperatur der Leitungselektronen. So errechnet sich für τ_0 bei einer Temperatur von 30 mK ein Wert von 233 ns. Wie in [Whi02] ausgeführt, wird für Systeme, bei denen die

²Silicon Graphics international Corp., freiverfügbar, www.openfoam.com

Wärmekapazität des Spin- und des Elektronensystems vergleichbar ist, erwartet, dass für die Anstiegszeit

$$\tau_0 \cong (1 - \beta) \cdot \kappa / T_{\text{el}} \quad (5.4)$$

gilt, wobei $\beta = C_z / C_{\text{tot}}$ gilt. Diese Annahme trifft für den hier diskutierten Sensor zu (siehe Tabelle 3.2). Für eine Temperatur von 30 mK, einen felderzeugenden Dauerstrom von 45 mA ist $\beta \approx 0,5$ und man errechnet $\tau_0 = 116$ ns.

Im linken Diagramm in Abbildung 5.6 sind die ersten $1,5 \mu\text{s}$ von drei verschieden hohen Signalen nach der Absorption eines Röntgenphotons dargestellt. Die Absorption eines Photons der K_β -Linie bewirkt das Signal mit der größten Amplitude (offene Dreiecke), die eines Photons der K_α -Linie (gefüllte Kreise) das mittlere Signal. Das niedrigste Signal (Kreuze) stammt von einem K_α -Photon, dessen Energie durch ein nicht reabsorbiertes Röntgenfluoreszenzquant von Gold reduziert ist. Die Signale steigen mit unterschiedlich steiler Flanke an und erreichen zur gleichen Zeit ihr Maximum.

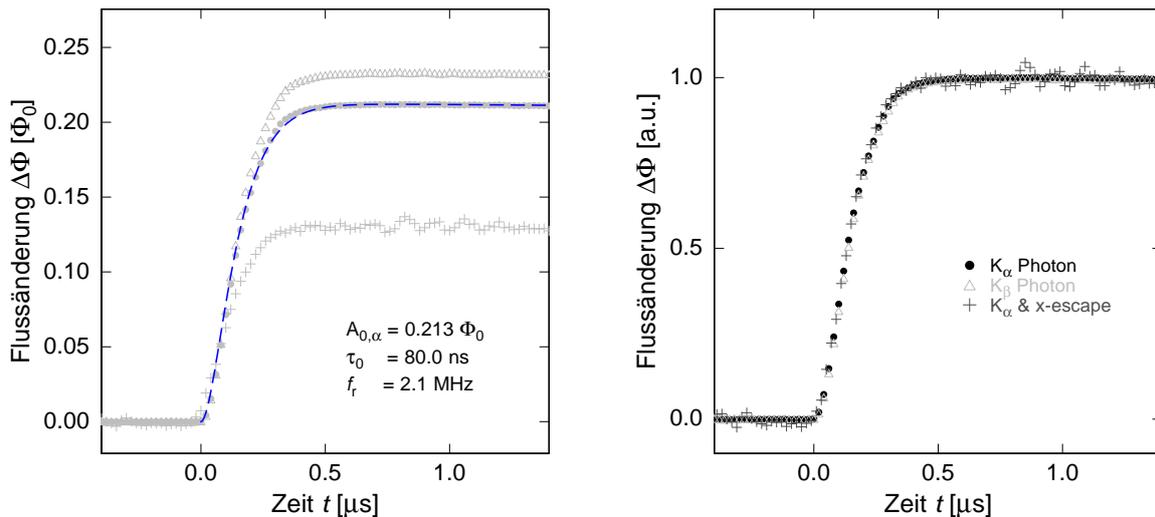


Abbildung 5.6: Links: Die drei Signale aufgetragen mit ihrer wahren Flussamplitude. Angepasst an den K_α -Puls ist ein exponentieller Anstieg des magnetischen Flusses im SQUID mit $\tau_0 = 80$ ns und nachgeschaltetem Tiefpass erster Ordnung mit einer Abschneidefrequenz von $f_r = 2,1$ MHz angepasst. **Rechts:** Auf Amplitude eins normierter Signalverlauf nach der Absorption eines K_α -, eines K_β - sowie eines Photons kleinerer Energie.

Um dies zu verdeutlichen, wurden im rechten Diagramm die links dargestellten Daten auf eine Amplitude von eins normiert. Man erkennt, dass unabhängig von der Amplitude der Signale in dieser Darstellung die Pulse aufeinander liegen. Dies bedeutet, dass der Verlauf des Anstiegs ausschließlich von der Relaxation der magnetischen Momente von Erbium in Gold bzw. der endlichen Bandbreite der SQUIDs sowie der Ausleseelektronik bestimmt wird und die endliche Signalfolgegeschwindigkeit der Elektronik hier irrelevant ist.

Bei näherer Betrachtung des Signalverlaufs im linken Diagramm in Abbildung 5.6 wird deutlich, dass kein einfachexponentielles Anstiegsverhalten vorliegt. Dies wird besonders zu Beginn des Anstiegs deutlich. Dieser Bereich würde bei einem einfachexponentiellen Anstiegsverhalten näherungsweise linear bei $t = 0$ beginnen. Dies ist jedoch nicht der Fall. Der gezeigte Verlauf des Anstiegs lässt sich durch die endliche Bandbreite der Ausleseelektronik begründen, die eine Abschneidefrequenz bei 2–4 MHz besitzt. Diese kann z.B. auch im gemessenen Leistungsspektrum des magnetischen Flussrauschens beobachtet werden. Überlagert man ein einfachexponentielles Ansteigen und Abklingen mit einem Tiefpass erster Ordnung, so ergibt dies einen Signalverlauf der Form

$$\Delta\Phi(t) = A_0 \cdot \left[\frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_r} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_r}) - \frac{\tau_0}{\tau_0 - \tau_r} (e^{-t/\tau_0} - e^{-t/\tau_r}) \right]. \quad (5.5)$$

Hierbei ist A_0 die Amplitude, τ_0 die intrinsische Anstiegszeit und τ_1 die (hier vereinfacht einzige) Thermalisierungszeit des Signals. Die Größe $\tau_r = 1/(2\pi f_r)$ ist die charakteristische Zeitkonstante, mit der die Abschneidefrequenz f_r des Tiefpasses parametrisiert wird. Die Funktion 5.5 ist im linken Diagramm in Abbildung 5.6 als blaue gestrichelte Linie dargestellt. Wählt man die Werte $A_0 = 0,213 \Phi_0$, $\tau_0 = 80 \text{ ns}$, $\tau_1 = 0,17 \text{ ms}$ und $\tau_r = 75 \text{ ns}$, was einer Abschneidefrequenz von $f_r \approx 2 \text{ MHz}$ entspricht, wird der beobachtete Anstieg bereits gut beschrieben. Da kein Leistungsspektrum des magnetischen Flussrauschens im SQUID speziell für die hier diskutierte Messung vorhanden ist, konnte der genaue Wert von f_r nicht durch diese unabhängige Messung überprüft werden.

Signalhöhe

Im Folgenden soll im Detail auf die experimentell ermittelten Pulshöhen bei verschiedenen Temperaturen und auf den daraus bestimmbaren Temperaturverlauf der spezifischen Wärmekapazität des Temperatursensors eingegangen werden.

In Abbildung 5.7 ist die Pulshöhe als Funktion der Temperatur für drei verschiedene Dauerströme gezeigt. Die experimentell bestimmten Werte sind mit Symbolen, der erwartete Verlauf mit durchgezogenen Linien gekennzeichnet. Der qualitative Verlauf der Signalhöhe mit der Temperatur wird gut von den experimentell ermittelten Werten wiedergegeben. Allerdings existiert eine Diskrepanz zwischen den gemessenen und den erwarteten Werten, die zu tiefen Temperaturen zunimmt. Die Diskrepanz liegt bei hohen Temperaturen im Bereich von 10% und bei tiefen Temperaturen sowie dem niedrigsten Strom bei etwa 35%.

Ein stark nicht lineares Verhalten des Detektors, wie es in Abschnitt 5.1.6 diskutiert wird, würde die Abweichung verkleinern. Jedoch beträgt die Nichtlinearität für diesen Detektor nur etwa 0,5% und kann daher vernachlässigt werden. Abweichungen dieser Größe wurden bereits in früheren Messungen, in denen gesputterte Au:Er Filme als Sensoren verwendet wurden, beobachtet und diskutiert [Fle09, Heu11]. Auch Messungen ohne einen Röntgenabsorber zeigten diese Diskrepanz, was betont, dass die Ursachen im gesputterten Sensormaterial zu finden sind. Eine falsche Annahme in dem Modell zur Berechnung der

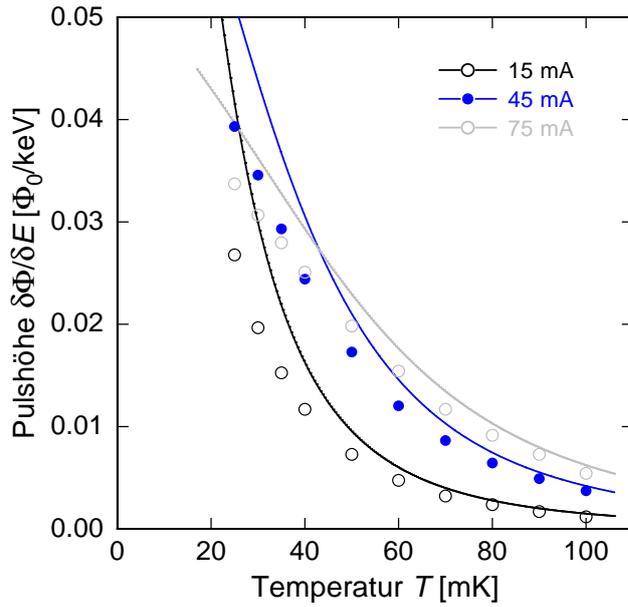


Abbildung 5.7: Pulshöhe als Funktion der Temperatur für drei verschiedene Dauerströme im Mäander.

thermodynamischen Eigenschaften in Au:Er kann durch die gute Übereinstimmung der berechneten und der experimentell ermittelten Werte für Sensoren aus gewalztem Au:Er-Vollmaterial (siehe Abschnitt 2.2.2) ausgeschlossen werden. Eine Ursache könnte in einem zusätzlichen Beitrag zur spezifischen Wärmekapazität in gesputtertem Au:Er liegen. Diese Erklärung wird durch die Beobachtung gestützt, dass in Detektoren mit gesputterten Röntgenabsorbern aus Gold, die verwendet wurden, bevor das Verfahren zum elektrochemischen Abscheiden zur Verfügung stand, ein zusätzlicher Beitrag zur spezifischen Wärme der Absorber von 5 J/K/m^3 gefunden wurde. Dies soll im Folgenden genauer analysiert werden.

Die Signalhöhe ist abhängig von der Gesamtwärmekapazität C_{tot} und der Sensormagnetisierung $\partial M/\partial T$ beschrieben in Abschnitt 5.2. Da letztere in einer von der Wärmekapazität unabhängigen Messung bestimmt wird, entspricht die Messung der Signalhöhe indirekt einer Messung der Gesamtwärmekapazität C_{tot} des Detektors, genaugenommen des Anteils hiervon, der innerhalb weniger μs ins Gleichgewicht kommt. Sie kann durch

$$C_{\text{tot}} = \frac{\partial \Phi}{\partial T} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial E} \right)^{-1} \quad (5.6)$$

berechnet werden, wobei $\partial \Phi/\partial T$ die Temperaturabhängigkeit der im SQUID gemessenen Sensormagnetisierung und $\partial \Phi/\partial E$ die ermittelte Signalhöhe ist. Von der aus den gemessenen Pulshöhen extrahierten Gesamtwärmekapazität wurde die Absorberwärmekapazität, berechnet nach $C_A = \gamma T V_A/V_{\text{Au,mol}}$, substrahiert. Im linken Diagramm in Abbildung 5.8 ist die spezifische Wärmekapazität des Temperatursensors als Funktion der Temperatur aufgetragen. Wie zu erwarten war, sind die beim Temperaturverlauf der Pulshöhen beobachteten Abweichungen ebenfalls zu sehen.

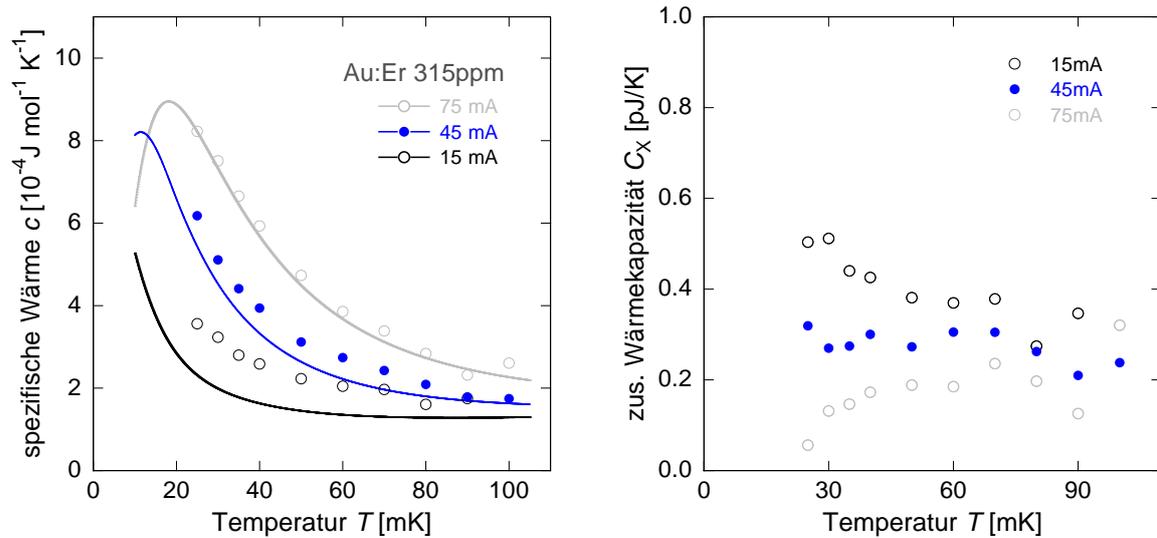


Abbildung 5.8: Links: Spezifische Wärme des Sensors als Funktion der Temperatur. Rechts: Zusätzliche Wärmekapazität als Funktion der Temperatur.

Im rechten Diagramm in Abbildung 5.8 ist die Differenz zwischen der aus den gemessenen Pulshöhen ermittelten und der berechneten spezifischen Wärme als Funktion der Temperatur aufgetragen. Diese Differenz wird im Folgenden als zusätzliche Wärmekapazität C_X bezeichnet. Sie ist abhängig vom felderzeugenden Strom und liegt für den größten Strom bei etwa $0,2 \text{ pJ/K}$ und für den niedrigsten Strom bei etwa $0,4 \text{ pJ/K}$. Dies entspricht einer zusätzlichen spezifischen Wärme von $1,6 \text{ J/K/m}^3$ bzw. $3,3 \text{ J/K/m}^3$. Eine klare Abhängigkeit von der Temperatur ist nicht zu erkennen. Der Anteil von C_X liegt zwischen 14 % und 30 % der Gesamtwärmekapazität des hier verwendeten Detektors.

Um der Frage nachzugehen, ob magnetische Verunreinigungen in gesputterten Au-Filmen für den Beitrag C_X verantwortlich sind, wurde ein solcher Film in einem kommerziellen Magnetometer (siehe Abschnitt 5.2) analysiert, mit dem Ergebnis, dass sich der Goldfilm erwartungsgemäß diamagnetisch verhält und magnetische Verunreinigungen mit Konzentrationen über 10 ppm Fe-äquivalent ausgeschlossen werden können. Es bleibt weiterhin ungeklärt, welche Ursache dieser zusätzliche Beitrag zur spezifischen Wärme in gesputtertem Au und Au:Er hat. Zwei mögliche Erklärungen sind atomare Tunnelsysteme und die Kernquadrupolaufspaltung von Goldkernen auf Gitterplätzen mit nicht-kubischem Kristallfeld. Die schlechte kristalline Qualität von gesputtertem Gold, die sich auch in niedrigen Restwiderstandsverhältnissen dieser Filme ausdrückt, könnte für beide Erklärungen ein Hinweis sein.

Thermische Leitfähigkeit vom Sensor zum Bad

Durch das Anpassen einer Summe von vier Exponentialfunktionen für Signale bei verschiedenen Temperaturen und den felderzeugenden Dauerströmen von 15 mA, 45 mA und

75 mA wurden die Flächen $\int_0^\infty \Delta T(t) dt$ unter den Temperaturpulsen $\Delta T(t)$ bestimmt, welche die von einem Röntgenphoton eingetragene Energie ΔE über

$$\Delta E = \int_0^\infty \dot{Q}(t) dt = G_c \int_0^\infty \Delta T dt \quad (5.7)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit zwischen Temperatursensor und Wärmebad³ verknüpft.

Abbildung 5.9 zeigt die über die Gleichung 5.7 ermittelte Wärmeleitfähigkeit $G_c(T)$ als Funktion der Temperatur in Form von Symbolen. Da der Sensor einerseits über eine metallische Verbindung und andererseits phononisch über das Substrat mit dem Bad verbunden ist, erwartet man für die thermische Leitfähigkeit

$$G_c(T) = aT + h_k/A T^3 \quad (5.8)$$

Hierbei beschreibt der erste Summand die thermische Leitfähigkeit durch die mikrostrukturierte thermische Verbindung aus gesputtertem Gold. Er hängt ab von der Geometrie und dem elektrischen Widerstand der Kopplung und kann mit Hilfe des Wiedemann-Franz-Gesetzes durch $a = \mathcal{L} \cdot 1/\rho \cdot hw/l$ berechnet werden. Hierbei ist $h = 220$ nm die Höhe,

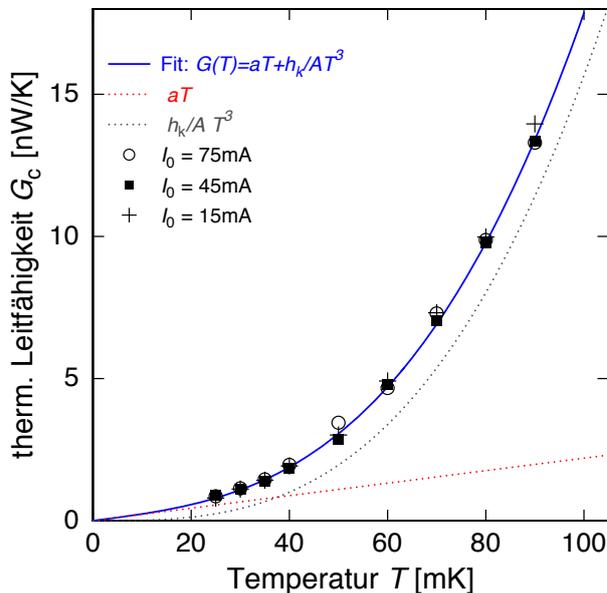


Abbildung 5.9: Gemessene thermische Leitfähigkeit zwischen Sensor und Bad (Symbole) als Funktion der Temperatur.

$l = 260 \mu\text{m}$ die Länge, und $w = 20 \mu\text{m}$ die Breite der Verbindung. \mathcal{L} ist die Lorentzzahl und mit ρ ist der spezifische Widerstand des Materials bezeichnet, aus dem die Kopplung gefertigt wurde. Man erwartet für den Vorfaktor des ersten Terms also den Wert $a = 20 \text{ nW/K}^2$.

³Um präzise zu sein, handelt es sich bei diesem Wärmebad um den Chiphalter und nicht um das chipinterne Wärmebad.

Der zweite Summand beschreibt die thermische Leitfähigkeit vom Au:Er-Sensor zum Substrat. An einer Grenzfläche zweier Materialien muss ein Phononenfluss von einem Material in das andere einen Grenzflächenwiderstand überwinden, der abhängig von deren gemeinsamer Kontaktfläche A und den akustischen Impedanzen der beiden Materialien ist.

In dem hier betrachteten Fall ist das eine Material Au:Er und das andere die Oberfläche des oxidierten Siliziumwafers. In dem hier besprochenen Fall wird vereinfachend eine Gold-Siliziumoxid-Grenzfläche angenommen und andere Materialien in Zwischenschichten, wie der Mäander aus Niob und die SiO_2 -Lage, vernachlässigt. Der Vorfaktor h_k/A beträgt für diese Materialkombination nach [Swa89] $h_k/A = 15,8 \mu\text{W}/\text{K}^4$.

Die erwartete Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit G_c zwischen Sensor und Bad aus Gleichung 5.8 wurde an die gemessenen Werte von G_c angepasst, wobei die Vorfaktoren a und h_k variiert wurden. Die angepasste Funktion ist als blaue, durchgezogene Linie in Abbildung 5.8 gezeigt. Zusätzlich sind der lineare und der kubische Anteil der Funktion als gepunktete Kurven dargestellt. Für die Vorfaktoren erhält man aus dieser Anpassung die Werte $a = 22 \text{ nW}/\text{K}^2$ und $h_k/A = 15,7 \mu\text{W}/\text{K}^4$, womit sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den erwarteten Werten ergibt.

5.1.4 Thermisches Übersprechen

Im Hinblick auf den Entwicklungsschritt von Einkanal-Detektoren zu Detektoren mit mehreren Sensoren in enger Nachbarschaft, sogenannten Arrays, muss dem thermischen Übersprechen zwischen den Sensoren, das über die stets vorhandenen thermischen Kopplungen entsteht, große Beachtung geschenkt werden. Das Übersprechen muss zu den bisher genannten Rauschquellen hinzugezählt werden und ist damit insbesondere im Falle hoher Zählraten ein möglicher limitierender Beitrag der Energieauflösung.

Theoretischer Ansatz

Für die Diskussion des thermischen Übersprechens ist in Abbildung 5.12 ein einfaches Modell eines Ausschnitts der entwickelten Detektorzeile dargestellt. Die Geometrie und Anordnung der Pixel und des ersten Wärmebads entspricht dem in Abschnitt 3.2.4 vorgestellten Detektorchip. Zunächst soll der Fall untersucht werden, in dem sowohl alle thermischen Kopplungen, als auch die Wärmebäder metallischen Charakter haben sollen. Pixel eins und zwei mit Wärmekapazitäten C_{tot} sind jeweils über thermische Kopplungen G_b mit dem gemeinsamen chipinternen Wärmebad verbunden. Dieses erste Wärmebad ist eine $5 \mu\text{m}$ dicke und $2000 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ große Schicht aus galvanisch abgeschiedenem Gold mit Wärmekapazität C_{b1} und thermischer Leitfähigkeit κ . Durch eine weitere thermische Kopplung G_{bb} ist dieses mit einem zweiten Wärmebad, dem Chiphalter aus Kupfer, verbunden, der die Wärmekapazität C_{b2} besitzt. In der nun folgenden Berechnung wird in guter Näherung angenommen, dass $G_{bb} \gg G_{b1}$ und $C_{b2} \gg C_{b1}$ gilt.

Da die Verbindung zwischen Pixel 1 bzw. Pixel 2 und dem chipinternen Wärmebad, so-

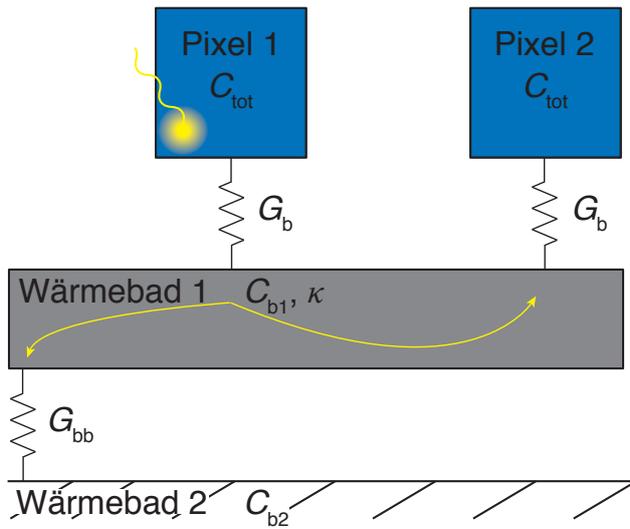


Abbildung 5.10: Thermisches Modell benachbarter Pixel, mit Wärmekapazitäten C_{tot} , die über metallische thermische Kopplungen G_b mit einem ebenfalls metallischen Wärmebad mit Wärmekapazität C_{b1} und thermischer Leitfähigkeit κ , verbunden sind.

wie zwischen dem chipinternen Wärmebad und dem zweiten Wärmebad als metallisch angenommen werden, wird die Wärme vor allem durch die freien Elektronen im Metall geleitet, was als rein diffusiver Prozess betrachtet werden kann. Für die Berechnung des Übersprechens zum zweiten Sensor wurde daher die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c\rho} \nabla(\kappa \nabla T) \quad (5.9)$$

verwendet. Die Badtemperatur beträgt in der durchgeführten numerischen Berechnung $T = 30$ mK. Den Pixeln ist eine Wärmekapazität von $C_{\text{tot}} = 1,4$ pJ/K zugeordnet und deren thermische Kopplung zum chipinternen Wärmebad besitzt eine Wärmeleitfähigkeit von $G_b = 0,9$ nW/K. Diese Werte führen rechnerisch zu einer Abklingzeit des Signals von $\tau_1 = 2$ ms. Bei $T = 30$ mK beträgt die Wärmekapazität des chipinternen Wärmebads $C_{b1} = 11$ pJ/K. Die spezifische Wärmeleitfähigkeit hat den Wert $\kappa = 0,5$ W/K/m, was für den gesamten Wärmebadstreifen in Längsrichtung einer Wärmeleitfähigkeit von $G_{b1} = 0,6$ μ W/K entspricht. Das chipinterne Wärmebad ist an einem Ende metallisch mit dem zweiten Wärmebad, dem Chiphalter, verbunden. Um die sehr gute thermische Kopplung zum zweiten Wärmebad zu simulieren, wurde die Temperatur dieses Endes des chipinternen Wärmebads konstant auf 30 mK gehalten. Die Simulation beginnt zum Zeitpunkt $t = 0$, bei dem die Temperaturänderung des ersten Sensors aufgrund der Absorption eines Teilchens den fiktiven Wert $\Delta T = 1$ mK beträgt.

Abbildung 5.11 stellt den zeitlichen Temperaturverlauf des ersten Pixels nach Absorption eines Röntgenquants (linke Ordinate) dar. Zusätzlich ist der zeitliche Temperaturverlauf nach Absorption des Röntgenquants im unmittelbar benachbarten Pixel gezeigt (rechte Ordinate). Die Anstiegszeit des Signals im zweiten Pixel beträgt 0,7 ms und die Abklingzeit 3 ms. Die Größe des Übersprechens im direkt benachbarten Pixel beträgt etwa 0,07 % des direkten Signals. Bereits bei einem Auflösungsvermögen von etwa $E_\gamma / \Delta E_{\text{FWHM}} = 1400$ wäre ein Störsignal dieser Größe nicht zu vernachlässigen. In Realität existiert parallel zum

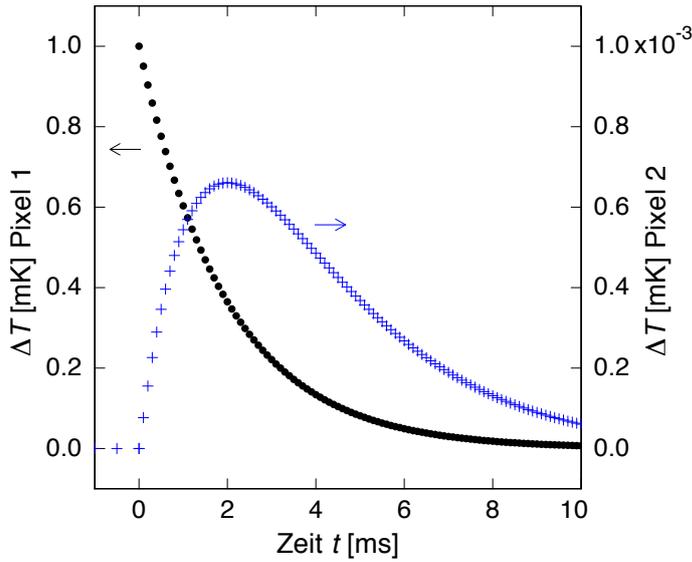


Abbildung 5.11: Direktes Temperatursignal (Punkte) im getroffenen Pixel 1, aufgetragen bezüglich der linken Achse und Übersprechen über das metallische Wärmebad (Kreuze) in Pixel 2, aufgetragen bezüglich der rechten Achse.

chipinternen Wärmebad eine weitere Verbindung zwischen den Pixeln, das Siliziumsubstrat, auf dem die Detektoren strukturiert wurden. In Abbildung 5.12 ist dieses Schema dargestellt. Pixel 1 und 2 sind sowohl über das chipinterne Wärmebad, als auch über das Substrat, miteinander verbunden. Die Wärme kann also in das Substrat gelangen und über diesen Weg das zweite Pixel erwärmen. Betrachtet man diese Art des Übersprechens, so erkennt man, dass für eine Beschreibung dieses Phänomens zwei Vorgänge von Bedeutung sind. Zum einen ist dies der Phononenfluss durch die Grenzfläche zwischen Sensor und Substrat bzw. zwischen Substrat und Chiphalter, der in Abschnitt 5.1.3 besprochen wurde, und zum anderen die Ausbreitung der Wärme im Substrat. Die zugehörigen Wärmewiderstände sind in der Abbildung mit R_b bzw. R_{bb} gekennzeichnet. Die in das Substrat transmittierten Phononen breiten sich im einkristallinen Siliziumsubstrat bei den üblichen Arbeitstemperaturen im Millikelvinbereich hauptsächlich ballistisch aus. An Ober- und Unterseite des Substrats können die Phononen reflektiert oder in angrenzende Materialien transmittiert werden.

Im Folgenden soll der Beitrag zum thermischen Übersprechen, der allein durch die Verbindung zwischen den Pixeln durch das Substrat entsteht, näher betrachtet werden. Die dem Kapitza-Widerstand entsprechende Wärmeleitfähigkeit kann mit dem phononischen Anteil von Gleichung 5.8 parametrisiert werden. Für die gemeinsame Kontaktfläche A und für den Vorfaktor h_k werden die Werte aus Abschnitt 5.1.3 verwendet. Bei $T = 30 \text{ mK}$ erhält man $G_c = 0,42 \text{ nW/K}$. Vergleicht man diesen Wert mit dem zu Anfang dieses Abschnitts berechneten Wert der metallischen thermischen Kopplung von $G_b = 0,9 \text{ nW/K}$ so erkennt man, dass sich die beiden Werte nur etwa um einen Faktor zwei unterscheiden. Dies lässt den Schluss zu, dass der Beitrag zum thermischen Übersprechen über das Substrat nicht zu vernachlässigen ist.

Unter der Annahme, dass ballistische Phononen im Siliziumsubstrat insbesondere an der

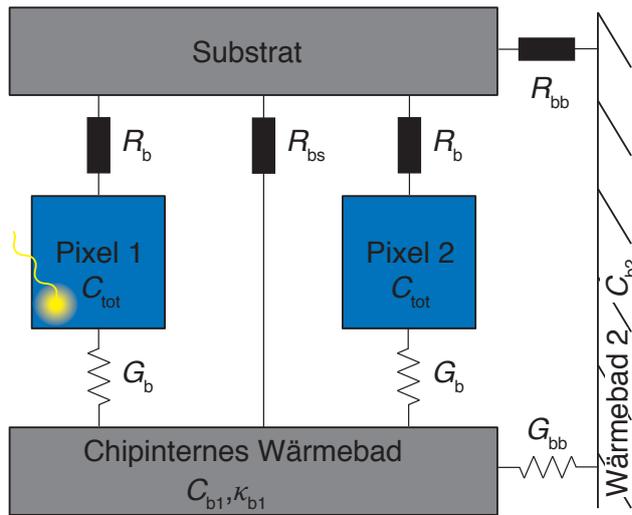


Abbildung 5.12: Schemazeichnung zweier Pixel, die phononisch über das Substrat und über das chipinterne Wärmebad miteinander verbunden sind. Die Grenzflächenwiderstände sind mit R_b und R_{bb} angedeutet. Das chipinterne Wärmebad ist über den Grenzflächenwiderstand R_{bs} mit dem Substrat verbunden.

Unterseite des Substrats diffus streuen kann eine Diffusionskonstante für diesen Prozess durch $D \cong v \cdot \ell$ grob abgeschätzt werden. Hierbei ist $v \approx 6000$ m/s die Schallgeschwindigkeit bei tiefen Temperaturen in Silizium und $\ell = 300 \mu\text{m}$ die mittlere freie Weglänge, die hier mit der Dicke des Siliziumwafers gleichgesetzt wurde. Man erhält $D \approx (2 \text{ mm}^2)/\mu\text{s}$, was bedeutet, dass sich die ballistischen Phononen, nachdem sie an einer beliebigen Stelle ins Substrat kamen nach etwa $10 \mu\text{s}$ annähernd gleichmäßig über das Chipvolumen verteilt haben. Dieser phononische Beitrag zum Übersprechen kann also zu Signalen in benachbarten Pixeln führen, die mit verhältnismäßig kurze Zeitkonstanten ansteigen.

Diese Betrachtung lässt desweiteren die Vermutung zu, dass das oben für die rein metallischen thermischen Verbindungen simulierte thermische Übersprechen von $0,07\%$ zwischen den Pixeln durch die Existenz des Substrats stark reduziert wird. Da das chipinterne Wärmebad über eine sehr viel größere Fläche an das Substrat gekoppelt ist als ein einzelnes Pixel, fließt vermutlich ein Großteil der Wärme vom chipinternen Wärmebad in das Substrat, anstatt durch die metallische thermische Verbindung G_{b1} in das benachbarte Pixel.

Messung des thermischen Übersprechens

Wie im vorherigen Abschnitt besprochen, ist bei Detektorarrays ein Störbeitrag durch Übersprechen thermischer und magnetischer Art möglich. Im Folgenden sollen Messungen des Übersprechens diskutiert werden, wobei davon auszugehen ist, dass das thermische gegenüber dem magnetischen Übersprechen dominieren wird (siehe Abschnitt 3.1.2). Für die Durchführung der Messung wurde ein Detektorchip ausgewählt, wie er in Abbildung 5.13 schematisch dargestellt ist.

Von den vier nahezu gradiometrischen Doppelmäandern sind in diesem Fall drei mit zwei Sensoren bestückt. Auf dem vierten Doppelmäander ist nur ein Sensor mit Absorber strukturiert. Mit dieser Anordnung kann das thermische Übersprechen auf die zwei in Abbildung 5.13 angedeuteten Weisen gemessen werden:

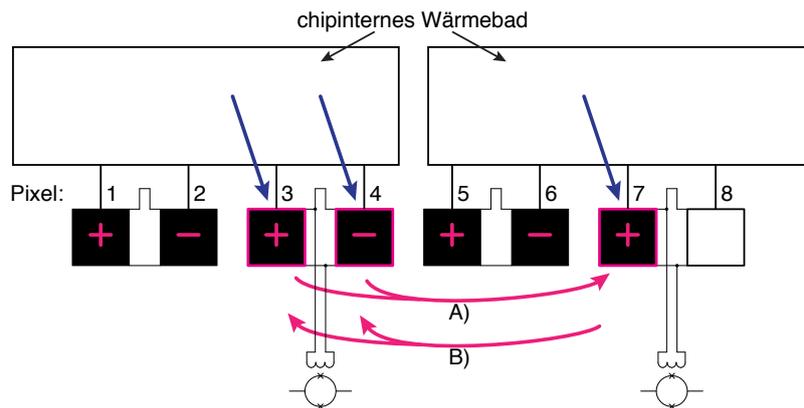


Abbildung 5.13: Schematische Darstellung des Detektorschips, der zur Messung des Übersprechens verwendet wurde. Pixel 1-7 sind mit Sensor und Absorber bestückt, Pixel acht ist unbelegt. Die geraden, blauen Pfeile zeigen an, auf welche Pixel Röntgenquanten kollimiert wurden. Die geschwungenen Pfeile verdeutlichen die zwei möglichen Messungen. Die Vorzeichen „+/-“ in den Pixeln zeigen an, ob in dieser speziellen Messung die aufgezeichneten Signale ein positives oder ein negatives Vorzeichen besaßen.

- A) Übersprechen auf einen mit nur einem Sensor bestückten Detektorkanal. In diesem Fall wird das Übersprechen in Pixel 7 bei Absorption in Pixel 3 und 4 untersucht.
- B) Übersprechen auf einen mit zwei Sensoren bestückten Detektorkanal. Hierbei wird das Übersprechen in Pixel 3 und 4 bei Absorption in Pixel 7 betrachtet.

Aufgrund dieser Auswahl der ausgelesenen Pixel betrachtet man also eine Situation, in der die Sensoren nur durch das Substrat miteinander verbunden sind und nicht zusätzlich über das chipinterne Wärmebad. Beide im Folgenden diskutierten Messungen wurden bei einer Detektortemperatur von $T = 30 \text{ mK}$ durchgeführt.

So wurden in einer ersten Messung Röntgenquanten (blaue Pfeile) mit einer Energie von $5,9 \text{ keV}$ in Pixel 3 und Pixel 4 gestoppt. Gleichzeitig wurde bei jedem getriggerten Ereignis nicht nur der Puls selbst, sondern auch das „Ruhe-signal“ von Pixel 7 aufgezeichnet. Diese Messung ist im linken Diagramm in Abbildung 5.14 dargestellt. Die vom SQUID detektierte Flussänderung, die durch absorbierte Röntgenquanten in den Pixeln 3 bzw. 4 hervorgerufen wurde, ist bezüglich der linken Ordinate aufgetragen. Dabei stammt der positive Puls von Pixel 3 und der negative Puls von Pixel 4. Da diese Signale auch zum Triggern verwendet wurden, ist ein Hochpassfilter mit einer Abschneidefrequenz von $0,3 \text{ Hz}$ verwendet worden, um eine Drift der Signale zu verhindern.

Auf der rechten Ordinate ist die gleichzeitig gemessene Flussänderung in Pixel 7 aufgetragen. Da die direkten Absorptionseignisse wegen ihrer Polarität den Pixeln 3 bzw. 4 zugeordnet werden können, kann hierbei unterschieden werden, ob das Übersprechen durch eine Absorption in Pixel 3 (schwarze Kreuze) oder in Pixel 4 (blaue Kreise) hervorgerufen wurde. Die relative Höhe des Übersprechens im Vergleich zur Amplitude des Pulses, der durch direkte Absorption hervorgerufen wird, beträgt in beiden Fällen etwa $1,2 \%$. Eine

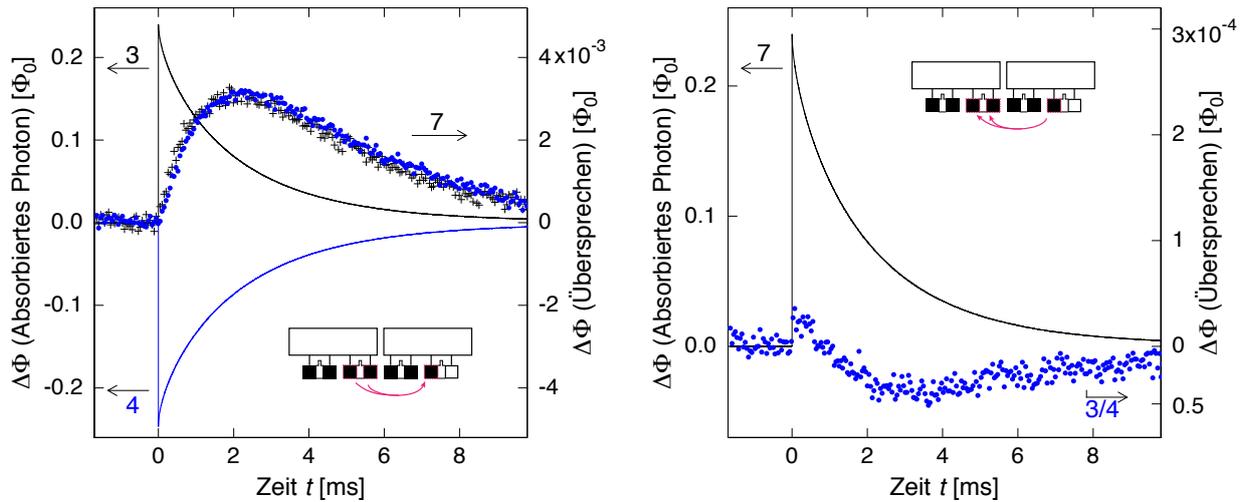


Abbildung 5.14: Links: Thermisches Übersprechen gemessen in dem mit nur einem Sensor bestückten Detektor. Das von direkter Absorption in Pixel 3 (positives Signal) hervorgerufen Übersprechen ist mit schwarzen Kreuzen, das von direkter Absorption in Pixel 4 (negatives Signal) verursachte Übersprechen ist mit blauen Kreisen markiert. Rechts: Thermisches Übersprechen gemessen in einem mit zwei Sensoren bestückten Detektor.

kleine Differenz der beiden Signale kommt vermutlich dadurch zustande, dass die Doppelmäander nicht vollständig gradiometrisch sind. Dies wird hauptsächlich durch die von einem Mäander verlängerte Leiterschleife verursacht, die zum Dauerstromschalter führt.

Um die Größe des Übersprechens auf einen Detektorkanal zu bestimmen, dessen Pixel jeweils mit Sensor und Absorber bestückt sind, wurde eine zweite Messung durchgeführt. Dabei wurden Röntgenquanten in Pixel 7 absorbiert und das Übersprechen in Pixel 3 und 4 gemessen. In diesem Fall sollten sich die Sensoren der Pixel 3 und 4 näherungsweise im gleichen Maße erwärmen, was zu Signalen mit entgegengesetztem Vorzeichen führt. Bei einem vollständig gradiometrischen Doppelmäander würden sich so die Signale gegenseitig auslöschen. Das Messergebnis, das im rechten Diagramm in Abbildung 5.14 dargestellt ist, bestätigt jedoch die oben erwähnte leichte Abweichung von einer vollständigen Gradiometrie. Das durch direkte Absorption in Pixel 7 hervorgerufene Signal ist bezüglich der linken Ordinate aufgetragen, das durch Übersprechen (blaue Kreise) hervorgerufene Signal im Auslesekanal von Pixel 3 und 4 bezüglich der rechten. Die Höhe des gemessenen Übersprechens relativ zur Höhe des Primärpulses beträgt etwa 0,01 %.

Eine mögliche Beeinträchtigung der Energieauflösung des Detektors durch Übersprechen lässt sich beurteilen, indem man die gleiche Argumentation wie in Abschnitt 3.1.2 anwendet. Für eine Höhe des Primärpulses von $\Delta\Phi_{\text{direkt}} \approx 270 \text{ m}\Phi_0$ und einer absoluten Höhe des Übersprechens von $\Delta\Phi_X \approx 27\mu\Phi_0$ beträgt das Verhältnis $\Delta\Phi_{\text{direkt}}/\Delta\Phi_X = 10000$. Vergleicht man dies mit dem zu erwartenden Auflösungsvermögen des Detektors von $5,9 \text{ keV}/2,1 \text{ eV} = 2810$ wird deutlich, dass die Energieauflösung von symmetrisch bestückten Doppelmäandern durch das thermische Übersprechen nicht beeinflusst wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde noch eine dritte Messung durchgeführt, die das Übersprechen zwischen direkt benachbarten Detektoren untersuchen sollte. Hierfür wurde wieder das Einzelpixel 7, sowie Pixel 5 und 6 als doppelt bestückter Detektor ausgelesen. Die registrierten Pulse wurden in dieser Messung stark durch ein 50 Hz-Störsignal beeinflusst, was die Auswertung erschwerte. Die relative Größe des im Einzelpixel gemessenen Übersprechens liegt in diesem Fall zwischen 2 % und 4 %. Die Größe des Übersprechens im doppelt bestückter Detektor konnte aufgrund der 50 Hz-Störung nicht bestimmt werden.

Im rechten Diagramm in Abbildung 5.14 ist neben dem Übersprechen thermischen Ursprungs in der ersten Millisekunde ein weiterer kleiner Beitrag mit sehr kurzer Anstiegszeit zu erkennen. Dieser hat seinen Ursprung vermutlich im magnetischen Übersprechen zwischen den hier betrachteten Pixeln oder den Leitungen für die Auslesung der Detektor-SQUIDs.

5.1.5 Rauschen

In Abbildung 5.15 ist eine Messung der spektralen Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens im Detektor-SQUID $\sqrt{S_{\Phi}}$ als Funktion der Frequenz dargestellt (Kreuze). Zur Zeit der Aufzeichnung betrug die Temperatur auf der Detektorstufe $T = 23 \text{ mK}$ und der felderzeugende Dauerstrom im Doppelmäander $I_0 = 30 \text{ mA}$. Das Spektrum ist aus zwei Einzelmessungen zusammengesetzt, wobei der niederfrequente Teil aus den Ruhesignalen der im nächsten Abschnitt diskutierten Messung des Fluoreszenzspektrums von Mn^{55} entnommen wurde. Bei dieser Messung wurden die Signale in Zeitfenstern mit einer Länge von 26 ms aufgezeichnet, was dazu führt, dass die Frequenzauflösung dieser Messung bei etwa 40 Hz liegt. Zudem wurde ein Tiefpassfilter von 30 kHz verwendet, der die hochfrequente Grenze dieses Teils der Daten festlegt. Der hochfrequente Bereich des Rauschspektrums wurde gesondert kurz vor Aufnahme des Fluoreszenzspektrums aufgezeichnet. Er erlaubt eine Analyse des Rauschens oberhalb von etwa 10^4 Hz bis zur hochfrequenten Grenze, die durch einen externen 1 MHz Tiefpassfilter zwischen SQUID-Elektronik und ADC-Karte festgelegt wurde.

Das magnetische Flussrauschen sollte sich durch die in Abschnitt 3.1.3 hergeleitete Gleichung 3.11 und die darin enthaltenden Beiträge beschreiben lassen. Wie in Abschnitt 3.1.2 gezeigt, ist der Beitrag des magnetischen Johnson-Rauschens im SQUID durch normaleitende Elemente vernachlässigbar klein und wird hier nicht weiter diskutiert. Das Rauschen setzt sich also durch die Beiträge der thermodynamischen Energiefluktuationen $\sqrt{S_{\text{TD}}}$, des $1/f$ -Rauschens der Er-Ionen $\sqrt{S_{\text{Er}}}$ und aus dem Flussrauschen des SQUID $\sqrt{S_{\text{SQUID}}}$ zusammen. Bei der Modellierung des Rauschens wurde die in Abschnitt 5.7 gefundene zusätzliche Wärmekapazität und die in Abschnitt 5.1.1 bestimmte Induktivität des Flusstransformators berücksichtigt.

In Abbildung 5.15 sind die genannten Beiträge zum Flussrauschen im Detektor-SQUID als gestrichelte Linien dargestellt und das sich dadurch ergebende Gesamtrauschen als durchgezogene Linie. Das gemessene Flussrauschen zeigt für hohe Frequenzen ein frequenzunab-

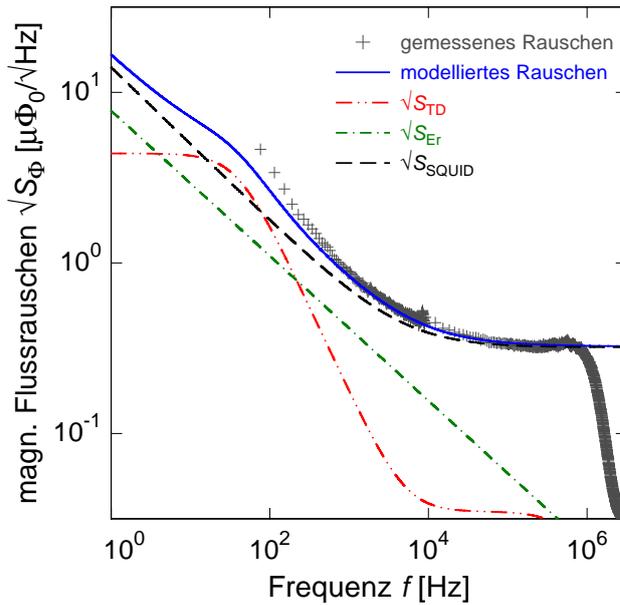


Abbildung 5.15: Messung des magnetischen Flussrauschens als Funktion der Frequenz (Symbole). Die erwarteten Rauschbeiträge sind als unterbrochene und deren Summe als durchgezogene Linien dargestellt.

hängiges Verhalten, das durch das weiße Flussrauschen des SQUIDs in diesem Frequenzbereich gut beschrieben wird. Das Niveau dieses weißen Rauschens liegt bei $0,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Der Beitrag des SQUIDs steigt zu niedrigen Frequenzen proportional zu $1/f^\alpha$ an, wobei Exponenten zwischen 0,8 und 1,0 beobachtet wurden [Dru11]. Für die in Abbildung 5.15 gezeigte Kurve wurde $\alpha = 0,9$ angenommen. Der Wert des $1/f$ -Beitrags des SQUIDs bei 1 Hz wurde auf $14 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ festgelegt. Dieser Wert liegt deutlich über dem in Abschnitt 3.2.2 angenommenen, allerdings wurden auch in früheren Arbeiten zum Teil $1/f$ -Beiträge in dieser Höhe beobachtet [Heu11, Pab08]. Desweiteren streuen nach [Dru11] die Werte für diesen Beitrag stark und Messungen mit SQUIDs, deren Einkoppelpule nicht belastet wurde, haben ebenfalls Werte zwischen $3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und $15 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bestätigt.

Unterhalb einer Frequenz von etwa 500 Hz wird das Rauschen durch das $1/f$ -Rauschen der Erbiumionen und durch die thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen Sensor und Bad bestimmt. Durch den nach unten begrenzten Frequenzbereich der Messung ist das Verhalten des Rauschens, das durch das niederfrequente Plateau der thermodynamischen Energiefluktuationen bestimmt wird, nur im Ansatz zu erkennen. Da dieser Bereich stark von der Thermalisierungszeit der Signale abhängt, wurde zur Berechnung des erwarteten thermodynamischen Rauschens ein Puls aus dem zur Rauschmessung gehörigen Fluoreszenzspektrum nach dem gleichen Vorgehen wie bei der Diskussion des Thermalisierungsverhalten der Signale in Abschnitt 5.1.3 analysiert. Dabei ergab sich eine dominante Thermalisierungszeit von 4 ms und eine Anstiegszeit von etwa 100 ns. Zusammen mit der Temperatur und der Gesamtwärmekapazität des Detektors ist damit nach Gleichung 3.1 die Form der thermodynamischen Energiefluktuationen festgelegt.

Der $1/f$ -Beitrag der Erbiumionen, der in Abschnitt 3.1 behandelt wurde, wird durch Gleichung 3.10 beschrieben. Bei der Modellierung des hier gezeigten magnetischen Flussrauschens wurde der empirisch ermittelte Wert $S_m = 0,12 \mu_B/\sqrt{\text{Hz}}$ für die Rauschleistung

des magnetischen Moments eines Erbiumions bei $f = 1$ Hz verwendet [Fle09]. Der Beitrag verläuft proportional zu $1/f^\alpha$, wobei der Exponent α in bisher entwickelten magnetischen Kalorimetern Werte zwischen 0,8 und 1 annahm. In Abbildung 5.15 wird ein Wert von $\alpha = 0,85$ verwendet.

Das aus diesen drei erwarteten Beiträgen resultierende Rauschen stimmt mit dem gemessenen Leistungsspektrum bei hohen Frequenzen gut überein. Man erkennt jedoch eine Abweichung beim Übergang vom weißen Rauschen zum Frequenzbereich, der durch die thermodynamischen Energiefluktuationen bestimmt wird. Diese Abweichung nimmt zu niedrigeren Frequenzen hin zu. In Abschnitt 5.1.6 wird bei der Diskussion der erreichten Energieauflösung auf die eben diskutierte Messung des magnetischen Flussrauschens noch einmal eingegangen.

5.1.6 Röntgenfluoreszenzspektrum von ^{55}Fe

Eine weitere wichtige Charakterisierungsmessung war die Aufzeichnung eines Röntgenfluoreszenzspektrums von ^{55}Mn mit dem hier diskutierten Detektor. Bei einer Rate von etwa zwei Ereignissen pro Sekunde wurden insgesamt etwa 19000 Ereignisse aufgezeichnet, wobei vor jedem zehnten Röntgenereignis ein Ruhesignal aufgenommen wurde. Jedes Ereignis wurde mit 16384 Spannungswerten und einer Auflösung von 12 bit und 8-fachem Oversampling in einem Zeitfenster von 26 ms aufgezeichnet. Die Spannungswerte im ersten Viertel des Zeitfensters lagen dabei vor dem Triggerzeitpunkt.

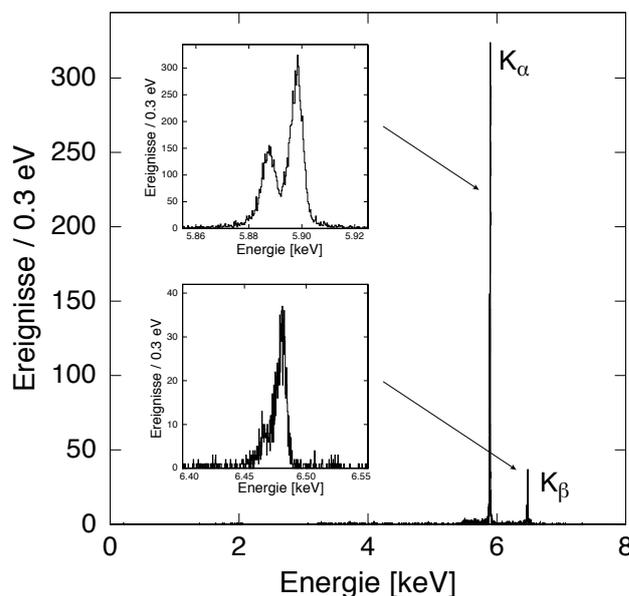


Abbildung 5.16: Röntgenfluoreszenzspektrum von ^{55}Mn . Die K_α - und K_β -Linie sind zusätzlich vergrößert dargestellt.

Bei der hier vorgestellten Messung wurde ein Doppelmäander ausgelesen, der mit nur einem Sensor und Absorber bestückt war. Die Signale wurden mit einem Tiefpass von 30 kHz gefiltert und 10-fach verstärkt. Da kein Hochpassfilter gewählt wurde, kann der Mittelwert des Signals vor dem Triggerzeitpunkt, hier Pretrigger-Offset genannt, als Temperaturin-

formation verwendet werden. Ändert sich die Temperatur des Detektorchips, hat dies eine Änderung des Pretrigger-Offsets zur Folge. Die Korrelation dieser Temperaturinformation und der Amplitude des entsprechenden Photonereignisses, lässt für jedes einzelne Ereignis eine Feinkorrektur der Signalamplitude entsprechend der jeweils herrschenden Detektor-temperatur zu. Aufgrund der Leistungsfähigkeit dieses Korrekturverfahrens wurde auf eine Stabilisierung der Temperatur der Detektorstufe während des Aufzeichnens von Spektren verzichtet, um potentielle Rauschquellen durch die Verbindung des Kryostaten mit einer Regelungselektronik außerhalb des Kryostaten zu vermeiden. Die Temperatur des Detektors driftete während der Aufzeichnung in etwa 2,5 Stunden von 22,4 mK auf 23,0 mK.

Die Ereignisse wurden nach der Aufzeichnung mit dem zu Beginn des Abschnitts 3.1 beschriebenen optimalen Filter weiter prozessiert. Dazu wird mit den etwa 2000 aufgenommenen Ruhesignalen das Rauschen während der Aufzeichnung berechnet. Zusätzlich wird durch das Mitteln möglichst vieler Pulse, die zur K_α -Linie beitragen, ein Musterpuls erstellt. Mit der zugehörigen Punktantwortfunktion, der Fouriertransformierten des Musterpulses und dem gemittelten Rauschspektrum, wird die Filterfunktion erstellt, die auf jedes aufgezeichnete Ereignis angewandt wird. So erhält man für jedes Ereignis eine Signalamplitude relativ zum Musterpuls, deren Häufigkeitsverteilung das Spektrum der ^{55}Fe -Quelle darstellt.

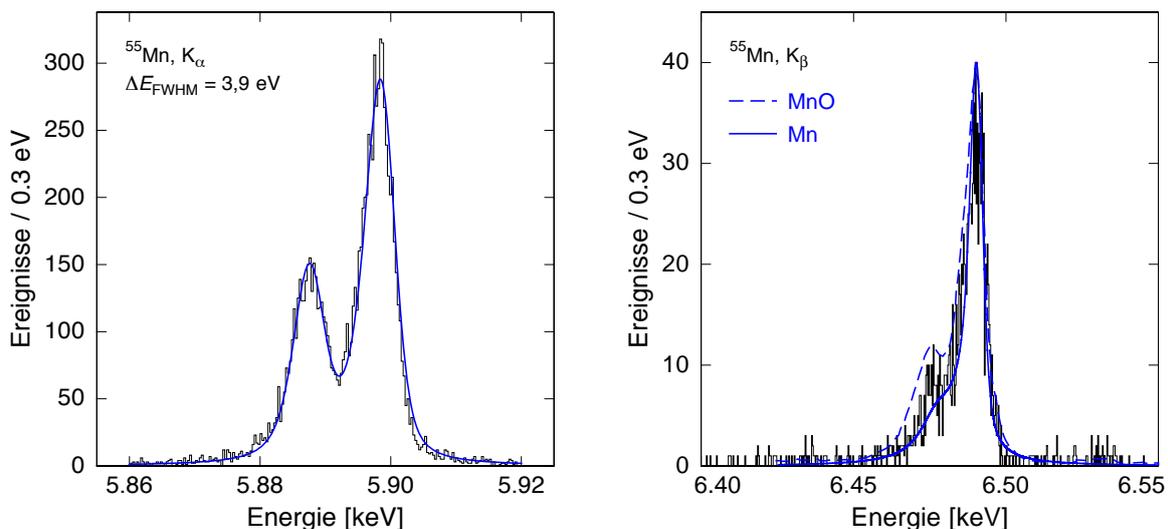


Abbildung 5.17: Links: Gemessene Linienform der K_α -Linie. Die durchgezogene Linie ist eine angepasste Faltung der natürlichen Linienform aus Abbildung 4.17 mit einer Gaußverteilung mit der Halbwertsbreite von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,9 \text{ eV}$. **Rechts:** Gemessene Linienform der K_β -Linie. Die durchgezogene Linie zeigt wiederum die angepasste Faltung einer Gaußverteilung. Die blaue gestrichelte Linie beschreibt die natürliche Linienform von MnO.

In Abbildung 5.16 ist das so aufgezeichnete Fluoreszenzspektrum von ^{55}Mn abgebildet. Vor der Berechnung des Histogramm wurde für jedes Ereignis der Einfluss der Temperaturdrift auf die Signalamplitude mit Hilfe der oben beschriebenen Korrelation korrigiert. Zusätzlich sind die Energiebereiche der K_α -Linie und der K_β -Linie vergrößert dargestellt. Bei

allen Histogrammen ist die Energieskala in Intervalle der Breite $0,3\text{ eV}$ unterteilt worden. Die Energieskala wurde entsprechend der kristallspektrometrischen Messungen aus [Höl97] anhand der Lage der K_α - und K_β -Linie kalibriert. Hierbei wurde die Nichtlinearität des Detektors, die im folgenden Abschnitt 5.1.6 diskutiert wird, berücksichtigt.

In Abbildung 5.17 ist im linken Diagramm die K_α -Linie des oben vorgestellten Fluoreszenzspektrums von ^{55}Mn im Detail dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt die angepasste Faltung der natürlichen Linienform mit einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,9\text{ eV}$. Die erreichte Energieauflösung wird in einem späteren Abschnitt mit den berechneten Vorhersagen für diesen Detektor verglichen.

Im rechten Diagramm in Abbildung 5.17 ist die K_β -Linie des obigen Spektrums gezeigt. Die blaue durchgezogene Linie stellt wiederum die Faltung der natürlichen Linienform aus [Höl97] mit einer Gaußverteilung dar. Dabei wurde angenommen, dass die ^{55}Fe -Quelle nur Eisen in metallischer Form und keine Oxide hiervon enthält. Der Einflusses des chemischen Bindungszustandes von Mangan auf die Linienform der K_β -Linie für ^{55}Mn in verschiedenen chemischen Verbindungen wird in [Sak03] untersucht. Die zusätzlich dargestellte blaue gestrichelte Linie beschreibt die natürliche Linienform der K_β -Linie von MnO und lässt die Interpretation zu, dass das zu ^{55}Mn zerfallende Isotop ^{55}Fe nicht ausschließlich in metallischer, sondern auch teilweise oxidiert vorliegt. Um diese Behauptung zu stützen müsste allerdings eine Messung mit höherer Statistik in der K_β -Linie untersucht werden.

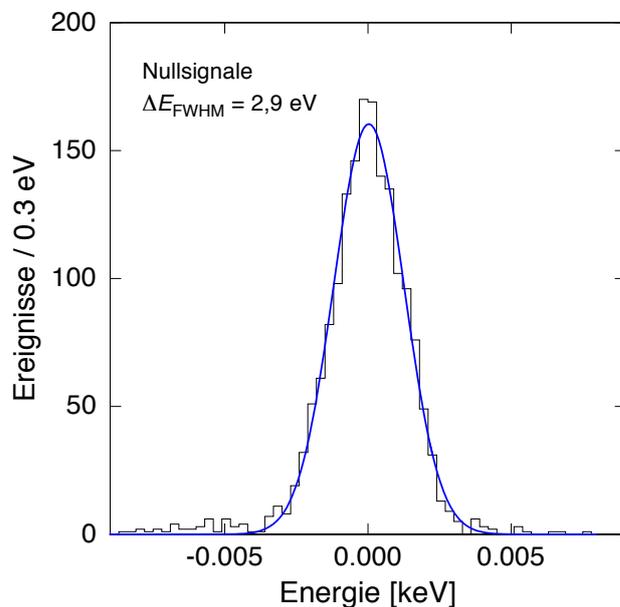


Abbildung 5.18: Während des Fluoreszenzspektrum aufgezeichnete Energieverteilung der Ruhsignale. Die durchgezogene Linie entspricht einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $2,9\text{ eV}$.

Die Beiträge zum stationären Rauschen, das den aufgezeichneten Detektorsignalen überlagert ist, ist vollständig in den gespeicherten Ruhsignalen wieder zu finden. Aus diesen lässt sich eine untere Energieauflösungsgrenze des Detektors für diese Messung berechnen. Dazu wurde der oben beschriebene Algorithmus für die Zuweisung einer Energie zu

jedem einzelnen Detektorsignal auch auf die Ruhesignale angewandt. Die daraus hervorgehende Häufigkeitsverteilung der Energiewerte ist in Abbildung 5.18 dargestellt. An diese Verteilung wurde eine Gaußverteilung angepasst, die als durchgezogene Linie dargestellt ist und eine Halbwertsbreite von 2,9 eV besitzt, welche der Energieauflösung des Detektors im Limes kleiner Photonenergien entspricht. Die Abweichung dieses Wertes von der erreichten Energieauflösung von 3,9 eV bei 5,9 keV sowie die Diskrepanz zur berechneten Energieauflösung wird in einem späteren Abschnitt behandelt.

Analyse der Linearität des Detektors

Ein Detektor wird als linear bezeichnet, wenn die Amplitude des Detektorsignals proportional zu der im Detektor deponierten Energie ist. Da sich bei MMCs die Temperatur des Sensors durch die absorbierte Energie erhöht, ändern sich dessen Wärmekapazität C_S und dessen Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung $\partial M/\partial T$ während des Temperaturpulses. Dies führt zu einer kleineren Amplitude des Detektorsignals als durch das Klein-Signalverhältnis $\delta\Phi/\delta E|_{\delta E \rightarrow 0}$ zu erwarten ist.

Die Änderung des magnetischen Flusses $\delta\Phi$ im Detektor-SQUID als Funktion der deponierten Energie δE kann mit einer quadratischen Näherung der Form

$$\delta\Phi \cong \left(\frac{\partial\Phi}{\partial E} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial E^2} \delta E \right) \delta E \quad (5.10)$$

beschrieben werden. Die Nichtlinearität des Detektors wurde mit Hilfe des Fluoreszenzspektrums aus Abbildung 5.17 experimentell überprüft.

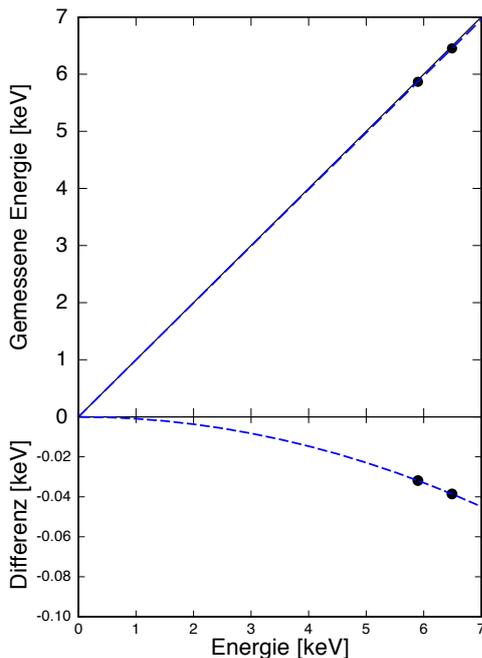


Abbildung 5.19: **Oben:** Signalgröße als „gemessene Energie“ in Abhängigkeit der Energie der K_α -Linie und der K_β -Linie für den Fall einer linearen Abhängigkeit (durchgezogene, schwarze Linie) und einer quadratischen Abhängigkeit (gestrichelte, blaue Linie). **Unten:** Differenz zum linearen Klein-Signalverhalten als Funktion der deponierten Energie.

Im oberen Teil von Abbildung 5.19 ist die gemessene Signalgröße der beiden Linien als „gemessene Energie“ in Abhängigkeit von der bekannten Photonenergie aufgetragen (Punkte). Das Verhalten eines perfekt linearen Detektors ist als durchgezogene schwarze Linie gekennzeichnet. Die beiden Datenpunkte liegen geringfügig unterhalb der durchgezogenen Linie, was jedoch kaum zu erkennen ist. Sie werden gut durch Gleichung 5.10 beschrieben, welche durch eine gestrichelte, blaue Linie dargestellt ist. Im unteren Teil der Abbildung ist die Abweichung vom linearen Verhalten als Funktion der deponierten Energie aufgetragen. Die Abweichung bei 5,9 keV bzw. 6,5 keV beträgt -32 eV bzw. -34 eV , was einer Nichtlinearität für beide Linien von etwa $-0,5\%$ entspricht.

In [Lin07] wird gezeigt wie der Vorfaktor des zweiten Terms in Gleichung 5.10 aus den thermodynamischen Eigenschaften des Kalorimeters berechnet werden kann:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial E^2} \delta E \cong \frac{1}{2C_{\text{tot}}} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\delta \Phi_S}{\delta E} \right) \delta E . \quad (5.11)$$

Mit der experimentell ermittelten Klein-Signal-Empfindlichkeit $\partial \Phi / \partial E$, deren Temperaturabhängigkeit und der gemessenen Gesamtwärmekapazität errechnet man eine relative Nichtlinearität bei $\delta E = 5,9\text{ keV}$ von $-0,5\%$, was einer Abweichung von 31 eV vom linearen Verhalten entspricht. Somit stimmt die gemessene Nichtlinearität sehr gut mit der Erwartung überein.

Die aufgezeichneten Daten können nun mit der die Nichtlinearität beschreibenden Funktion im gesamten Energiebereich korrigiert werden. Dabei erfahren die Linien des Rohspektrums eine energieabhängige geringfügige Verbreiterung entsprechend der oben genannten relativen Nichtlinearität bei der jeweiligen Energie.

Diskussion der Energieauflösung

Als Startpunkt für die Diskussion der Energieauflösung bietet sich die Analyse des in Abbildung 5.15 gezeigten Leistungsspektrum des magnetischen Flussrauschens im Detektor-SQUID an, das aus den während der Messung des Röntgenspektrum aufgezeichneten Ruhesignalen gewonnen wurde. Hieran soll zunächst die Abweichung zwischen der Energieauflösung aus den Ruhesignalen und jener bei $5,9\text{ keV}$ diskutiert werden.

Abbildung 5.20 zeigt die gemessene spektrale Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens im Detektor-SQUID und den berechneten Verlauf der bereits in Abschnitt 5.1.5 diskutierten Beiträge. Bei der Berechnung des Flussrauschens gehen hier eine Temperatur von 23 mK , eine Erbiumkonzentration im Sensor von $x = 315\text{ ppm}$, eine Sensorhöhe von $h_S = 1,5\text{ }\mu\text{m}$, eine Mäanderinduktivität von $L_M = 2,1\text{ nH}$ und ein Dauerstrom von $I_0 = 30\text{ mA}$ ein. Um die berechnete Pulshöhe auf den beobachteten Wert zu reduzieren, wurde zur Absorberwärmekapazität eine zusätzliche Wärmekapazität von $0,6\text{ pJ/K}$ hinzugefügt. Die bei der Diskussion des Thermalisierungs- und Anstiegsverhaltens der Signale ermittelten Werte der Signalanstiegs- und Abklingzeit bei 23 mK von $\tau_0 = 0,1\text{ }\mu\text{s}$ und $\tau_1 = 4\text{ ms}$ werden bei der hierbei berücksichtigt.

Wie zu erkennen ist, weichen die gemessenen Werte mit abnehmender Frequenz vom erwarteten Rauschen zunehmend ab, vor allem in dem Frequenzbereich, in dem die thermodynamischen Energiefluktuationen den spektralen Verlauf des Rauschens dominieren. Eine bloße Erhöhung der $1/f$ -artigen Rauschanteile ist daher nicht ausreichend um die Übereinstimmung grundlegend zu verbessern. Eine sehr viel bessere Übereinstimmung könnte jedoch erzielt werden, wenn es einen Grund gäbe, den Wert des niederfrequenten Plateaus der thermodynamischen Energiefluktuationen bei dieser Berechnung des Rauschens zu erhöhen. Das Niveau des niederfrequenten Plateaus ist durch den Ausdruck $(4k_B C_A T^2 \tau_1 \beta)^{1/2}$ gegeben. Eine erhöhte Sensorwärmekapazität würde zwar über den höheren Wert von β dieses Plateau vergrößern, allerdings müsste hierfür die doppelte Erbiumkonzentration bzw. annähernd unplausible andere Detektorparameter angenommen werden.

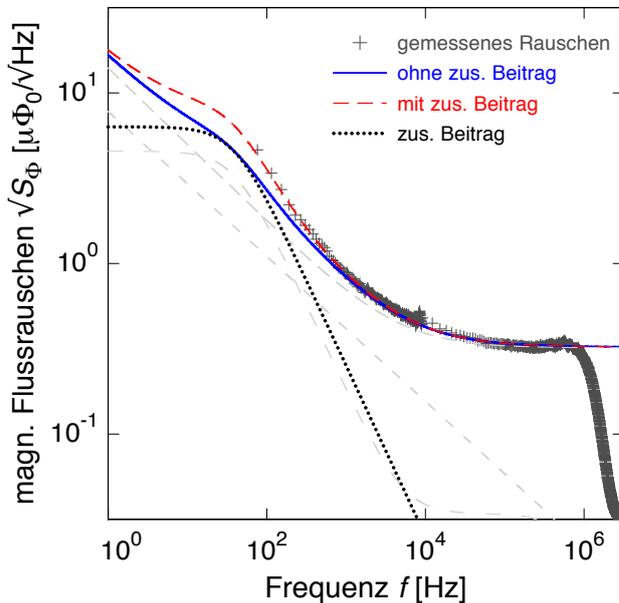


Abbildung 5.20: Gemessenes magnetisches Flussrauschen als Funktion der Frequenz (Symbole). Das durch die Werte aus Abschnitt 5.1.5 modellierte Rauschen ist als durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie stellt einen Verlauf dar, in den ein zusätzlicher Rauschbeitrag unbekannter Herkunft eingeht.

Da ein so großer Fehler der angenommenen Detektorparameter unwahrscheinlich erscheint, soll hier eine andere mögliche Ursache für das zusätzlich beobachtete niederfrequente Rauschen diskutiert werden. Verwendet man einen zusätzlichen Beitrag zum bisherigen Rauschen der Form

$$S_{\Phi,X}(f) = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)^2 \frac{S_T}{1 + (2\pi f \tau_1)^2}, \quad (5.12)$$

so lässt sich der berechnete Verlauf des magnetischen Flussrauschens auch im niederfrequenten Bereich sehr gut an das gemessene Rauschen anpassen. Hierbei ist S_T ein freier Parameter, der z.B. die Bedeutung einer spektralen Leistungsdichte von ad-hoc angenommenen Temperaturfluktuationen des Detektorchips in den Einheiten K^2/Hz besitzen könnte. In Abbildung 5.20 ist die in Abschnitt 5.1.5 besprochene Messung des Flussrauschens (Symbole) sowie der berechnete Verlauf aus Abbildung 5.15 (durchgezogene Linie), abgebildet. Desweiteren wurde zu diesem erwarteten Flussrauschen der zusätzliche

Rauschbeitrag aus Gleichung 5.12 inkohärent addiert, der hier gepunktet dargestellt ist. Für $\sqrt{S_T} = 0,6 \cdot 10^{-7} \text{ K/Hz}$ beschreibt der daraus resultierende Verlauf des modellierten Rauschens (gestrichelte Linie) den niederfrequenten Teil der Messung sehr gut. Verwendet man bei der Berechnung der Energieauflösung die spektrale Rauschleistungsdichte mit dem zusätzlichen Beitrag, erhält man eine erwartete Energieauflösung von 3,9 eV.

Der zusätzliche Beitrag hat eine Form, die bei niedrigen Frequenzen der Punktantwortfunktion, aus Gleichung 3.3 gleicht. Ein Beitrag mit dieser Frequenzabhängigkeit könnte von dem oben genannten „breitbandigen“ Rauschen der Temperatur des Detektorchips erzeugt werden, aber auch durch kleine Energieeinträge in den Sensor, verursacht durch niederenergetische und daher nicht getriggerte Photonen entstehen. Thermisches Übersprechen ist eine weitere mögliche Ursache für kleine, im betrachteten Detektorsignal nicht triggerbare Pulse, die diesen Beitrag zum niederfrequenten Flussrauschen erzeugen können. Die in Abschnitt 5.1.4 vorgestellte Messung der Größe des thermischen Übersprechens zeigt für übernächste Nachbarn, die thermisch nur über das Substrat mit einander verbunden sind, ein Übersprechen mit einer Amplitude von $27 \mu\Phi_0$. Abhängig von der Ereignisrate in benachbarten Pixeln ist das thermische Übersprechen von Nachbarpixeln als Ursache für das zusätzliche niederfrequente Rauschen durchaus denkbar. Trotz der Verwendung eines Kollimators, einer Goldfolie mit einer Öffnung über dem entsprechenden Pixel (siehe Abbildung 4.13), ist nicht auszuschließen, dass auch Nachbarpixel getroffen wurden. Da nur das designierte Pixel ausgelesen wurde, kann dies jedoch nicht überprüft werden.

In gewisser Weise passt die Erklärung des zusätzlichen niederfrequenten Rauschens durch kleine pulsartige Störungen des Detektorsignals sehr gut zu der Beobachtung, dass die aus den Ruhesignalen ermittelte Energieauflösung des Detektors von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,9 \text{ eV}$ kleiner ist als die aus dem Signal-zu-Rauschen ermittelte. Im typischerweise erwarteten, und oft realistischen Falle, dass das Rauschen unterschiedlicher Frequenzen nicht korreliert ist, sollten die mit beiden Methoden bestimmte Energieauflösung exakt gleich sein. Wird das Rauschen jedoch durch „kurzzeitige“, selten auftretende Pulse erzeugt, bei dem viele Frequenzkomponenten kohärent zusammenwirken, so ist unter Einbeziehung des verwendeten Algorithmus für die Ermittlung der Signalamplitude (optimales Filtern) denkbar, dass die aus dem Spektrum abgeleitete Energieauflösung besser als die aus dem Signal-zu-Rauschen ermittelte ist. Interessant wäre hier eine ratenabhängige Bestimmung dieser Diskrepanz, welche im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt wurde.

Im Folgenden wird die Abweichung von 1,0 eV zwischen der bei 5,9 keV ermittelten Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,9 \text{ eV}$ und der Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,9 \text{ eV}$ aus der Verteilung der Ruhesignale diskutiert. Für diese Abweichung sind offensichtlich Störungen verantwortlich, die nicht im oben diskutierten Leistungsspektrum des magnetischen Flussrauschens auftreten.

Einen kleinen Beitrag zu dieser Diskrepanz könnte eine starke Nichtlinearität der Amplitude des Detektorsignals als Funktion von der deponierten Energie liefern, die allerdings, wie in Abschnitt 5.1.6 gezeigt, klein ist und nur eine Verbreiterung der K_α -Linie von unter einem Prozent bewirkt. Desweiteren würde eine Verbreiterung der Linien bei 5,9 keV

und 6,5 keV auftreten, wenn die Anstiegszeit aufgrund langsamer Wärmediffusion abhängig vom Absorptionsort wäre. Wegen der sehr schnellen und mit der Korringa-Relation für Erbium in Gold erklärbaren Anstiegszeit aller Ereignisse, ist diese Erklärung hier nicht naheliegend. Auch die endliche Genauigkeit der oben beschriebenen Temperaturdriftkorrektur könnte einen kleinen Beitrag zur Energieabhängigkeit der Energieauflösung in diesem Spektrum beigetragen haben.

Ein weiterer möglicher, und vermutlich wichtiger, Beitrag zur Linienbreite bei 5,9 keV, der im direkten Zusammenhang mit dem Energieeintrag in den Sensor steht, ist der Verlust von Energie an das Wärmebad über athermische Phononen. Hierbei handelt es sich um Phononen, die nicht mit den Leitungselektronen im Absorber thermalisieren und, ohne im Sensor ihre Energie an das System der magnetischen Momente abzugeben, in das Substrat transmittiert werden. Dieser Vorgang könnte dann bevorzugt auftreten, wenn ein Röntgenphoton in einem der 24 Stämme absorbiert wird, die immer noch einen relativ großen Anteil an der Gesamtfläche des Absorbers von etwa 13% haben. Durch einen solchen Vorgang würde dem vom Detektor registrierten Ereignis eine etwas zu kleine Energie zugeordnet werden. Dies würde ausschließlich zu einer Verbreiterung der niederenergetischen Flanke der Linien im Spektrum führen.

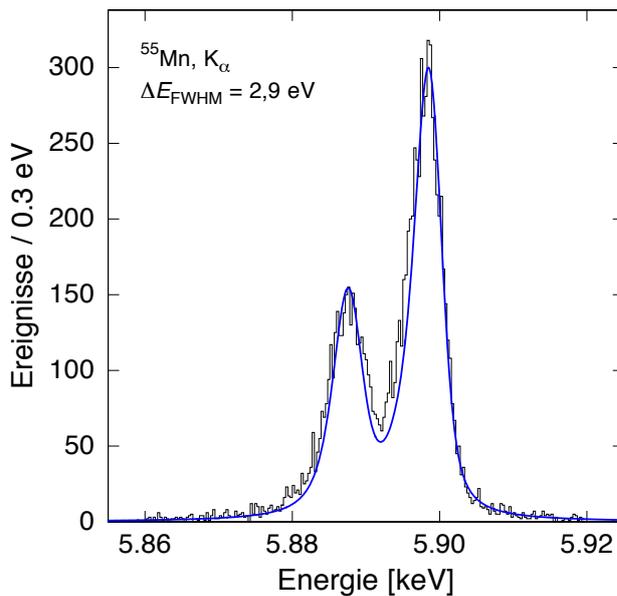


Abbildung 5.21: Gemessene Linienform der K_α -Linie (Histogramm). Die durchgezogene Linie ist eine an die hochenergetische Flanke der $K_{\alpha 1}$ -Linie angepasste Faltung der natürlichen Linienform und einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,9 \text{ eV}$.

In Abbildung 5.21 ist die Energieverteilung aus Abbildung 5.17 nochmals aufgetragen. Hierbei entspricht die durchgezogene Kurve einer an die hochenergetische Flanke der $K_{\alpha 1}$ -Linie angepasste Faltung der natürlichen Linienform mit einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,9 \text{ eV}$, die der nichtlinearitätskorrigierten Energieauflösung des Detektors bei 0 keV (aus den Ruhesignalen) entspricht. Man erkennt deutlich, dass das Minimum zwischen der $K_{\alpha 2}$ - und der $K_{\alpha 1}$ -Linie nicht gut beschrieben wird. Nimmt man an, dass die hier besprochene Energieabhängigkeit der Linienbreite nur durch athermische Phononen entsteht, würde sich die instrumentelle Linienform des Detektors aus einer

Gaußverteilung mit der Halbwertsbreite entsprechend der Energieauflösung bei 0 keV und einer niederenergetischen Schulter zusammensetzen. Da die bei zu kleinen Energien eingeordneten Ereignisse sowohl auf der niederenergetischen Seite der $K_{\alpha 2}$ - als auch auf der $K_{\alpha 1}$ -Linie auftreten, füllen sie das Minimum zwischen den Linien auf, was gut zu der hier beobachteten Form der K_{α} -Linie passt. In Zukunft kann der direkte Verlust an Energie zum Wärmebad noch stärker unterdrückt werden, indem die Kontaktfläche zwischen Sensor und Absorber weiter reduziert bzw. die Höhe der Stämme zwischen diesen vergrößert wird.

5.2 Röntgenspektroskopie im Pulsröhrenkühler mit ADR-Stufe

Im Rahmen der Vorbereitung des Detektorsystems für Messungen an der Electron-Beam-Ion-Trap am MPI-K Heidelberg wurde eine Reihe der bereits diskutierten Charakterisierungsmessungen im hierfür vorbereiteten und in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Pulsröhrenkühler mit ADR-Stufe wiederholt. Die Messung eines Röntgenspektrum der ^{55}Fe -Quelle ist in Abbildung 5.22 dargestellt und wird im Folgenden diskutiert.

Da die Linien, die zu Charakterisierungszwecken verwendet wurden, bei verhältnismäßig hohen Energien um 6 keV liegen, wurden nicht die in Abschnitt 4.3.4 vorgestellten, sehr fragilen Röntgenfenster auf der 3,3 K- und der 60 K-Stufe installiert. Stattdessen wurde in den Strahlungsschilden der beiden Temperaturstufen jeweils nur ein Röntgenfenster aus Aluminium mit einer Dicke von etwa 500 nm eingebaut. Als äußerstes Röntgenfenster wurde das beschriebene und für den Einsatz an der EBIT vorgesehene $3\ \mu\text{m}$ dicke Fenster von Moxtek verwendet. Die ^{55}Fe -Quelle wurde außerhalb des Kryostaten so nah wie möglich am Röntgenfenster montiert, so dass die Distanz zum Fenster etwa 2 mm betrug. Der Abstand zwischen Fluoreszenzquelle und Detektor betrug somit etwa 40 mm.

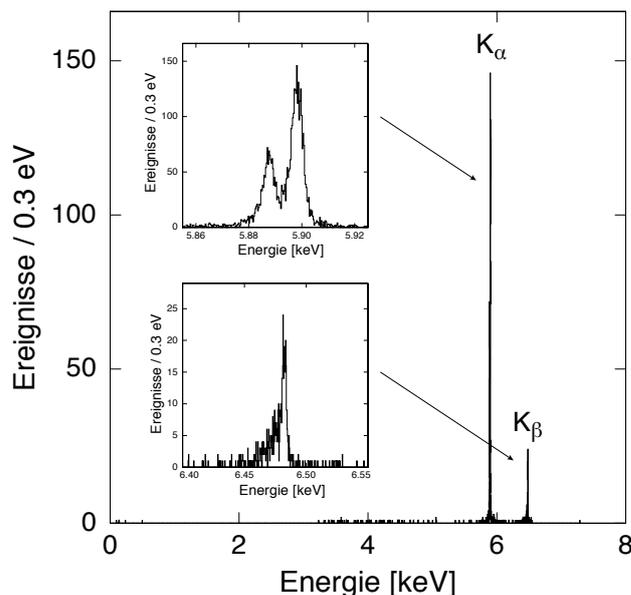


Abbildung 5.22: Röntgenfluoreszenzspektrum von ^{55}Mn mit Vergrößerung der K_{α} - und K_{β} -Linie.

Bei der hier diskutierten Messung wurden zwei Detektoren simultan ausgelesen. Dabei waren bei einem beide Mäander mit Sensor und Absorber bestückt. Der zweite Detektor war nur einseitig bestückt und fungierte bei dieser Messung als Thermometer, das zu jedem Ereignis zeitgleich eine Information über die Chiptemperatur lieferte. Die Korrelation dieser Informationen lässt eine Korrektur der temperaturabhängigen Signalgröße des Detektors für jedes einzelne Ereignis zu.

Für diese Art der Aufzeichnung wurden der Thermometer-Kanal ungefiltert aufgenommen und für den Ereigniskanal ein 0,3 Hz Hochpass sowie ein 1 MHz Tiefpass gewählt. Während der Messung wurde die Temperatur der Detektorstufe nicht stabilisiert und driftete in etwa 3 h von 28,3 mK auf 29,6 mK. Die Rate während der Messung betrug etwa 0,5 Ereignisse pro Sekunde und es wurden insgesamt 6000 Ereignisse aufgenommen, wobei vor jedem fünften Photonereignis ein Ruhesignal gespeichert wurde. Jedes Ereignis wurde mit 16384 Spannungswerten und einer Auflösung von 12 bit und zusätzlichem 8-fachen Oversampling in einem Zeitfenster von 2,6 ms aufgezeichnet. Die Spannungswerte im ersten Viertel des Zeitfensters lagen wie gehabt vor dem Triggerzeitpunkt. Die Daten wurden wie jene in Abschnitt 5.1.6 während der Aufzeichnung prozessiert und anschließend sowohl um die Temperaturdrift als auch um die Nichtlinearität korrigiert.

Das natürliche Intensitätsverhältnis zwischen K_β - und K_α -Linie beträgt $I_{K_\beta}/I_{K_\alpha} = 0,140$ [Höl97]. In den hier präsentierten Daten findet man ein Verhältnis von $I_{K_\beta}/I_{K_\alpha} = 0,144$. Ein größeres Verhältnis der beiden Linien war aufgrund der energieabhängigen Absorption in der Berylliumabdeckung der Quelle, den verwendeten Röntgenfenstern und dem Luftspalts zwischen Quelle und äußerem Röntgenfenster zu erwarten. Die Absorptionslänge in Beryllium beträgt 2,1 mm für 5,9 keV und 2,9 mm für 6,5 keV [Hen93]. Für diese Messung wurden zwei Röntgenfenster mit jeweils $0,5\mu\text{m}$ und eines mit $3\mu\text{m}$ dickem Aluminium verwendet (siehe Abschnitt 4.3.4). Die Absorptionslänge von 5,9 keV bzw. 6,5 keV Röntgenphotonen beträgt für Aluminium $32\mu\text{m}$ bzw. $42\mu\text{m}$ [Hen93]. Luft besitzt eine Absorptionslänge von 34 cm bzw. 45 cm bei 5,9 keV bzw. 6,5 keV. Unter diesen Voraussetzungen errechnet sich ein erwartetes Intensitätsverhältnis der Linien von $I_{K_\beta}/I_{K_\alpha} = 0,148$. Abgesehen von systematische Ursachen für diese Abweichung, wie z.B. einer kleineren Dicke der selbst hergestellten Röntgenfenster, kann aufgrund der geringen Ereignisse in in den betrachteten Linien, etwa 4300 in der K_α und 600 in der K_β -Linie, eine Abweichung auf diesem Niveau durch statistische Ungenauigkeit begründet werden.

Im linken Diagramm in Abbildung 5.23 ist die gemessene K_α -Linie von ^{55}Mn im Detail dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt die angepasste Faltung mit der natürlichen Linienform mit einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,4\text{eV}$. In Abbildung 5.23 ist rechts die Energieverteilung der Ruhesignale gezeigt, die während der Messung aufgezeichnet wurden. Der Verteilung wurde eine Gaußverteilung angepasst, die eine Halbwertsbreite von 3,0 eV besitzt.

Es ist also im Vergleich zu dem in Abschnitt 5.1.6 diskutierten Ergebnis (siehe Abbildung 5.17) trotz der zusätzlichen und mittlerweile stark reduzierten Störungen im pulsrohrgekühltem ADR eine signifikante Verbesserung der Energieauflösung bei 5,9 keV erreicht

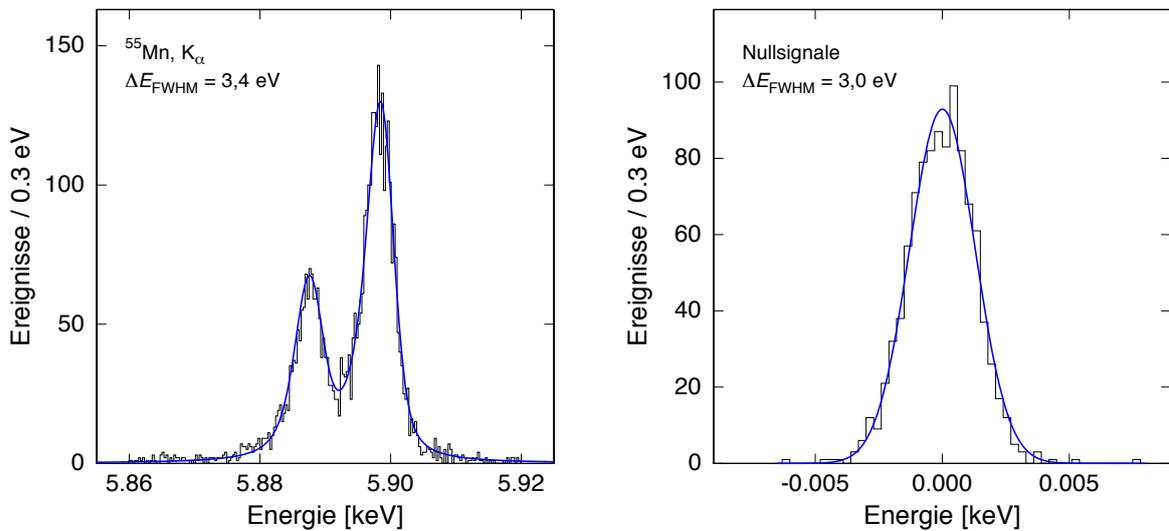


Abbildung 5.23: Links: Gemessene Linienform der K_{α} -Linie (Histogramm). Die durchgezogene Linie ist eine angepasste Faltung der natürlichen Linienform und einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $\Delta E_{FWHM} = 3,4 \text{ eV}$. **Rechts:** Energieverteilung der Ruhesignale und Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von $3,0 \text{ eV}$ (durchgezogene Linie).

worden. Die Energieauflösung, die sich aus der Häufigkeitsverteilung der Ruhesignale ergibt, ist daher annähernd gleich geblieben. Unter anderem bedeutet letzteres, dass die in Abschnitt 4.3.4 eingeführten Abschirmungen einen nahezu unbeeinträchtigten Betrieb des Detektors in der durch Magnetfelder und Vibrationen stark gestörten Umgebung erlauben.

Analysiert man die Linearität des Detektors auf dieselbe Weise wie sie in Abschnitt 5.1.6 diskutiert wurde, ergibt sich eine Abweichung der Linearität bei $5,9 \text{ keV}$ um $1,2 \%$ und um $1,5 \%$ bei $6,5 \text{ keV}$. Diese Diskrepanz zu den entsprechenden Werten aus Abschnitt 5.1.6 soll im Folgenden erklärt werden.

Abbildung 5.24 links zeigt den zeitlichen Verlauf der Flussänderung im Detektor-SQUID bei der Absorption eines K_{α} - und eines K_{β} -Röntgenphotons aus dem oben vorgestellten Röntgenspektrum. Im Vergleich zu Abbildung 5.6 ist zu erkennen, dass diese Signale mit einer „Zeitkonstanten“ von etwa 800 ns sehr viel langsamer ansteigen. Desweiteren fällt auf, dass der zeitliche Verlauf der Signale im Anstieg, trotz der unterschiedlichen Maximalwerte, identisch ist. Dies ist ein Zeichen dafür, dass nicht eine Bandbreitenlimitierung sondern eine endliche Signal-Folge-Geschwindigkeit (Slewrates) für die beobachtete Signalform verantwortlich ist. Da in dem hier verwendeten Kryostaten Detektor-SQUID und Verstärker-SQUID mit etwa 30 cm langen Drähten verbunden sind, war dies zu erwarten. Im rechten Diagramm von Abbildung 5.24 ist das K_{α} -Signal so skaliert, dass dessen zeitlicher Verlauf lange nach Erreichen des Maximums mit dem des K_{β} -Signals übereinstimmt, was im eingesetzten Diagramm zu erkennen ist. In der großen Abbildung ist der Bereich bis etwa $3 \mu\text{s}$ nach Erreichen des Signalmaximums dargestellt. Der zeitliche Verlauf des K_{α} -Signals weicht trotz Skalierung deutlich von dem des K_{β} -Signals ab.

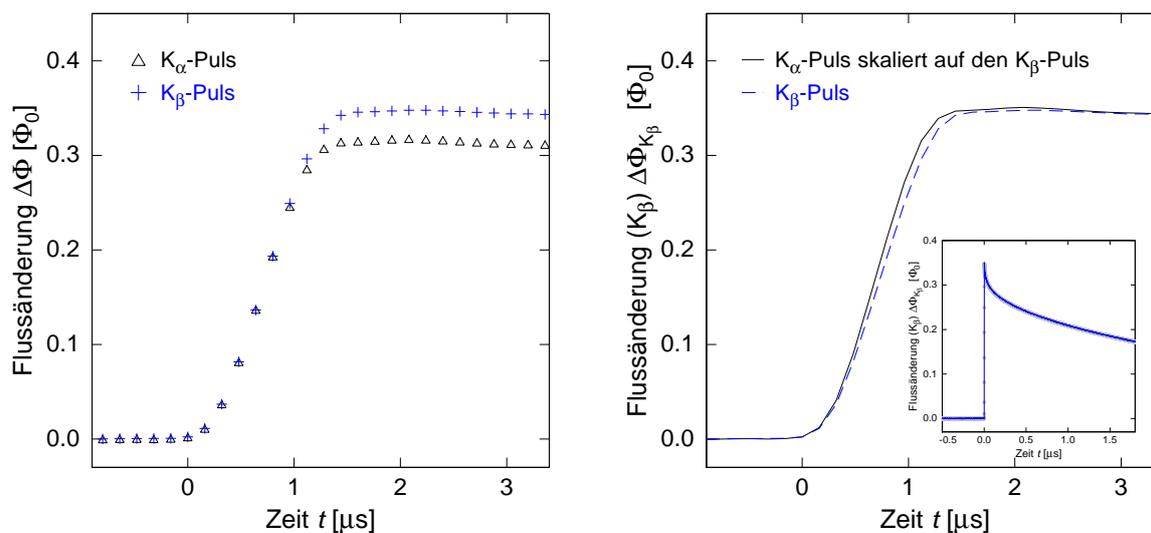


Abbildung 5.24: Links: Zeitlicher Verlauf des Anstiegs des Signals eines K_α - und K_β -Photons aus obigem Spektrum. Rechts: K_α -Signal so skaliert, dass es lange nach Erreichen des Signalmaximums auf dem K_β -Signal liegt (eingesetztes Diagramm). Deutlich zu erkennen ist die Abweichung der Signale im Anstieg.

Es kommt offenbar zu einer Verlangsamung der maximal erreichbaren Signalfolgegeschwindigkeit der FLL-Elektronik, die daher dem Signal nicht exakt folgen kann. In Verbindung mit dem hier ebenfalls verwendeten Algorithmus zur Bestimmung der Signalamplitude, dem optimalen Filter, kommt es zu einer besonders starken Gewichtung hoher Frequenzen. Dadurch hat eine kleine Variation im Anstiegsverhalten von Signalen einen großen systematischen Fehler bei der Bestimmung deren Amplitude zu Folge. Dieser zusätzliche Beitrag zur Nichtlinearität des Detektors lässt sich zukünftig durch entsprechende Konditionierung des Signals, im einfachsten Fall wäre dies ein geeigneter zusätzlicher Tiefpassfilter vor dem analog-Digital-Wandler, vermeiden.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein metallisches magnetisches Kalorimeter für die hochauflösende Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen (HCI) entwickelt und charakterisiert. Das Kalorimeter soll an einer Electron-Beam-Ion-Trap (EBIT) am MPI für Kernphysik in Heidelberg betrieben werden. Ein MMC besteht aus einem geeigneten Röntgenabsorber in gutem thermischen Kontakt mit einem paramagnetischen Temperatursensor, der sich in einem schwachen magnetischen Feld befindet. Die Absorption von Energie führt zu einer Erwärmung und einer damit verbundenen Magnetisierungsänderung des paramagnetischen Sensors, die mit rauscharmen, breitbandigen SQUID-Magnetometern ausgelesen wird.

Die Röntgenspektroskopie unter Laborbedingung an EBIT-Plasmen mit gut bekannter Zusammensetzung aus nicht-relativistischen Ionen ermöglicht dopplereffektfreie Messungen, die zur experimentellen Überprüfung von QED-Korrekturen sowie als Referenz zur Auswertung von astrophysikalischen Spektren geeignet sind. Tieftemperaturdetektoren stellen eine attraktive Alternative zu den herkömmlichen Detektionsmethoden in der Röntgenspektroskopie dar, da sie das hohe Auflösungsvermögen von Kristallspektrometern und den großen Wellenlängenakzeptanzbereich von Halbleiterdetektoren in sich vereinigen.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor besteht aus einer Zeile von acht Pixeln verteilt auf vier gradiometrische MMCs mit einer sensitiven Gesamtfläche von $0,5 \text{ mm}^2$ für die Detektion von Photonen im Energiebereich bis 30 keV . Jedes Pixel ist mit einem Absorber der Fläche $250 \times 250 \mu\text{m}^2$ aus $5 \mu\text{m}$ dickem, elektrochemisch abgeschiedenem Gold ausgestattet, dessen Quanteneffizienz 99% bei $5,9 \text{ keV}$ und 22% bei 30 keV beträgt. Die Temperatur jedes Absorbers wird von einem eigenen paramagnetischen Au:Er-Sensor ausgelesen, dessen optimale Maße und Erbiumkonzentration über eine numerische Optimierungsrechnung ermittelt wurde. Diese Sensoren sind $157 \times 157 \times 1,3 \mu\text{m}^3$ groß und besitzen eine Erbiumkonzentration von 315 ppm . Die Auslese von jeweils zwei Pixeln erfolgt über planare, mäanderförmige, gradiometrisch verschaltete Aufnehmerspulen.

Es wurden die Masken für die lithographischen Verfahren zur Mikrostrukturierung gezeichnet und hergestellt, sodass der Detektor im hauseigenen Reinraum mittels Dünnschichtprozessen in einem 7-Lagen-Prozess hergestellt werden konnte. Um die Au:Er_{315 ppm} Temperatursensoren mit willkürlichen Erbiumkonzentration herstellen zu können, wurde ein neuer Prozess, das Co-Sputterverfahren von einem hochreinem Goldtarget und einem Au:Er_{840 ppm}-Target eingeführt und charakterisiert. Für die Mikrostrukturierung von überhängenden Röntgenabsorbern aus Gold wurde ein neuer Prozess entwickelt, der es erlaubt zwei Lackschichten übereinander zu strukturieren, um die Absorber elektrochemisch in entsprechend geformte Mulden in diesen Lackdoppelschichten abzuscheiden.

Für den Detektorbetrieb an der EBIT wurde ein neuer Kryostat mit Pulsröhrenkühler und ADR-Stufe in Betrieb genommen. Hierbei auftretende Störungen, Induktionsspannungen in den SQUID-Leitungen und die Vibrationen des Detektors konnten im späteren Detektorbetrieb durch eine optimierte Leitungsführung im Kryostaten und ein hierfür notwendiges neues Drahtmaterial und supraleitende Abschirmungen für den Detektor unterdrückt werden.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor wurde bei verschiedenen Temperaturen in einem ^4He -Bad-Kryostaten mit ADR-Stufe charakterisiert. Der gemessene Temperaturverlauf der Magnetisierung des co-gesputterten Au:Er-Sensors zeigte eine gute Übereinstimmung mit dem Verhalten von Au:Er-Vollmaterial. Bei der Analyse der Signalform wurde das Anstiegs- sowie das Abklingverhalten und die Signalhöhe in Abhängigkeit von Temperatur und felderzeugendem Dauerstrom untersucht. Die beobachtete Anstiegszeit von 80 ns stimmt gut mit der aus der Korringa-Relation für Erbiumionen in Gold erwarteten überein. Beim Abklingverhalten wurde das Auftreten einer zweiten langen Zeitkonstante gefunden, das bisher nicht erklärt werden kann. Die experimentell ermittelten Pulshöhen zeigten Werte, die kleiner waren als die vorhergesagten. Die beobachtete relative Abweichung betrug bei den größten verwendeten felderzeugenden Dauerströmen etwa 10 %, was gut mit einem zusätzlichen Beitrag zur Wärmekapazität von etwa 0,3 pJ/K in gesputtertem Gold erklärt werden kann, der schon in früheren Arbeiten gefunden wurde.

Da im späteren Betrieb alle acht Pixel gleichzeitig ausgelesen werden sollen wurde das thermische Übersprechen zwischen Pixeln der hier entwickelten Detektorzeile untersucht. Für das thermische Übersprechen zu einem nahezu gradiometrischen Detektor wurde ein Wert von 0,01 % relativ zur durch direkte Absorption hervorgerufenen Pulshöhe gefunden. Daher kann der Beitrag vom thermischen Übersprechen zur Energieauflösung von symmetrisch bestückten, nahezu gradiometrischen Detektoren in dieser Detektorzeile vernachlässigt werden.

Durch die Aufzeichnung des Röntgenfluoreszenzspektrums von ^{55}Mn konnte anhand der K_α -Linie bei einer Röntgenenergie von 5,9 keV die Energieauflösung des hier besprochenen Detektors zu $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,9 \text{ eV}$ bestimmt werden. Weiterhin betrug die aus den mit aufgezeichneten Ruhesignalen ermittelte Energieauflösung im Limes kleiner Signale $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,9 \text{ eV}$. Diese Diskrepanz kann mit einer nicht zu korrigierenden Temperaturdrift und dem Verlust von athermischen Phononen in das Substrat erklärt werden. Da die Absorber der hier entwickelten Detektoren nur durch 24 Stämme mit den darunterliegenden Au:Er-Temperatursensoren verbunden sind, ist dieser Effekt bereits stark unterdrückt, führt jedoch noch immer zu einer messbaren Degradierung der Energieauflösung. In zukünftigen Detektoren kann der Verlust athermischer Phononen durch eine kleinere Anzahl von höheren Stämmen auf einfache Weise unterdrückt werden.

Während der Vorbereitung des Detektorsystems für Messungen an der EBIT wurde ein Röntgenfluoreszenzspektrum von ^{55}Mn mit dem hier besprochenen Detektor im pulsrohrgekühlten ADR-Kryostaten vermessen. Dabei befand sich die Röntgenquelle außerhalb des Kryostaten. Die instrumentelle Linienbreite des Detektors betrug in dieser Messung

$\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,4 \text{ eV}$ bei einer Photonenergie von $5,9 \text{ keV}$ und $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,0 \text{ eV}$ im Limes kleiner Photonenergien. Das durch die Verwendung der Röntgenfenster zwischen der externen Quelle und dem Detektor erhöhte Verhältnis I_{K_β}/I_{K_α} der Intensitäten der K_β - und der K_α -Linien lässt sich gut mit der in den Röntgenfenstern stattfindenden Absorption erklären.

Aufgrund des guten Verständnisses der thermodynamischen Vorgänge, die mit dem Detektionsprinzip metallischer magnetischer Kalorimeter verbunden sind, ist eine Vorhersage des Signals und des magnetischen Flussrauschens im Detektor-SQUID möglich. Dadurch lassen sich metallische magnetische Kalorimeter optimal an konkrete Anwendungen anpassen. Mit den hier präsentierten Messungen wurde gezeigt, dass hochauflösende Röntgenspektroskopie mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektorzeile aus acht metallischen magnetischen Kalorimetern in dem hierfür in Betrieb genommenen Kryostat durchführbar ist. Der Kryostat wurde bereits samt Mikrokalorimeter, wie in Abbildung 6.1 gezeigt, an der Hyper-EBIT am MPI-K installiert, um dort den Messbetrieb für hochauflösende Röntgenspektroskopie aufzunehmen.

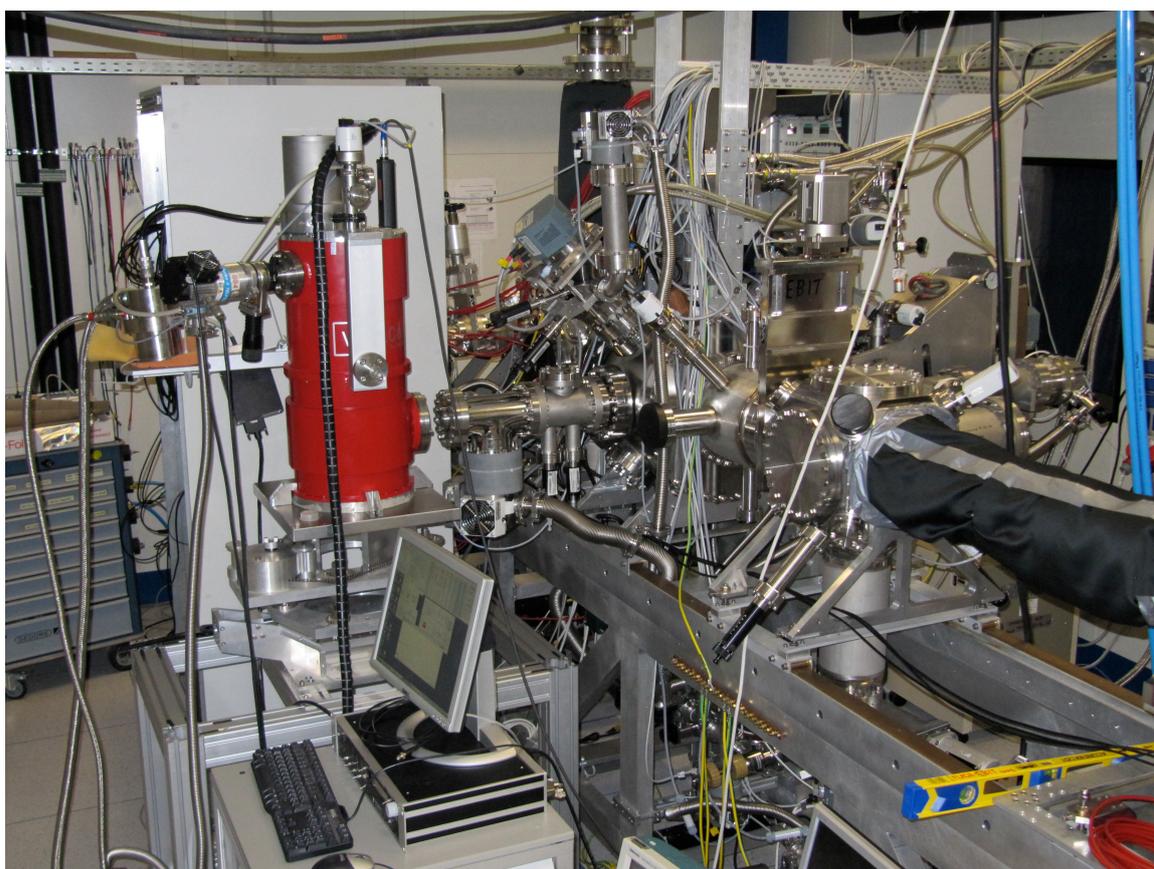


Abbildung 6.1: Kryostat mit Mikrokalorimeter während erster Tests an der Hyper-EBIT.

Literaturverzeichnis

- [Ahm10] Ahmed, Z. (The CDMS II Collaboration), Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment, *Science*, **327**(5973), 1619–1621 (2010)
- [And09] V. Andrianov et al., Precise lamb shift measurements in hydrogen-like heavy ions – status and perspectives, *AIP Conference Proceedings*, **1185**(1), 99–102 (2009)
- [Arm10] E. Armengaud et al., First results of the EDELWEISS-II WIMP search using Ge cryogenic detectors with interleaved electrodes, *Physics Letters B*, **687**(4–5), 294–298 (2010)
- [Ban93] S. Bandler et al., Metallic magnetic bolometers for particle detection, *Journal of Low Temperature Physics*, **93**(3), 709–714 (1993)
- [Ban08] S. Bandler et al., Performance of TES X-ray Microcalorimeters with a Novel Absorber Design, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(1), 400–405 (2008)
- [Ban09] S. Bandler et al., Performance of High-Resolution, Micro-fabricated, X-ray Magnetic Calorimeters, *AIP Conference Proceedings*, **1185** (2009)
- [Bau12] T. Baumann, Dissertation, Universität Heidelberg (2012)
- [Bei03] P. Beiersdorfer, Laboratory x-ray astrophysics, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **41**(1), 343–390 (2003)
- [Bey09] J. Beyer et al., A Single-Stage SQUID Multiplexer for TES Array Readout, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **19**(3), 505 – 508 (2009)
- [Bon11] J. A. Bonetti et al., Transition Edge Sensor Focal Plane Arrays for the BICEP2, Keck, and Spider CMB Polarimeters, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **21**(3), 219–222 (2011)
- [Bro08] A. Brown et al., Absorber Materials for Transition-Edge Sensor X-ray Microcalorimeters, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(1), 413–417 (2008)
- [Büh88] M. Bühler und E. Umlauf, A Magnetic Bolometer for Single-Particle Detection, *Europhysics Letters*, **5**(4), 297–301 (1988)
- [Büh93] M. Bühler, T. Fausch und E. Umlauf, Measurement of Spin-Lattice Relaxation Times at Millikelvin Temperatures, *Europhysics Letters*, **23**(7), 529–534 (1993)

- [Büh94] M. Bühler, E. Umlauf und J. Mather, Noise of a bolometer with vanishing self-heating, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **346**, 225–229 (1994)
- [Bur04] A. Burck, *Entwicklung großflächiger magnetischer Kalorimeter zur energieaufgelösten Detektion von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2004)
- [Bur08] A. Burck et al., Microstructured Magnetic Calorimeter with Meander-Shaped Pickup Coil, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(1), 337–344 (2008)
- [Che99] J. Chervenak et al., Superconducting multiplexer for arrays of transition edge sensors, *Applied Physics Letters*, **74**(26), 4043–4045 (1999)
- [Cla04] J. Clarke und A. Braginski, *The SQUID Handbook: Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems*, Ausgabe 1, Wiley Weinheim (2004)
- [Cre99] Crespo López-Urrutia, J. R. et al., The Freiburg Electron Beam Ion Trap/Source Project FreEBIT, *Physica Scripta*, **1999**(T80B), 502–503 (1999)
- [Cun02] M. Cunningham et al., High-resolution operation of frequency-multiplexed transition-edge photon sensors, *Applied Physics Letters*, **81**(1), 159–161 (2002)
- [Dan05] T. Daniyarov, *Metallische magnetische Kalorimeter zum hochauflösenden Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Molekülen*, Dissertation, Universität Heidelberg (2005)
- [Dav73] D. Davidov et al., Crystalline-Field Effects in the Electron-Spin Resonance of Rare Earths in the Noble Metals, *Physical Review B*, **8**(8), 3563–3568 (1973)
- [deW00] A. T. A. M. de Waele, Pulse-tube refrigerators: principle, recent developments, and prospects, *Physica B: Condensed Matter*, **280**(1-4), 479–482 (2000)
- [Dor08] W. B. Doriese et al., Toward a 256-Pixel Array of Gamma-Ray Microcalorimeters for Nuclear-Material Analysis, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(3), 754–759 (2008)
- [Dru06] D. Drung, C. Hinnrichs und H. Barthelmeß, Low-noise ultra-high-speed dc SQUID readout electronics, *Superconductor Science and Technology*, **19**(5), 235–241 (2006)
- [Dru07] D. Drung et al., Highly Sensitive and Easy-to-Use SQUID Sensors, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **17**(2), 699–704 (2007)
- [Dru11] D. Drung et al., Investigation of Low-frequency Excess Flux Noise in dc SQUIDS at mK Temperatures, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **11**, 1–5 (2011)

-
- [Ens00] C. Enss et al., Metallic Magnetic Calorimeters for Particle Detection, *Journal of Low Temperature Physics*, **121**(3), 137–176 (2000)
- [Ens05] C. Enss und S. Hunklinger, *Low-Temperature Physics*, Springer Berlin / Heidelberg (2005)
- [Fle98] A. Fleischmann, *Hochauflösendes Magnetisches Kalorimeter zur Detektion von einzelnen Röntgenquanten*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1998)
- [Fle00] A. Fleischmann et al., Low Temperature Properties of Erbium In Gold, *Journal of Low Temperature Physics*, **118**(1), 7–21 (2000)
- [Fle01] A. Fleischmann, High Resolution X-Ray Detection Using Metallic Magnetic Calorimeters, *Advances in Solid State Physics*, **41**, 577–588 (2001)
- [Fle03] A. Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Universität Heidelberg (2003)
- [Fle05] A. Fleischmann, C. Enss und G. Seidel, Metallic Magnetic Calorimeters, *Cryogenic Particle Detection, Topics in Applied Physics*, **99**, 151–216 (2005)
- [Fle09] A. Fleischmann et al., Metallic magnetic calorimeters, *AIP Conference Proceedings*, **1185** (2009)
- [Giu08] A. Giuliani, From Cuoricino to CUORE: investigating the inverted hierarchy region of neutrino mass, *Journal of Physics: Conference Series*, **120**(5), 2051 (2008)
- [GM05] A. J. González Martínez, *Quantum interference in the dielectronic recombination of heavy highlycharged ions*, Dissertation, Universität Heidelberg (2005)
- [Gub05] A. I. Gubin et al., Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting nb thin films, *Physical Review B*, **72**(6), 064503– (2005)
- [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)
- [Hen93] B. Henke, E. Gullikson und J. Davis, X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50 - 30000$ eV, $Z = 1 - 92$, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54**(2), 181–342 (1993)
- [Her00] T. Herrmannsdörfer, R. König und C. Enss, Properties of er-doped au at ultralow temperatures, *Physica B: Condensed Matter*, **284-288**, 1698–1699 (2000)
- [Heu11] S. Heuser, *Entwicklung mikrostrukturierter magnetischer Kalorimeter mit verbesserter magnetischer Flusskopplung für die hochauflösende Röntgenspektroskopie*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2011)

- [Hin10] A. D. Hincks et al., The Atacama Cosmology Telescope (ACT): Beam Profiles and First SZ Cluster Maps, *Astrophysical Journal Supplement Series*, **191**(2), 423–438 (2010)
- [Höl97] G. Hölzer et al., $K_{\alpha_{1,2}}$ and $K_{\beta_{1,3}}$ x-ray emission lines of the 3d transition metals, *Physical Review A*, **56**(6), 4554–4567 (1997)
- [Hsi08] W. Hsieh et al., Fabrication of Metallic Magnetic Calorimeter X-ray Detector Arrays, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(1), 357–362 (2008)
- [Irw01] K. D. Irwin und M. E. Huber, Squid operational amplifier, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **11**(1), 1265–1270 (2001)
- [Irw04] K. D. Irwin und K. W. Lehnert, Microwave SQUID multiplexer, *Applied Physics Letters*, **85**(11), 2107–2109 (2004)
- [Irw05] K. Irwin und G. Hilton, Transition-Edge Sensors, *Cryogenic Particle Detection, Topics in Applied Physics*, **99**, 63–150 (2005)
- [Irw09] K. D. Irwin, Shannon Limits for Low-Temperature Detector Readout, *AIP Conference Proceedings*, **1185**(1), 229–236 (2009)
- [Joc11] J. Jochum et al., The CRESST dark matter search, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **66**(2), 202–207 (2011)
- [Jos62] B. D. Josephson, Possible new effects in superconductive tunnelling, *Physics Letters*, **1**(7), 251–253 (1962)
- [Kam10] A. Kampkötter, *Design-Studie und Entwicklung eines großflächigen metallisch magnetischen Kalorimeters zur orts- und energieauflösenden Detektion von hoch-energetischen Molekülfragmenten*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2010)
- [Kem07] S. Kempf, *Entwicklung eines vollständig mikrostrukturierten metallisch magnetischen Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2007)
- [Kub11] K. Kubiček, *Absolut- und Relativbestimmung der Energien von 2p-1s-Übergängen in wasserstoff-, helium- sowie lithiumartigen Schwefel-, Argon- und Eisenionen*, Dissertation, Universität Heidelberg (2011)
- [Kub12] K. Kubiček et al., High-precision laser-assisted absolute determination of x-ray diffraction angles, *Review of Scientific Instruments*, **83**(1), 013102–8 (2012)
- [Lee11] S. J. Lee et al., The development of a cryogenic detector with CaMoO_4 crystals for neutrinoless double beta decay search, *Astroparticle Physics*, **34**(9), 732–737 (2011)
- [Lev88] M. A. Levine et al., The electron Beam Ion Trap: A New Instrument for Atomic Physics Measurements, *Physica Scripta*, **1988**(T22), 157+ (1988)

-
- [Lin07] M. Linck, *Entwicklung eines metallischen magnetischen Kalorimeters für die hochauflösende Röntgenspektroskopie*, Dissertation, Universität Heidelberg (2007)
- [Lit08] A. E. Lita, A. J. Miller und S. W. Nam, Counting near-infrared single-photon with 95 % efficiency, *Optics Express*, **16**(5), 3032–40 (2008)
- [Mat08] J. Mates et al., Demonstration of a multiplexer of dissipationless superconducting quantum interference devices, *Applied Physics Letters*, **92**(2), 023514(1)–(3) (2008)
- [McC96] D. McCammon et al., A sounding rocket payload for X-ray astronomy employing high-resolution microcalorimeters, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **370**(1), 266–268 (1996)
- [McC08] D. McCammon et al., The X-ray Quantum Calorimeter Sounding Rocket Experiment: Improvements for the Next Flight, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(3), 715–720 (2008)
- [Mos84] S. H. Moseley, J. C. Mather und D. McCammon, Thermal detectors as x-ray spectrometers, *Journal of Applied Physics*, **56**(5), 1257–1262 (1984)
- [Nyq28] H. Nyquist, Certain Topics in Telegraph Transmission Theory, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, **47**(2), 617–644 (1928)
- [Pab08] A. Pabinger, *Entwicklung eines vollständig mikrostrukturierten magnetischen Kalorimeters für die hochauflösende Röntgenspektroskopie*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2008)
- [Phi71] N. E. Phillips, Low-temperature heat capacity of metals, *C R C Critical Reviews in Solid State Sciences*, **2**(4), 467–553 (1971)
- [Pie08] C. Pies, *Entwicklung eines Detektor-Arrays basierend auf magnetischen Kalorimetern für die hochaufgelöste Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2008)
- [Pie12] C. Pies et al., maXs: Microcalorimeter Arrays for High-Resolution X-Ray Spectroscopy at GSI/FAIR, *Journal of Low Temperature Physics*, 1–11 (2012)
- [Por04] F. S. Porter et al., The Astro-E2 X-ray spectrometer/EBIT microcalorimeter x-ray spectrometer, *Review of Scientific Instruments*, **75**(10), 3772–3774 (2004)
- [Por07] J. P. Porst, *Towards MARE: Development of a Metallic Magnetic Calorimeter with Superconducting Rhenium Absorber*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2007)

- [Por08a] J. Porst et al., Properties of Superconducting Rhenium as an Absorber for Magnetic Calorimeters, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(1-2), 436–442 (2008)
- [Por08b] F. S. Porter, Performance of the EBIT calorimeter spectrometer, *Review of Scientific Instruments*, **79**(10) (2008)
- [Por11] J. P. Porst, *High-Resolution Metallic Magnetic Calorimeters for β -Spectroscopy on ^{187}Re and Position Resolved X-Ray Spectroscopy*, Dissertation, Universität Heidelberg (2011)
- [Rab09] M. W. Rabin, National and International Security Applications of Cryogenic Detectors—Mostly Nuclear Safeguards, *AIP Conference Proceedings*, **1185**(1), 725–732 (2009)
- [Ran09] P. C. Ranitzsch, *Low Temperature Calorimeters with Superconducting Particle Absorbers*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2009)
- [Ran12] P. C. Ranitzsch et al., Development of Metallic Magnetic Calorimeters for High Precision Measurement of Calorimetric ^{187}Re and ^{163}Ho Spectra, *Journal of Low Temperature Physics*, **166** (2012)
- [Rot07] H. Rotzinger, *Entwicklung magnetischer Mikrokalorimeter für die hochauflösende Spektroskopie des β -Emitters ^{36}Cl* , Dissertation, Universität Heidelberg (2007)
- [Rot08] H. Rotzinger et al., Beta Spectrometry with Magnetic Calorimeters, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(3), 1087–1093 (2008)
- [Sak03] K. Sakurai und H. Eba, Chemical characterization using relative intensity of manganese $K_{\beta'}$ and K_{β_5} X-ray fluorescence, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **199**(0), 391–395 (2003)
- [San09] S. Sangiorgio et al., The low-temperature energy calibration system for the CUORE bolometer array, *AIP Conference Proceedings*, **1185**(1), 677–680 (2009)
- [Sch00] J. Schönefeld, *Entwicklung eines mikrostrukturierten magnetischen Tieftemperaturkalorimeters zum hochauflösenden Nachweis von einzelnen Röntgenquanten*, Dissertation, Universität Heidelberg (2000)
- [Sha49] C. E. Shannon, Communication in the Presence of Noise, *Proceedings of the IRE*, **37**(1), 10–21 (1949)
- [Sil00] E. Silver et al., Laboratory Astrophysics Survey of Key X-Ray Diagnostic Lines Using A Microcalorimeter on an Electron Beam Ion Trap, *The Astrophysical Journal*, **541**(1), 495–500 (2000)

-
- [Sil04] E. Silver et al., Using a microcalorimeter to measure the Lamb shift in hydrogenic gold and uranium on cooled, decelerated ion beams, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **520**(1–3), 60–62 (2004)
- [Sim35] F. Simon, Application of low temperature calorimetry to radioactive measurements, *Nature*, **135**(763) (1935)
- [Sjö75] M. Sjöstrand und G. M. Seidel, Hyperfine resonance properties of Er^{3+} in Au, *Physical Review B*, **11**(9), 3292–3297 (1975)
- [Smi12] S. Smith et al., Small Pitch Transition-Edge Sensors with Broadband High Spectral Resolution for Solar Physics, *Journal of Low Temperature Physics*, 1–8 (2012)
- [Sto11] T. Stohlker et al., Sparc: The stored particle atomic research collaboration at fair, *AIP Conference Proceedings*, **1336**(1), 132–137 (2011)
- [Swa89] E. T. Swartz und R. O. Pohl, Thermal boundary resistance, *Reviews of Modern Physics*, **61**(3), 605–668 (1989)
- [Thu98] G. Thummes, C. Wang und C. Heiden, Small scale ^4He liquefaction using a two-stage 4K pulse tube cooler, *Cryogenics*, **38**(3), 337–342 (1998)
- [Č06] J. Čížek et al., Defects in nanocrystalline Nb films: Effect of sputtering temperature, *Applied Surface Science*, **252**(9), 3245–3251 (2006)
- [vdK02] J. van der Kuur et al., Performance of an X-ray microcalorimeter under ac biasing, *Applied Physics Letters*, **81**(23), 4467–4469 (2002)
- [Wel08] R. Weldle, *Untersuchung des Effekts magnetischer Verunreinigungen auf das Thermalisierungsverhalten von supraleitenden Teilchenabsorbern*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2008)
- [Whi02] G. K. White und M. P. J., *Experimental Techniques in Low-Temperature Physics*, Oxford University Press Inc. New York (2002), 4 Edition
- [Wik10] P. Wikus et al., Progress on the Micro-X sounding rocket x-ray telescope: completion of flight hardware, *Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray*, **7732**(1), 77321P–15 (2010)
- [Wil69] G. Williams und L. L. Hirst, Crystal-Field Effects in Solid Solutions of Rare Earths in Noble Metals, *Phys. Rev.*, **185**(2), 407–415 (1969)
- [Yoo01] J. Yoon et al., Single superconducting quantum interference device multiplexer for arrays of low-temperature sensors, *Applied Physics Letters*, **78**(3), 371–373 (2001)

- [Yvo08] D. Yvon et al., My Bolometer is Running a Fever, or Why Very Low Noise Performances Requires Global Design of the Apparatus, *Journal of Low Temperature Physics*, **151**(1), 448–458 (2008)
- [Zin04] B. L. Zink et al., Lithographically patterned magnetic calorimeter X-ray detectors with integrated SQUID readout, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **520**(1-3), 52–55 (2004)