RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



Lisa Gamer

Ein großflächiges magnetisches Kalorimeter zur energie- und ortsauflösenden Detektion von Molekülfragmenten

Masterarbeit

Mai 2013

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

Fakultät für Physik und Astronomie Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

MASTERARBEIT

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Lisa Gamer

aus Heidelberg

2013

Ein großflächiges magnetisches Kalorimeter zur energie- und ortsauflösenden Detektion von Molekülfragmenten

Die Masterarbeit wurde von Lisa Gamer ausgeführt am Kirchhoff-Institut für Physik unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. C. Enss

In dieser Arbeit werden erste Messungen mit einem metallischen magnetischen Kalorimeter für die orts- und energieauflösende Detektion von Molekülfragmenten vorgestellt. Metallische magnetische Kalorimeter werden bei einer Temperatur von etwa 30 mK betrieben und können sowohl Photonen als auch massive Teilchen detektieren. Durch Absorption des Teilchens kommt es zu einer Temperaturerhöhung, die in einer Magnetisierungsänderung eines paramagnetischen Temperatursensors resultiert. Der in dieser Arbeit beschriebene Detektor besitzt großflächige Absorber, in denen sich die Wärme diffusiv ausbreitet. Diese Wärmediffusion wird ausgenutzt, um eine Ortsauflösung zu erzielen. Es werden erste Charakterisierungsmessungen vorgestellt, in denen Röntgenstrahlung mit einer Energie von 6 keV aus einer ⁵⁵Fe-Quelle auf verschiedene Stellen der sensitiven Detektorfläche trifft. Es wird gezeigt, dass mit dem beschriebenen Detektor eine orts- und energieaufgelöste Messung der Photonen möglich ist.

Bei der Detektion massiver Teilchen kann es aufgrund von Rückstreuung, Sputtern und entstehenden Gitterdefekten zu Energieverlusten sowie zu einer Verbreiterung der instrumentellen Linienbreite des Detektors kommen. Diese Effekte wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht. Mit diesen wird gezeigt, dass das Aufbringen einer dünnen Aluminiumschicht auf den Detektor die, durch die genannten Effekte verursachten, Energieverluste inklusive der damit einhergehenden Degradierung der instrumentellen Linienbreite reduzieren kann.

A large-area magnetic calorimeter for energy and position resolving detection of molecular fragments

This master thesis introduces first measurements with a metallic magnetic calorimeter for position and energy sensitive detection of molecular fragments. Metallic magnetic calorimeters are able to detect both photons as well as massive particles at low working temperatures of about 30 mK. The absorption of the particle causes a temperature rise which results in a change of magnetization of a paramagnetic temperature sensor. The detector described in this thesis features large-area absorbers in which the heat propagates diffusively. This heat diffusion is used to achieve a spatial resolution. Characterization measurements are shown, where X-ray photons with an energy of 6 keV delivered by a ⁵⁵Fe-source hit the sensitive detector area at different positions. It is shown that a position and energy sensitive detection of the photons is possible.

For detecting massive particles, energy losses as well as a degradation of the instrumental linewidth can occur due to backscattering, sputtering and the creation of lattice damages. These effects have been investigated using Monte-Carlo simulations. The simulations show that the energy losses as well as the degradation of the instrumental linewidth, which are generated by the mentioned effects, can be reduced by applying a thin layer of aluminum on the detector.

Inhaltsverzeichnis

1	\mathbf{E}^{i}	inle	itung	1
2	\mathbf{P}	hys	ikalische Grundlagen	3
2	2.1	Me	etallische Magnetische Kalorimeter	3
2	2.2	Or	tsauflösung durch Wärmediffusion	5
2	2.3	Ser	nsormaterial <u>Au</u> :Er	7
	2.3	3.1	Modell nicht-wechselwirkender magnetischer Momente	8
	2.3	3.2	Modell wechselwirkender magnetischer Momente	12
2	2.4	Au	slese der Magnetisierungsänderung	14
	2.4	1.1	Mäanderförmige Detektionsspule	14
	2.4	1.2	Detektorsignal	16
	2.4	1.3	SQUID-Magnetometer	17
2	2.5	En	ergieauflösung und Rauschen	21
	2.5	5.1	Pulsform	21
	2.5	5.2	Energiefluktuationen	23
	2.5	5.3	Energieauflösung	24
	2.5	6.4	Weitere Rauschbeiträge	25
3	D	etel	ktor	29
3	3.1	De	tektorgeometrie	29
3	3.2	Tei	mperaturstabilisierung	33

4 5	Simu	lation der Signalform	35
4.1	Sin	nulierte Verläufe der Sensortemperatur	37
4.	.1.1	Signalanstieg	38
4.	.1.2	Signalabfall	39
5 H	Expe	rimentelle Methoden	43
5.1	Me	ssaufbau	43
5.	.1.1	Detektorplattform	43
5.	.1.2	Halterung	45
5.	.1.3	Im Experiment verwendetes SQUID-Magnetometer	46
5.	1.4	Kryostat	47
5.	1.5	Im Experiment verwendete Röntgen-Quelle	48
5.2	Prä	iparation des felderzeugenden Dauerstroms	49
6 I	Expe	rimentelle Ergebnisse	51
6.1	Flu	ussrauschen bei 5,8 K	51
6.2	Ter	mperaturabhängigkeit der Sensormagnetisierung	52
6.3	Spe	ektren einer ⁵⁵ Fe-Röntgenquelle	53
7 I	Detel	ktion massiver Teilchen	59
7.1	Pro	ozesse bei der Absorption eines massiven Teilchens	59
7.2	SR	IM	61
7.3		nulationsergebnisse: zurückgestreute Ionen und gesputterte Absorber-	
		ome	65
7.4	Sin	nulationsergebnisse: Gitterdefekte	67
7.5	Var	riation der Aluminium-Schichtdicke	70

	Inhaltsverzeichnis	iii
8	Zusammenfassung und Ausblick	73
Li	teraturverzeichnis	77

1. Einleitung

In der interstellaren kalten dunklen Wolke TMC-1 wurde 1983 von Matthews und Sears die Kohlenwasserstoffverbindung Acrylnitril (CH₂CHCN) beobachtet [Mat83]. Diese Verbindung ist nur eine der komplexen Kohlenwasserstoff-Verbindungen, welche in interstellaren Medien gefunden wurden und deren Existenz aufgrund der geringen Temperaturen und des geringen Druckes in solchen Wolken nicht erwartet wurde. Die protonierte Form dieses Moleküls (CH₂CHCNH⁺) kann durch dissoziative Rekombination in zwei oder mehr kleinere Moleküle zerfallen. Dissoziative Rekombination beschreibt die Rekombination eines freien Elektrons mit einem positiven Molekülion, gefolgt von der Dissoziation des Moleküls in Fragmente. Auch in interstellaren Molekülwolken ist diese Reaktion sehr relevant, da sie keine Energiebarriere aufweist und auch bei den niedrigen Temperaturen im Weltraum abläuft. Da bisherige Experimente keine messbare Reaktionsfähigkeit von protoniertem Acrylnitril mit wichtigen interstellaren neutralen Molekülen gezeigt haben [Pet91], geht man davon aus, dass Rekombination mit Elektronen der Hauptverlustprozess dieses Moleküls in der dunklen Molekülwolke TMC-1 ist [Pet92].

Der kryogene Speicherring CSR, der momentan am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg gebaut wird, wird es ermöglichen, Reaktionen wie die dissoziative Rekombination großer ionisierter Moleküle unter Bedingungen ähnlich denen in interstellaren Molekülwolken zu untersuchen.

In diesem Speicherring können Temperaturen bis hinunter zu unter $10 \,\mathrm{K}$ und Drücke bis unter $10^{-13} \,\mathrm{mbar}$ erzeugt werden. Durch dieses extrem hohe Vakuum können lange Speicherzeiten von großen, schweren und langsamen Molekülionen erreicht werden. Pro Ladungszustand können im CSR Ionen mit Massen zwischen 1 u und 160 u gespeichert werden. Der CSR kann hierbei eine Strahlenergie von $300 \,\mathrm{keV}$ pro Ladungszustand erreichen.

Des Weiteren ermöglicht das extrem hohe Vakuum eine Phasenraum-Kühlung durch einen Elektronen-Kühler. Dem Molekülionen-Strahl wird dabei ein niederenergetischer Elektronenstrahl (1-1000 eV) überlagert, sodass es zu dissoziativer Rekombination kommen kann. Auf diese Weise werden im CSR Untersuchungen der dissoziativen Rekombination schwerer Molekülionen im Grundzustand unter Umgebungsbedingungen ähnlich denen, die in interstellaren Molekülwolken herrschen, möglich sein.

Um die gesamten kinematischen Abläufe dieser Reaktionen zu verstehen, ist hierbei eine orts- und energieauflösende Detektion der entstehenden Molekülfragmente nötig. Für diesen Zweck wurde ein großflächiges metallisches magnetisches Kalorimeter entwickelt, das eine ortsauflösende Detektion massiver Teilchen mit Energien von wenigen keV bis zu 300 keV ermöglicht.

Metallische magnetische Kalorimeter bestehen aus einem Absorber, in dem beliebige Energieeinträge in Wärme umgewandelt werden sowie einem paramagnetischen Temperatursensor, der in gutem thermischen Kontakt mit dem Absorber steht und in dem die Temperaturänderung zu einer Magnetisierungsänderung führt. Zur Auslese der Magnetisierungsänderung wird ein SQUID-Magnetometer verwendet. Auf diese Weise wird eine energieaufgelöste Detektion von Photonen sowie von massiven Teilchen ermöglicht. Metallische magnetische Kalorimeter werden bei tiefen Temperaturen betrieben und besitzen eine hohe Nachweiseffizienz. Damit erfüllen sie wichtige Forderungen für die im CSR geplanten Messungen. Auch Halbleiterdetekoren sind prinzipiell gut für den orts- und energieaufgelösten Nachweis von Teilchen geeignet. Allerdings reichen die Eindringtiefen der im CSR entstehenden Molekülfragmente aufgrund ihrer geringen Energien oft nicht aus, um bis in das sensitive Volumen der Halbleiterdetektoren vorzudringen. Dieses Problem stellt sich bei metallischen magnetischen Kalorimetern nicht, da die zu detektierenden Teilchen direkt ins sensitive Volumen eindringen, ohne zuvor anderes Material durchqueren zu müssen.

Der in dieser Arbeit beschriebene Detektor ist in 16 magnetische Kalorimeter segmentiert, von denen jedes aus einem Absorber in Form eines Kreissegmentes besteht, an dessen äußerem Rand sich der Sensor befindet. Die 16 Absorber setzen sich zu einer runden sensitiven Fläche mit einem Durchmesser von 36 mm zusammen. Aufgrund der endlichen thermischen Diffusionskonstante des Absorbermaterials ist die Anstiegszeit des Detektorsignals abhängig vom radialen Absorptionsort des Energieeintrages, wodurch eine ortsaufgelöste Detektion ermöglicht wird.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden zunächst die Grundlagen, die zum Verständnis der Funktionsweise eines metallischen magnetischen Kalorimeters nötig sind, erläutert. Hierbei wird unter anderem darauf eingegangen, wie in dem beschriebenen Detektor die Ortsauflösung durch Wärmediffusion ermöglicht wird.

Im dritten Kapitel wird ein kurzer Überblick über die konkrete Geometrie des in dieser Arbeit diskutierten Detektors gegeben.

Um die bei einer Messung entstehenden Signalverläufe analytisch beschreiben zu können, werden im vierten Kapitel Verläufe der Sensortemperatur simuliert, die nach einem Energieeintrag in verschiedenen Stellen des Absorbers zu erwarten sind.

In Kapitel 5 wird dann der Messaufbau gezeigt, mit dem die Charakterisierungsmessungen durchgeführt wurden. Deren Ergebnisse werden in Kapitel 6 vorgestellt.

In Kapitel 7 wird mit Hilfe von Simulationen diskutiert, welche Effekte bei der Detektion massiver Teilchen auftreten können und welchen Einfluss diese auf die Energieauflösung des Detektors haben.

2. Physikalische Grundlagen

2.1 Metallische Magnetische Kalorimeter

Metallische magnetische Kalorimeter ermöglichen es, sowohl Photonen als auch massive Teilchen in einem großen Energiebereich mit einer guten Energieauflösung zu detektieren. Das Detektionsprinzip beruht hierbei auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Eine schematische Darstellung des Detektors ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Zur Absorption der Teilchen wird ein Absorber aus Gold verwendet, der mit einem paramagnetischen Temperatursensor aus Gold, welches mit einigen hundert ppm Erbium dotiert wurde, verbunden ist. Der Sensor wiederum ist thermisch schwach an ein Wärmebad gekoppelt und befindet sich in einem äußeren Magnetfeld, in dem sich die magnetischen Momente des Sensors ausrichten, wodurch dieser eine temperaturabhängige Magnetisierung erhält. Eine Änderung dieser Magnetisierung wird über eine supraleitende Spule an ein SQUID¹-Magnetometer weitergeleitet und ausgelesen.

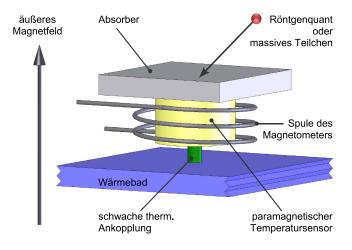


Abb. 2.1: Schematische Darstellung eines metallischen magnetischen Kalorimeters.

Trifft ein massives Teilchen den Absorber, so wird dessen kinetische Energie in Wärme umgewandelt und die Absorbertemperatur steigt lokal am Absorptionsort des Teilchens. Die entstehende Wärme breitet sich diffusiv durch den gesamten Absorber aus, bis sie den Sensor erreicht, der sich dann ebenfalls erwärmt. Wird die gesamte (kinetische) Energie ΔE des Teilchens absorbiert und in Wärme umgewandelt, so ist die Temperaturänderung

$$\Delta T \approx \frac{\Delta E}{C_{\text{tot}}} \tag{2.1}$$

¹Akronym für **s**uperconducting **qu**antum **i**nterference **d**evice (auf deutsch: supraleitender Quanteninterferenzdetektor)

proportional zur Teilchenenergie, wobei die Proportionalitätskonstante durch die Gesamt-Wärmekapazität $C_{\rm tot}$ des Detektors gegeben ist. Durch die Temperaturänderung ändert sich auch die Magnetisierung M des paramagnetischen Sensors um

$$\Delta M \approx \frac{\partial M}{\partial T} \cdot \frac{\Delta E}{C_{\text{tot}}}.$$
 (2.2)

Dadurch ändert sich wiederum der magnetische Fluss im SQUID-Magnetometer. Diese Flussänderung

$$\Delta\Phi \propto \Delta M \propto \Delta E \tag{2.3}$$

ist in guter Näherung proportional zur Änderung ΔM der Magnetisierung und folglich auch proportional zur deponierten Teilchenenergie ΔE .

Anhand von Gleichung 2.2 lassen sich bereits einige Anforderungen an das Detektordesign ablesen. Um ein gutes Signal-zu-Rauschen-Verhältnis zu gewährleisten, ist es wichtig, eine möglichst große Flussänderung im SQUID-Magnetometer zu erzeugen. Dafür wird einerseits ein Sensormaterial mit einer starken Temperaturabhängigkeit $\partial M/\partial T$ der Magnetisierung benötigt, was durch die verwendete Legierung aus Gold mit einigen hundert ppm des Seltenerdmetalls Erbium realisiert wird. Andererseits sollte die Gesamtwärmekapazität $C_{\rm tot}$ des Detektors möglichst gering sein. Dies lässt sich durch die Wahl eines Absorbermaterials mit sehr geringer spezifischer Wärme, sowie durch ein möglichst kleines Absorbervolumen erreichen. Da der in dieser Arbeit diskutierte Detektor eine gewisse sensitive Fläche abdecken soll, kann das Absorbervolumen nur durch die Wahl einer sehr geringen Absorberdicke minimiert werden. Als Absorbermaterial wurde Gold gewählt, da dieses galvanisch abgeschieden werden kann und eine sehr gute thermische Leitfähigkeit besitzt, wodurch schnelle Signalanstiegszeiten möglich sind.

Des weiteren ist zu beachten, dass die spezifische Wärme von Metallen, die sich aus einem Beitrag der Phononen sowie einem Beitrag der Elektronen zusammensetzt, eine sehr starke Temperaturabhängigkeit aufweist. Für tiefe Temperaturen ist der Beitrag der Phononen vernachlässigbar; für den dominanten Beitrag der Elektronen gilt

$$c_V^{\rm el} \propto T.$$
 (2.4)

Die Wahl einer möglichst tiefen Arbeitstemperatur ermöglicht es, die Wärmekapazität des Absorbers zu minimieren und bietet zusätzlich den Vorteil, dass das thermische Rauschen sehr gering ist. Auf die Wärmekapazität des Sensors und dessen magnetische Eigenschaften wird in Kapitel 2.3 eingegangen.

2.2 Ortsauflösung durch Wärmediffusion

Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben, soll der in dieser Arbeit diskutierte Detektor zur orts- und energieaufgelösten Detektion von Molekülfragmenten eingesetzt werden. Während die Energieauflösung in Kapitel 2.5 beschrieben wird, werden in diesem Kapitel die Grundlagen der ortsaufgelösten Detektion erläutert. Um diese zu realisieren, wird ausgenutzt, dass die lokale Temperaturänderung nach der Absorption eines Teilchens durch Diffussion zum Temperatursensor gelangen muss. Je weiter der Absorptionsort vom Sensor entfernt ist, umso langsamer steigt hierbei dessen Temperatur.

Vorraussetzung für Wärmediffusion ist eine Temperaturdifferenz ΔT zwischen zwei Stellen des Absorbers. Im Experiment wird diese Temperaturdifferenz durch den Energieeintrag ΔE eines auftreffenden Teilchens realisiert, wodurch die Temperatur lokal am Absorptionsort um ΔT gegenüber der Temperatur des restlichen Absorbers erhöht wird. Um die entstehende Temperaturdifferenz auszugleichen, fließt ein Wärmestrom vom wärmeren Ort weg, der sich in alle drei Raumrichtungen isotrop ausbreitet. Für einen homogenen isotropen Absorber mit der Wärmeleitfähigkeit λ ergibt sich die Wärmestromdichte

$$\mathbf{j}(\mathbf{x},t) = -\lambda \nabla T(\mathbf{x},t). \tag{2.5}$$

Unter der Annahme, dass keine Wärmequellen und -senken im Absorber vorhanden sind, lässt sich diese Gleichung mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung

$$c\frac{\partial T(\mathbf{x},t)}{\partial t} = -\nabla \mathbf{j}(\mathbf{x},t)$$
 (2.6)

umformen zur Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = D\nabla(\nabla T(\mathbf{x}, t)). \tag{2.7}$$

Hierbei ist c die spezifische Wärme pro Volumen und

$$D = \frac{\lambda}{c} = \frac{(0.30 \,\text{mm})^2}{\mu \text{s}} \tag{2.8}$$

die thermische Diffusionskonstante des Absorbers. Die angegebenen Zahlenwerte gelten für einen Goldfilm bei einer Temperatur von $T=30\,\mathrm{mK}$, wobei ein Restwiderstandsverhältnis RRR=5 und somit eine Wärmeleitfähigkeit $\lambda=165\cdot10^{-3}\mathrm{W/Km}$ angenommen wurde.

Berücksichtigt man einen $\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_0)$ -förmigen Energie
eintrag, der am Ort \mathbf{x}_0 durch die Absorption eines Teil
chens geschieht, erhält man für ein unendlich ausgedehntes homogenes n-dimensionales Medium als Lösung den sogenannten Wärmeleitungskern

$$T_H(\mathbf{x},t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{n/2}} e^{-\frac{(\mathbf{x}-\mathbf{x}_0)^2}{4Dt}},$$
 (2.9)

der einer n-dimensionalen Gaußschen Normalverteilung entspricht [Dzi10].

Um eine geringe Wärmekapazität der Absorber zu erreichen, wurde für den in dieser Arbeit beschriebenen Detektor eine sehr geringe Absorberdicke gewählt, die um mehr als drei Größenordnungen kleiner ist als die Breite beziehungsweise die Höhe des Absorbers. Der Absorber lässt sich somit in guter Näherung als zweidimensional betrachten. Betrachtet man einen Absorber in Form eines langen aber schmalen Streifens, so lässt sich mit der Breite eine weitere Dimension vernachlässigen und Gleichung 2.9 vereinfacht sich zur ein-dimensionalen Lösung

$$T_H(x,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}},$$
 (2.10)

was einer Gaußschen Normalverteilung mit der Standardabweichung

$$\sigma^2 = 2Dt \tag{2.11}$$

entspricht.

In Abbildung 2.2 ist das Temperaturprofil für den eindimensionalen Fall zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Hierbei erfolgte der Energieeintrag zum Zeitpunktt=0 am Ort x=0.

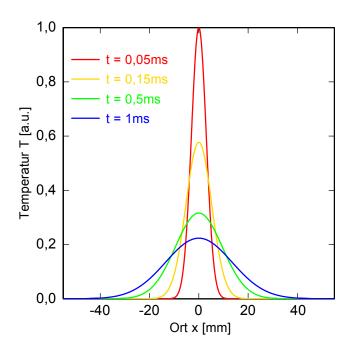


Abb. 2.2: Temperaturprofil eines eindimensionalen Absorbers zu verschiedenen Zeitpunkten t für den Fall dass der Energieeintrag zum Zeitpunkt t=0 am Ort x=0 geschieht.

Wie in diesem Schaubild deutlich erkennbar ist, wird das Temperaturprofil mit fortschreitender Zeit immer flacher und breiter.

Da angenommen wurde, dass es für t>0 keine Wärmequellen oder -senken gibt, muss das Integral des Temperaturprofils zeitunabhängig sein.

In Abbildung 2.3 ist ebenfalls für den eindimensionalen Fall der zeitliche Temperaturverlauf an verschiedenen Stellen des Absorbers im Abstand x vom Absorptionsort des Teilchens zu sehen.

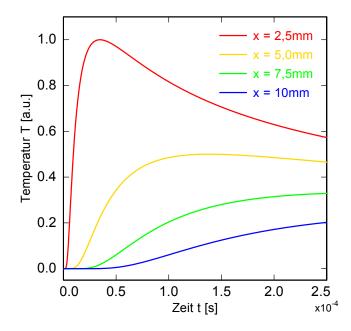


Abb. 2.3: Zeitlicher Temperaturverlauf eines eindimensionalen Absorbers an verschiedenen Stellen des Absorbers im Abstand x vom Energieeintrag, der zum Zeitpunkt t=0 geschieht.

Hier ist deutlich erkennbar, dass der Temperaturanstieg umso flacher ist und das Maximum umso später erreicht wird, je weiter der betrachtete Ort vom Ort des Energieeintrages entfernt liegt. Bei größer werdenden Abständen zum Ort des Energieeintrages erreicht die Temperatur ihr Maximum nicht nur zu einem späteren Zeitpunkt, sondern auch mit einem geringeren Maximalwert.

Damit lässt sich anhand des zeitlichen Temperaturverlaufes des Temperatursensors der Abstand zwischen Sensor und Absorptionsort des Teilchens im Absorber bestimmen, was die ortsaufgelöste Detektion ermöglicht.

2.3 Sensormaterial Au:Er

Um auch bei tiefen Temperaturen eine starke Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung zu erreichen, wurde als Sensormaterial für den in dieser Arbeit beschriebenen Detektor eine Legierung aus Gold mit etwa 840 ppm des Seltenerdmetalls Erbium verwendet. Reines Gold liegt in einem fcc-Gitter vor und weist ein schwach diamagnetisches Verhalten auf. Wird Gold mit Erbium dotiert, so fungieren die Erbium-Atome als substitutionelle Fremdatome und besetzen reguläre Gitterplätze, wobei sie gemäß ihrer Oxidationszahl drei Valenzelektronen an das Leitungsband des Kristallgitters abgeben. Auf diese Weise entstehen dreifach positiv geladene Erbium-Ionen.

In Abbildung 2.4 ist ein solches substitutionelles Er³⁺-Ion im fcc-Gitter von Gold gezeigt.

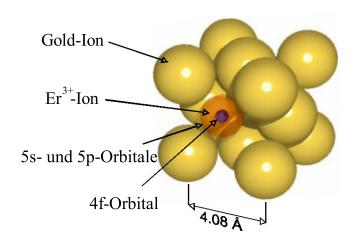


Abb. 2.4: Schematische Darstellung eines Er³⁺-Ions auf einem regulären Gitterplatz in Gold.

Alle besetzten Orbitale bis auf das 4f-Orbital sind vollständig gefüllt. In letzteren befinden sich nur 11 Elektronen, was ein paramagnetisches Verhalten der Er³⁺-Ionen zur Folge hat, das bei tiefen Temperaturen, unter etwa 50 K, gegenüber dem diamagnetischen Verhalten von Gold dominiert.

Das 4f-Orbital liegt im Inneren des Ions, sodass dort das Kristallfeld des Wirtsgitters durch die weiter außen liegenden 5s- und 5p-Elektronen abgeschirmt wird.

Bei Temperaturen unterhalb von 100 K ist der Einfluss des Kristallfeldes bei der Berechnung des magnetischen Verhaltens nicht mehr vernachlässigbar. Der 16-fach entartete Grundzustand ist in fünf Energieniveaus aufgespaltet, wobei die Energieaufspaltung zwischen dem Grundzustandsduplett und dem ersten angeregten Multiplett etwa $\delta E/k_B = 17 \,\mathrm{K}$ beträgt [Hah92, Wil69].

Während bei Raumtemperatur alle Multipletts nahezu gleich besetzt sind, ist bei hinreichend tiefen Temperaturen, das heißt bei $T < 1\,\mathrm{K}$, eine Besetzung der höher liegenden Multipletts so unwahrscheinlich, dass sich jedes einzelne Er³+-Ion als Zwei-Niveau-System mit Quasi-Spin $\widetilde{S}=1/2$ und effektivem isotropen Landé-Faktor $\widetilde{g}=34/5$ beschreiben lässt [Abr70], welches in einem äußeren Magnetfeld eine Zeemann-Aufspaltung erfährt.

2.3.1 Modell nicht-wechselwirkender magnetischer Momente

Wie bereits in Kapitel 2.1 gezeigt, wird die Signalgröße eines metallischen magnetischen Kalorimeters bei einem gegebenen Energieeintrag ΔE durch zwei Detektoreigenschaften beeinflusst. Zum einen lässt sich ein möglichst großes Detektorsignal durch eine kleine Gesamtwärmekapazität des Detektors erreichen. Unter Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den im letzten Abschnitt beschriebenen magnetischen Momenten berechnet sich mit einer einfachen Herleitung im Rahmen der

statistischen Physik für das Zeemann-System der magnetischen Momente in einem äußeren Magnetfeld die Wärmekapazität zu

$$C_{\rm Z} = Nk_{\rm B} \left(\frac{\delta E}{k_{\rm B}T}\right)^2 \frac{e^{\delta E/k_{\rm B}T}}{(e^{\delta E/k_{\rm B}T} + 1)^2}.$$
 (2.12)

Hierbei steht N für die Anzahl der magnetischen Momente, $k_{\rm B}=1,38\cdot 10^{-23}\,{\rm J/K}$ ist die Boltzmann-Konstante und $\delta E=\widetilde{g}\mu_{\rm B}B$ gibt die Energieaufspaltung in dem äußeren Magnetfeld B an, wobei $\mu_{\rm B}=9,27\cdot 10^{-24}\,{\rm J/T}$ für das Bohrsche Magneton steht.

Der Verlauf der Wärmekapazität $C_{\rm Z}$ ist in Abbildung 2.5 als Funktion der reduzierten Temperatur $k_{\rm B}T/\delta E$ dargestellt.

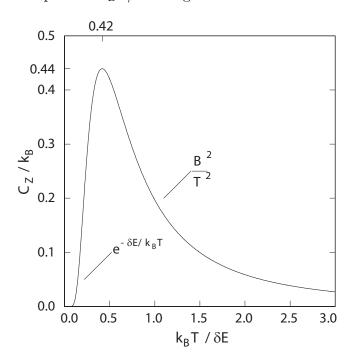


Abb. 2.5: Wärmekapazität eines Zwei-Niveau-Systems.

Für sehr hohe Temperaturen $(k_B T \gg \delta E)$ nähern sich die Exponentialfunktionen in Gleichung 2.12 dem Wert 1 an. Somit geht die Wärmekapazität bei hohen Temperaturen gegen

$$C_{\rm Z} \approx \frac{N}{4k_{\rm B}} \left(\frac{\delta E}{T}\right)^2.$$
 (2.13)

Im Limes niedriger Temperaturen ($k_{\rm B}T\ll\delta E$) hingegen überwiegt die Exponentialfunktion und es ergibt sich die Näherung

$$C_{\rm Z} \approx N k_{\rm B} \left(\frac{\delta E}{k_{\rm B} T}\right)^2 {\rm e}^{-\frac{\delta E}{k_{\rm B} T}}.$$
 (2.14)

Für $k_{\rm B}T/\delta E=0.42$ durchläuft die Kurve ein Maximum mit dem Wert $C_{\rm Z}\approx 0.44\,Nk_{\rm B}.$ Dieses Verhalten ist als Schottky-Anomalie bekannt.

Die zweite Detektoreigenschaft, die die Signalgröße stark beeinflusst, ist die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung des Sensormaterials. Vernachlässigt man auch hier die Wechselwirkung der magnetischen Momente untereinander, so berechnet sich die Magnetisierung zu

$$M = \frac{N}{2V}\tilde{g}\mu_{\rm B}\tanh\left(\frac{\delta E}{2k_{\rm B}T}\right). \tag{2.15}$$

In Abbildung 2.6 ist der Verlauf der Magnetisierung eines <u>Au</u>:Er-Sensors mit einer Erbium-Konzentration von 500 ppm in Abhängigkeit von der inversen Temperatur dargestellt.

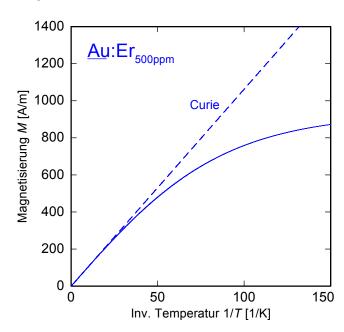


Abb. 2.6: Magnetisierung eines Sensors aus <u>Au</u>:Er mit einer Erbium-Konzentration von 500 ppm in Abhängigkeit von der inversen Temperatur.

Im Grenzfall hoher Temperaturen $(k_{\rm B}T\gg\delta E)$ gilt die Näherung $\tanh(h)\approx h$ und es folgt für die Magnetisierung bei hohen Temperaturen das Curie-Gesetz

$$M \approx \frac{N}{V} \frac{(\tilde{g}\mu_{\rm B})^2}{4k_{\rm B}} \frac{B}{T} \propto \frac{B}{T},$$
 (2.16)

welches in Abbildung 2.6 als gestrichelte Gerade eingezeichnet ist.

Für tiefe Temperaturen $(k_{\rm B}T\ll\delta E)$ hingegen nähert sich der Tangens-Hyperbolicus dem Wert eins an, wodurch die Magnetisierung mit dem Wert

$$M_{\rm sat} \approx \frac{N}{V} \frac{\tilde{g}\mu_{\rm B}}{2}$$
 (2.17)

in Sättigung geht.

Jedoch ist oberhalb von 10 mK immer noch eine deutliche Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung erkennbar, sodass auch bei den tiefen Arbeitstemperaturen des Detektors noch eine hinreichende Signalgröße erreicht werden kann.

Detektorsignal im Modell nicht-wechselwirkender magnetischer Momente

Wie bereits in Gleichung 2.15 gezeigt, ist die im Modell wechselwirkungsfreier magnetischer Momente berechnete Magnetisierungsänderung ΔM invers proportional zum Sensorvolumen. Die Änderung Δm des Magnetischen Moments hingegen berechnet sich aus der Magnetisierungsänderung ΔM zu

$$\Delta m = V \Delta M, \tag{2.18}$$

ist unabhängig von der Sensorgeometrie und meist besser für eine allgemeine Diskussion des Detektorsignals geeignet.

Um einen Spin im äußeren Magnetfeld B umzuklappen, wird eine Energie von $\delta E = \tilde{g}\mu_{\rm B}B$ benötigt. Bei solch einer Anhebung in den energetisch ungünstigeren Zustand ändert sich das magnetische Moment des Sensors um $\tilde{g}\mu_{\rm B}$. Eine Energiedeposition ΔE führt somit zum Umklappen von $\Delta E/\delta E$ Spins und folglich zu einer Änderung des magnetischen Moments um insgesamt

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{B}.\tag{2.19}$$

Zusätzlich zur oben beschriebenen Wärmekapazität $C_{\rm Z}$ der magnetischen Momente gibt es allerdings noch weitere Beiträge zur Wärmekapazität, die die Änderung des magnetischen Moments beeinflussen. Für den Beitrag $C_{\rm ph}$ der Phononen folgt mit Hilfe des Debye-Näherung

$$C_{\rm ph} = \beta T^3. \tag{2.20}$$

Bei den tiefen Arbeitstemperaturen des Detektors ist dieser Beitrag gegenüber dem Beitrag $C_{\rm el}$ der Leitungselektronen vernachlässigbar gering, da letzterer nur linear mit sinkender Temperatur abnimmt:

$$C_{\rm el} = \gamma T. \tag{2.21}$$

Berücksichtigt man auch diesen Beitrag zur Wärmekapazität, so muss Gleichung 2.19 erweitert werden zu

$$\Delta m = \frac{C_{\rm Z}}{C_{\rm Z} + C_{\rm el}} \frac{\Delta E}{B}.$$
 (2.22)

Für kleine Magnetfelder gilt gemäß Gleichung 2.12 für die Wärmekapazität der magnetischen Momente $C_{\rm Z} \propto B^2$.

Da allerdings der Beitrag der Elektronen bei kleinen Magnetfeldern dominiert, folgt somit für die Änderung des magnetischen Moments

$$\Delta m = \frac{C_{\rm Z}}{C_{\rm el}} \frac{\Delta E}{B} \propto B. \tag{2.23}$$

Bei konstanter Temperatur und steigendem Magnetfeld nähern sich die beiden Beiträge zur Wärmekapazität einander an bis zu dem Magnetfeld B_{max} , bei dem

$$C_{\mathbf{Z}}(B_{\max}, T) = C_{\mathbf{el}}(T) \tag{2.24}$$

gilt und die Änderung des magnetischen Moments ein Maximum erreicht.

Wird das Magnetfeld weiter erhöht, so wird die Wärmekapazität $C_{\rm Z}$ der magnetischen Momente immer größer, sodass der Beitrag der Elektronen für große Magnetfelder vernachlässigt werden kann. Für die Änderung des magnetischen Moments folgt dann wieder Gleichung 2.19 und die Signalgröße nimmt proportional zu 1/B ab.

In Abbildung 2.7 ist die Änderung des magnetischen Moments eines Sensors mit einer Erbium-Konzentration von $600\,\mathrm{ppm}$ nach der Absorption einer Energie von $6\,\mathrm{keV}$ in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld B dargestellt.

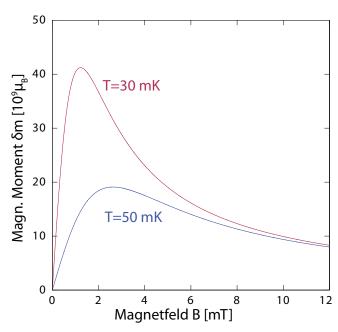


Abb. 2.7: Magnetisches Moment eines Sensors aus <u>Au</u>:Er mit einer Erbium-Konzentration von 600 ppm nach Absorption von Photonen mit einer Energie von 6 keV in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Der zuvor beschriebene Verlauf bei kleinen und großen Magnetfeldern, sowie das temperaturabhängige Maximum sind in dieser Abbildung gut erkennbar.

2.3.2 Modell wechselwirkender magnetischer Momente

In den bisherigen Betrachtungen wurden die Wechselwirkungen der magnetischen Momente untereinander vernachlässigt. Allerdings beeinflussen diese die Temperaturverläufe von Wärmekapazität und Magnetisierung, was sich wiederum auf die Signalgröße auswirkt. Die magnetischen Momente des Sensors wechselwirken hauptsächlich durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die RKKY²-Wechselwirkung miteinander. Letztere beschreibt die indirekte Wechselwirkung zwischen zwei lokalisierten

²Benannt nach ihren Entdeckern M. A. Rudermann, C. Kittel, T. Kasuya und K. Yosida

magnetischen Momenten in der <u>Au</u>:Er-Legierung und wird von den Leitungselektronen der Legierung vermittelt. Um die Stärken der Dipol-Dipol- und der RKKY-Wechselwirkung miteinander zu vergleichen, kann man den Wechselwirkungsparameter

$$\alpha := \frac{\Gamma_{\text{RKKY}}}{\Gamma_{\text{Dipol}}} \tag{2.25}$$

definieren. In den Abbildungen 2.8 und 2.9 sind Messungen der spezifischen Wärme sowie der Magnetisierung eines Sensors aus <u>Au</u>:Er mit einer Erbium-Konzentration von 300 ppm in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene äußere Magnetfelder aufgetragen [Fle03]. Mit durchgezogenen Linien sind zudem die numerisch berechneten Temperaturverläufe eingezeichnet, für die ein Wechselwirkungs-Parameter von $\alpha=5$ angenommen wurde.

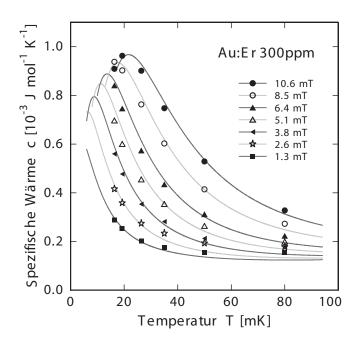


Abb. 2.8: Temperaturverlauf der spezifischen Wärme eines Sensors aus Au:Er mit einer Erbium-Konzentration von 300 ppm für verschiedene Magnetfeldstärken [Fle03].

Die Messwerte stimmen sowohl für die spezifische Wärme als auch für die Magnetisierung sehr gut mit den simulierten Temperaturverläufen überein. Vergleicht man diese Schaubilder mit dem zuvor betrachteten wechselwirkungsfreien Fall (Abbildungen 2.5 und 2.6), so stellt man für beide Größen fest, dass sich die jeweiligen Temperaturverläufe nicht stark unterscheiden. Das Maximum im Verlauf der spezifischen Wärme wird allerdings durch die Wechselwirkungen um etwa einen Faktor 2 verbreitert.

Der Verlauf der Magnetisierung zeigt für hohe Temperaturen das erwartete Curie-Verhalten, welches zu niedrigen Temperaturen hin in Sättigung geht. Verglichen mit dem wechselwirkungsfreien Fall tritt hierbei allerdings ein geringfügig verringerter Sättigungswert auf.

Sowohl die Verringerung des Sättigungswertes als auch die Verbreiterung des Maxi-

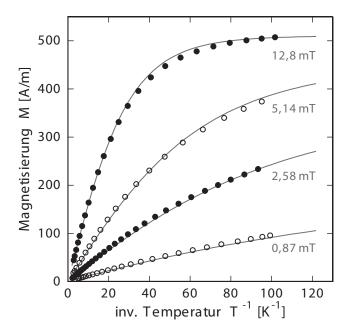


Abb. 2.9: Magnetisierung eines Sensors aus <u>Au</u>:Er mit einer Erbium-Konzentration von 300 ppm in Abhängigkeit von der inversen Temperatur für verschiedene Magnetfeldstärken [Fle03].

mums im Temperaturverlauf der spezifischen Wärmekapazität haben eine Verringerung der Signalhöhe des Detektors zur Folge.

Eine zusätzliche Verringerung der Signalhöhe wird durch das Erbium-Isotop ¹⁶⁷Er hervorgerufen [Fle99, Fle03]. Dieses Isotop, welches zu 23% in natürlichem Erbium vorkommt, besitzt einen Kernspin mit starker Hyperfein-Kopplung und sorgt damit für zusätzliche Freiheitsgrade, sodass der Anteil der Energie im Zeemann-System reduziert wird. Aus diesem Grund wurde für den in dieser Arbeit verwendeten Sensor angereichertes Erbium verwendet, in welchem der Anteil von ¹⁶⁷Er auf etwa 1,2% reduziert wurde.

2.4 Auslese der Magnetisierungsänderung

2.4.1 Mäanderförmige Detektionsspule

Wie in Kapitel 2.1 erwähnt, wird die Magnetisierungsänderung des Sensors über eine supraleitende Spule von einem SQUID-Magnetometer ausgelesen. Diese Spule besteht aus Niob-Bahnen, die planar auf einem Substrat aus Saphir angeordnet sind, sodass sich parallele Streifen ergeben. Eine derartige Anordnung werden wir im Folgenden als Mäander bezeichnen. Ein solcher Mäander wird vom Sensor bedeckt, wobei sich zur elektrischen Isolation eine dünne SiO₂-Schicht zwischen Sensor und Mäander befindet.

Wie in Abbildung 2.10 schematisch dargestellt, sind in dem beschriebenen Detektor jeweils zwei solcher Mäander als Paar gradiometrisch verschaltet und können somit über eine gemeinsame Einkoppelspule von einem SQUID-Magnetometer ausgelesen werden. Dies ist möglich, da eine Magnetisierungsänderung des einen Sensors eine positive Flussänderung im SQUID-Magnetometer zur Folge hat, während eine Magnetisierungsänderung im anderen Sensor eine negative Flussänderung im SQUID-Magnetometer hervorruft. Anhand des Vorzeichens des gemessenen Signals lässt sich somit feststellen, in welchem der beiden Detektoren ein Teilchen detektiert wurde.

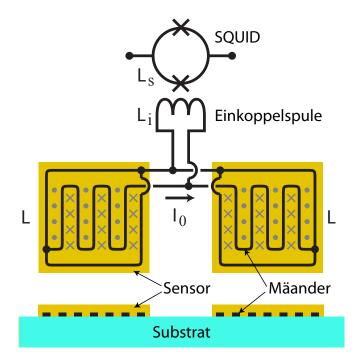


Abb. 2.10: Schematische Darstellung der gradiometrisch verschalteten mäanderförmigen Detektionsspulen.

Ein Vorteil dieser gradiometrischen Verschaltung ist, dass äußere Temperaturschwankungen, welche auf beide Sensoren gleichzeitig einwirken, sich gerade aufheben und daher nicht zu einer Änderung des Messsignals führen. Auf diese Weise kann ein zusätzlicher durch Temperaturschwankungen entstehender Rauschbeitrag vermieden werden.

Dadurch, dass die beiden Mäander, die aus Nb gefertigt sind, welches unterhalb von $9.2 \,\mathrm{K}$ supraleitend wird, eine geschlossene supraleitende Schleife bilden, ist es zudem möglich einen Dauerstrom I_0 in die Mäander einzuspeisen. Dieser Dauerstrom erzeugt das Magnetfeld, das zum Betrieb des <u>Au</u>:Er-Sensors benötigt wird. Die Präparation dieses Dauerstroms wird in Kapitel $5.2 \,\mathrm{beschrieben}$.

2.4.2 Detektorsignal

In Kapitel 2.3 wurde gezeigt, wie eine Temperaturänderung des Detektors zu einer Änderung der Ausrichtung der magnetischen Dipole im Au:Er-Sensor und somit zu einer Änderung der Magnetisierung führt. Diese Magnetisierungsänderung ΔM führt ihrerseits zu einer Flussänderung $\Delta \Phi$ in der mäanderförmigen Detektionsspule, welche sich unterhalb des Sensors befindet (Siehe Kapitel 2.4.1). Um diese Flussänderung zu berechnen, wird zunächst ein infinitesimales Volumenelement dV des Sensors betrachtet. Eine Magnetisierungsänderung $\Delta M(\mathbf{r})$ dieses Volumenelements führt zu einer Flussänderung

$$d(\Delta\Phi) = \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \Delta M(\mathbf{r}) dV$$
 (2.26)

im Mäander [Bur04], wobei $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \, \text{Vs/Am}$ die magnetische Permeabilität des Vakuums und p der Mitte-zu-Mitte-Abstand zwischen zwei Mäanderbahnen ist. Der Geometriefaktor $G(\mathbf{r}/p)$ stellt gemäß

$$B(\mathbf{r}) = \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} I_0 \tag{2.27}$$

einen Zusammenhang zwischen dem im Mäander fließenden Dauerstrom I_0 und dem dadurch erzeugten Magnetfeld $B(\mathbf{r})$ her [Bur04]. Integriert man Gleichung 2.26 über das Sensorvolumen V, so erhält man mit Hilfe der Gleichungen 2.1 und 2.2 die Flussänderung im Mäander

$$\Delta \Phi = \frac{\Delta E}{C_{\rm a} + \int_{\rm V} c_{\rm s}(\mathbf{r}) dV} \int_{\rm V} \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \frac{\partial M(B(\mathbf{r}, T))}{\partial T} dV, \qquad (2.28)$$

wobei C_a die Wärmekapazität des Absorbers und $c_s(\mathbf{r})$ die spezifische Wärme des Sensors pro Volumen ist. Da alle Ortsabhängigkeiten in 2.28 nur auf das ortsabhängige Magnetfeld zurückzuführen sind, lässt sich das Volumenintegral unter Verwendung des gewichteten Mittelwerts

$$\langle X \rangle = \int P(B)X(B)dB$$
 (2.29)

mit der Magnetfeldverteilung P(B) in ein Integral über das Magnetfeld überführen. Somit vereinfacht sich Gleichung 2.28 zu

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta E} = \frac{V}{C_{\rm a} + V \langle c_{\rm s} \rangle} \left\langle \mu_0 \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle. \tag{2.30}$$

Die Verteilung P(B) des stark inhomogenen Magnetfelds im Sensor wurde in [Kam10] mit der Finite-Elemente-Software FEMM³ simuliert.

³Finite Element Method Magnetics, Freeware von David Meeker, www.femm.info

Da die beiden Mäander und die Einkoppelspule des SQUIDs ein supraleitend geschlossenes Netzwerk bilden, ist in allen Maschen des Netzwerkes der magnetische Fluss erhalten, was durch Induktion von Abschirmströmen in den Maschen gewährleistet wird. Derjenige durch die Einkoppelspule des SQUIDs beträgt

$$\Delta I = \frac{\Delta \Phi}{L_{\rm m} + 2(L_{\rm i} + L_{\rm b})}.$$
(2.31)

Hierbei bezeichnet $L_{\rm m}$ die Induktivität eines einzelnen Mäanders, $L_{\rm i}$ die Induktivität der Einkoppelspule und $L_{\rm b}$ die Induktivität der elektrischen Verbindung zwischen Mäander und Einkoppelspule.

Dieser Strom erzeugt über die Gegeninduktivität

$$M_{\rm is} = k\sqrt{L_{\rm i}L_{\rm s}} \tag{2.32}$$

zwischen SQUID-Magnetometer und Einkoppelspule im SQUID die Flussänderung

$$\Delta\Phi_{\rm s} = M_{\rm is}\Delta I = \frac{k\sqrt{L_{\rm i}L_{\rm s}}}{L_{\rm m} + 2(L_{\rm i} + L_{\rm b})}\Delta\Phi, \tag{2.33}$$

wobei k den Kopplungsfaktor zwischen Einkoppelspule und SQUID-Magnetometer und L_s die Induktivität des SQUID-Magnetometers angeben.

Somit folgt mit Gleichung 2.30 für die Flussänderung im SQUID-Magnetometer

$$\Delta\Phi_{\rm s} = \frac{k\sqrt{L_{\rm i}L_{\rm s}}}{L_{\rm m} + 2(L_{\rm i} + L_{\rm b})} \cdot \frac{V\Delta E}{C_{\rm a} + V\langle c_{\rm s}\rangle} \left\langle \mu_0 \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle. \tag{2.34}$$

Diese Flussänderung wird wie im nächsten Kapitel beschrieben vom SQUID und dessen Auslese-Elektronik in ein messbares Spannungssignal umgewandelt.

2.4.3 SQUID-Magnetometer

Funktionsweise eines dc-SQUIDs

Mit einem SQUID-Magnetometer lassen sich Änderungen des magnetischen Flusses sehr präzise messen. Zur Auslese des in dieser Arbeit beschriebenen Detektors werden dc-SQUIDs verwendet. Der schematische Aufbau eines solchen dc-SQUIDs ist in Abbildung 2.11a) zu sehen. Das SQUID besteht aus einer supraleitenden Schleife, die an zwei Stellen von einer dünnen⁴ nicht-supraleitenden Schicht, einem sogenannten Josephson-Kontakt unterbrochen ist. Durch diese Josephson-Kontakte kann ein äußeres Magnetfeld in die supraleitende Schleife eintreten. Eine detaillierte Beschreibung des Josephson-Effekts findet sich beispielweise in [Jos62] oder [Cla04]. Um hysteretisches Verhalten zu verringern, sind zwei Shunt-Widerstände parallel zu den Josephson-Kontakten geschaltet.

⁴Diese nicht-supraleitende Schicht ist typischerweise einige nm dick

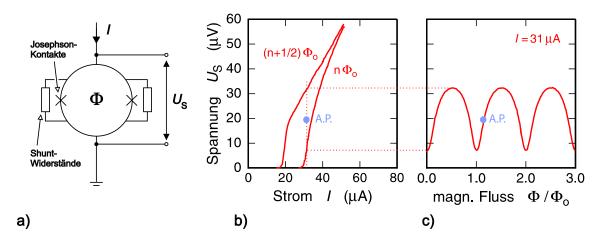


Abb. 2.11: a) Schematische Darstellung eines dc-SQUID-Magnetometers, b) Strom-Spannungs-Kennlinien für $\Phi = n\Phi_0$ und $\Phi = (n+1/2)\Phi_0$ mit ganzzahligem n, c) Spannungsabfall über einem dc-SQUID in Abhängigkeit vom magnetischen Fluss innerhalb der SQUID-Schleife bei einem konstanten Betriebsstrom $I = 31 \,\mu\text{A}$. In b) und c) ist in blau ein geeigneter Arbeitspunkt (A.P.) markiert [Wei96].

Treibt man einen Strom I durch das SQUID, so wird bei Stromstärken unterhalb eines bestimmten kritischen Stromes I_c der Strom durch Cooper-Paare getragen. Diese tunneln kohärent durch die Josephson-Kontakte und es fällt keine Spannung über dem SQUID ab. Wird der kritische Strom allerdings überschritten, so tunneln statt der Cooper-Paare Quasiteilchen und es fällt über dem SQUID die Spannung U_s ab. Diese geht für $I \gg I_c$ in ein ohmsches Verhalten über, da nun der Großteil des Stromes über die Shunt-Widerstände fließt. Dies ist in der Strom-Spannungskennlinie in Abbildung 2.11b) klar erkennbar. Außerdem wird deutlich, dass die kritische Stromstärke, ab der eine Spannung über dem SQUID abfällt vom magnetischen Fluss Φ abhängt, den die SQUID-Schleife umschließt. Beträgt dieser magnetische Fluss genau ein ganzzahliges Vielfaches des magnetischen Flussquants $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15} \,\mathrm{Vs}$, so ist die kritische Stromstärke maximal. Bei einem halbzahligen Vielfachen ist die kritische Stromstärke minimal.

Der resultierende Spannungsabfall über dem SQUID ist periodisch abhängig vom magnetischen Fluss innerhalb der SQUID-Schleife. Treibt man nun einen konstanten Strom, der knapp über der maximalen kritischen Stromstärke liegt, durch das SQUID und variiert den magnetischen Fluss Φ in der Leiterschleife, so erhält man die in Abbildung 2.11c) gezeigte Spannungs-Fluss-Kennlinie. Ohne zusätzliche äußere Beschaltung wandelt ein SQUID den magnetischen Fluss somit nichtlinear in eine Spannung um, wobei nur sehr kleine Flussänderungen von maximal $\Delta \Phi = \pm \Phi_0/4$ in einem monotonen Bereich der Kennlinie gemessen werden können. Mit Hilfe einer Rückkoppelelektronik lässt sich das SQUID-Signal, wie im folgenden Kapitel beschrieben, linearisieren.

Einstufiger SQUID-Aufbau zur Linearisierung des Signals

Um den linearen Arbeitsbereich eines SQUID-Magnetometers zu erweitern, kann eine Rückkoppelelektronik verwendet werden, wie sie in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt ist [Dru04].

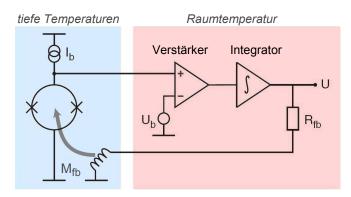


Abb. 2.12: Schematische Darstellung einer Rückkoppelelektronik zur Linearisierung des SQUID-Signals.

Die über dem SQUID abfallende Spannung wird bei Raumtemperatur verstärkt und integriert. Die Referenzspannung $U_{\rm b}$ am zweiten Eingang des Differenzverstärkers bestimmt den gewählten Arbeitspunkt. Sie wird so gewählt, dass die Spannungs-Fluss-Kennlinie am hierdurch definierten Arbeitspunkt möglichst steil ist. Ein solcher Arbeitspunkt ist in Abbildung 2.11c) mit A.P. markiert. Die Ausgangsspannung U des Integrators führt dazu, dass ein Strom durch den Rückkoppelwiderstand $R_{\rm fb}$ und die Rückkoppelspule fließt, wodurch im SQUID ein magnetischer Fluss

$$\Phi_{\rm fb} = \frac{M_{\rm fb}U}{R_{\rm fb}} \tag{2.35}$$

erzeugt wird. Hierbei bezeichnet $M_{\rm fb}$ die Gegeninduktivität zwischen SQUID und Rückkoppelspule. Diese Flussänderung im SQUID ist dann exakt so groß, dass sie eine vom Experiment stammende und zu messende Flussänderung $\Delta\Phi_{\rm s}$ im SQUID kompensiert, wodurch das SQUID immer am gewählten Arbeitspunkt gehalten wird. Die Ausgangsspannung

$$U = \frac{R_{\rm fb}}{M_{\rm fb}} \Delta \Phi_{\rm s} \tag{2.36}$$

des Integrators ist somit proportional zum zu bestimmenden Fluss $\Delta\Phi_{\rm s}$ und dient als Ausgangssignal. Auf diese Weise wird die in Kapitel 2.4.2 gezeigte Flussänderung im SQUID-Magnetometer in ein Spannungssignal umgewandelt. Wird nun ein metallisches magnetisches Kalorimeter mit einem SQUID-Magnetometer mit Rückkoppelelektronik ausgelesen, so lässt sich mit Hilfe der Gleichungen 2.34 und 2.36 die Ausgangsspannung U des Integrators berechnen zu

$$U = \frac{R_{\rm fb}}{M_{\rm fb}} \cdot \frac{k\sqrt{L_{\rm i}L_{\rm s}}}{L_{\rm m} + 2(L_{\rm i} + L_{\rm b})} \cdot \frac{V}{C_{\rm a} + V \langle c_{\rm s} \rangle} \left\langle \mu_0 \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle \Delta E \propto \Delta E. \tag{2.37}$$

Die Ausgangsspannung ist also direkt proportional zum Energieeintrag ΔE in den Absorber.

Zweistufiger SQUID-Aufbau zur Verbesserung des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses

Im vorherigen Kapitel wurde ein einstufiger SQUID-Aufbau vorgestellt, mit dem das SQUID auf einem festen Arbeitspunkt betrieben werden kann. In solch einem Aufbau verursacht die bei Raumtemperatur betriebene Verstärker-Schaltung allerdings ein zusätzliches Rauschen, wodurch das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis etwas verschlechtert wird. Um den Einfluss dieses Rauschbeitrags zu verringern, kann ein zweistufiger Aufbau verwendet werden, wie er in Abbildung 2.13 gezeigt ist.

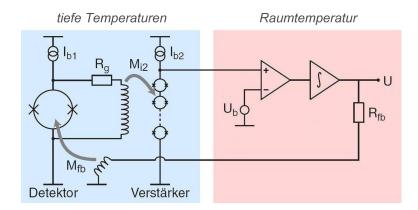


Abb. 2.13: Schematische Darstellung eines zweistufigen SQUID-Aufbaus, bei dem zur Verstärkung ein SQUID-Array bei tiefen Temperaturen verwendet wird.

Bei solch einem zweistufigen Aufbau wird zusätzlich zum SQUID, in das das Signal des Detektors einkoppelt (im Folgenden Detektor-SQUID genannt), noch ein weiteres SQUID oder auch wie in Abbildung 2.13 skizziert ein Serien-SQUID-Array, also eine Serienschaltung mehrerer möglichst identischer SQUIDs (im Folgenden als Verstärker-SQUID bezeichnet), verwendet, welches zur Verstärkung des SQUID-Signals bei tiefen Temperaturen dient.

Die Flussänderung $\Delta\Phi_s$ im Detektor-SQUID erzeugt hierbei einen Spannungsabfall ΔU_1 , aus dem eine Stromänderung $\Delta I_1 = \Delta U_1/R_{\rm g}$ resultiert. Über eine Spule wird dann die Flussänderung $\Delta\Phi_2 = M_{\rm i2}\Delta I_1$ in das Verstärker-SQUID eingekoppelt, wobei $M_{\rm i2}$ die Gegeninduktivität zwischen Spule und Verstärker-SQUID ist. Der aus der Flussänderung $\Delta\Phi_2$ resultierende Spannungsabfall über dem Verstärker-SQUID wird anschließend wie im einstufigen Aufbau bei Raumtemperatur verstärkt und integriert. Der resultierende Fluss durch die Rückkoppelspule wird dann in das Detektor-SQUID eingekoppelt, wodurch der magnetische Fluss im Detektor-SQUID konstant gehalten wird.

2.5 Energieauflösung und Rauschen

In diesem Kapitel werden anhand eines vereinfachten Modells die erwartete Signalform eines metallischen magnetischen Kalorimeters, limitierende Rauschbeiträge, sowie die aufgrund dieser Rauschbeiträge erreichbare Energieauflösung diskutiert. Die in Kapitel 2.2 beschriebene Wärmediffusion im Absorber, die für den Signalanstieg des in dieser Arbeit diskutierten Detektors begrenzend ist, wird dabei im Folgenden vernachlässigt.

2.5.1 Pulsform

Um die erwartete Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters berechnen zu können, muss zunächst der zeitliche Verlauf der Sensortemperatur hergeleitet werden. Hierzu ist es hilfreich, ein vereinfachtes Modell zu betrachten, welches den Detektor als kanonisches Ensemble bestehend aus zwei Subsystemen beschreibt.

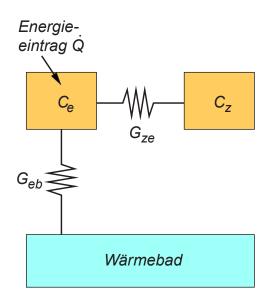


Abb. 2.14: Modell eines metallischen magnetischen Kalorimeters als kanonisches Ensemble von zwei Systemen.

In Abbildung 2.14 ist solch ein Modell skizziert, das sich aus dem System der Leitungselektronen (links) und dem Zeemann-System der magnetischen Momente (rechts) zusammensetzt. Die beiden Systeme haben die Wärmekapazitäten $C_{\rm e}$ und $C_{\rm z}$, sowie die Temperaturen $T_{\rm e}$ und $T_{\rm z}$ und sind über die Wärmeleitfähigkeit $G_{\rm ze}$ verbunden. Das System der Leitungselektronen ist wiederum über die Wärmeleitfähigkeit $G_{\rm eb}$ thermisch mit einem Wärmebad der Temperatur $T_{\rm b}$ verbunden. In diesem einfachen Modell wird davon ausgegangen, dass das System der Leitungselektronen intern instantan thermalisiert, dass also der Wärmetransport durch Diffussion nicht nennenswert limitiert wird. In aktuellen magnetischen Mikro-Kalorimetern für den hochaufgelösten Nachweis weicher Röntgenstrahlung ist diese Annahme sehr gut erfüllt. Für die hier diskutierten großflächigen Detektoren bedeutet diese Annahme

eigentlich eine zu starke Vereinfachung. Mit Hilfe dieser Größen lässt sich der Wärmefluss beschreiben, der nach einem Wärmeeintrag \dot{Q} im System der Leitungselektronen auftritt:

$$C_{\rm z}\dot{T}_{\rm z}(t) = -(T_{\rm z} - T_{\rm e})G_{\rm ze}$$
 (2.38)

$$C_{\rm e}\dot{T}_{\rm e}(t) = -(T_{\rm e} - T_{\rm z})G_{\rm ze} - (T_{\rm e} - T_{\rm b})G_{\rm eb} + \dot{Q}(t)$$
 (2.39)

Unter der Annahme eines deltaförmigen Energie
eintrags $Q(t) = \Delta E \cdot \delta(t)$ lässt sich anhand der Gleichungen 2.38 und 2.39 der Temperatur
verlauf des Zeemann-Systems bei Zeiten t>0 zu

$$T_{\rm z}(t) \approx \Delta E \cdot p(t)$$
 (2.40)

 $_{
m mit}$

$$p(t) = \beta(-e^{-\frac{t}{\tau_0}} + e^{-\frac{t}{\tau_1}}) \tag{2.41}$$

bestimmen, wobei die Größe

$$\beta = \frac{C_{\rm z}}{C_{\rm z} + C_{\rm e}} \tag{2.42}$$

den Anteil der Wärmekapazität des Zeeman-Systems an der Gesamtwärmekapazität angibt. Die Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 hängen dabei von den Wärmekapazitäten der beiden Systeme sowie von den Wärmeleitfähigkeiten zwischen den Systemen ab. Vernachlässigt man die Wärmediffusion im Absorber, so wird die Anstiegszeit τ_0 durch die Zeit begrenzt, die zur Elektron-Spin-Relaxation benötigt wird und ist daher über die Korringa-Beziehung

$$\tau_{\kappa} = \frac{\kappa}{T_{\rm e}} \tag{2.43}$$

durch

$$\tau_0 \approx \tau_\kappa \cdot (1 - \beta) \tag{2.44}$$

gegeben [Whi02], wobei $\kappa = 7 \cdot 10^{-9} \, \mathrm{Ks}$ [Sjö75] die Korringa-Konstante für das betrachtete System und T_{e} die Elektronentemperatur ist. Wenn die beiden Wärmekapazitäten C_{z} und C_{e} gleich groß sind, so ist $\beta = 0.5$. Bei einer Betriebstemperatur des Detektors von $T_{\mathrm{b}} = 30 \, \mathrm{mK}$ ergibt sich dann eine Anstiegszeit von $\tau_0 \approx 0.12 \, \mu \mathrm{s}$. Die Abklingzeit τ_1 berechnet sich anhand der Gesamtwärmekapazität $C_{\mathrm{tot}} = C_{\mathrm{e}} + C_{\mathrm{z}}$ sowie der Wärmeleitfähigkeit G_{eb} des thermischen Links zum Wärmebad zu

$$\tau_1 \approx \frac{C_{\text{tot}}}{G_{\text{eb}}}.$$
(2.45)

In diesem Modell wird für metallische magnetische Kalorimeter demzufolge ein detektierter Puls erwartet, der wie in Abbildung 2.15 gezeigt zunächst mit einer Zeitkonstanten τ_0 schnell ansteigt, dann ein Maximum erreicht und schließlich mit einer Zeitkonstanten τ_1 langsam wieder abfällt.

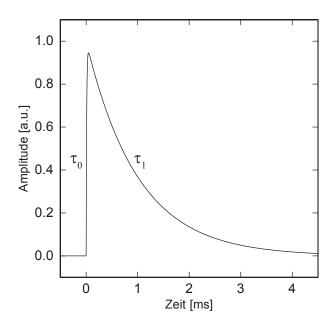


Abb. 2.15: Erwartete Pulsform eines metallischen magnetischen Kalorimeters bei Vernachlässigung der Wärmediffussion im Absorber.

2.5.2 Energiefluktuationen

In den in Kapitel 2.5.1 eingeführten Untersystemen des Detektors kommt es aufgrund der endlichen Wärmeleitfähigkeiten $G_{\rm ze}$ und $G_{\rm eb}$ zwischen den Systemen zu Energiefluktuationen, die sich als thermisches Rauschen bemerkbar machen. In Abbildung 2.16 ist das Modell aus Kapitel 2.5.1 mit zusätzlichen parallel zu den Kopplungen eingetragenen Rauschquellen $P_{\rm ze}$ und $P_{\rm eb}$ zu sehen.

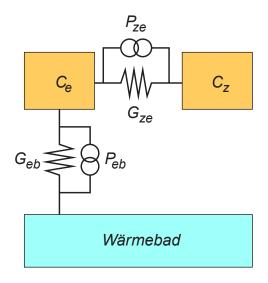


Abb. 2.16: Modell eines metallischen magnetischen Kalorimeters als kanonisches Ensemble von zwei Systemen. In diesem Modell wurden zusätzlich thermische Rauschquellen zwischen den einzelnen Systemen berücksichtigt.

Berücksichtigt man diese Rauschquellen, so müssen Gleinungen 2.38 und 2.39 zu

$$C_{\rm z}\dot{T}_{\rm z}(t) = -(T_{\rm z} - T_{\rm e})G_{\rm ze} + P_{\rm ze}(t)$$
 (2.46)

$$C_{\rm e}\dot{T}_{\rm e}(t) = -(T_{\rm e} - T_{\rm z})G_{\rm ze} - (T_{\rm e} - T_{\rm b})G_{\rm eb} - P_{\rm ze}(t) - P_{\rm eb}(t)$$
 (2.47)

erweitert werden. Die spektralen Rauschdichten dieser Rauschquellen lassen sich mit den Wärmeleitfähigkeiten als

$$S_{\rm P_{ze}} = 4k_{\rm B}T^2G_{\rm ze} \tag{2.48}$$

$$S_{\rm P_{\rm eb}} = 4k_{\rm B}T^2G_{\rm eb} \tag{2.49}$$

ausdrücken und man erhält für das Leistungsspektrum der Energiefluktuationen des Zeemann-Systems

$$S_{E_{z}}(f) = k_{\rm B}C_{z}T^{2}\left((1-\beta)\frac{4\tau_{0}}{1+(2\pi\tau_{0}f)^{2}} + \beta\frac{4\tau_{1}}{1+(2\pi\tau_{1}f)^{2}}\right). \tag{2.50}$$

Durch diese thermischen Energiefluktuationen wird das Auflösungsvermögen des Detektors auf grundlegende Weise limitiert. Dies wird in Kapitel 2.5.3 betrachtet.

2.5.3 Energieauflösung

In diesem Kapitel soll kurz dargestellt werden, wie sich anhand der in Kapitel 2.5.1 berechneten Pulsform und des in Kapitel 2.5.2 berechneten Leistungsspektrums der Energiefluktuationen die erwartete Energieauflösung des Detektors berechnen lässt. Eine ausführliche Herleitung ist in [Fle03] zu finden.

Zunächst wird das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis

$$SNR(f) = \frac{|\tilde{p}(f)|^2}{S_{E_z}(f)}$$
(2.51)

betrachtet. Es setzt sich zusammen aus der Fouriertransformierten

$$|\tilde{p}(f)| \approx \frac{2\beta \tau_1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_0)^2} \sqrt{1 + (2\pi f \tau_1)^2}}$$
 (2.52)

der in Gleichung 2.41 gegebenen Punktantwortfunktion p(t) sowie dem Leistungsspektrum der Energiefluktuationen des Zeemann-Systems S_{E_z} , welches in Gleichung 2.50 gegeben ist. Für die Herleitung von Gleichung 2.52 wurde hierbei angenommen, dass $\tau_0 \ll \tau_1$ und dass $C_z \approx C_e$ gilt.

Bei Verwendung des Auswertealgorithmus des optimalen Filters ergibt sich dann wie in [Fle03] beschrieben für die erwartete instrumentelle Linienbreite

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2 \ln 2} \left(\int_{0}^{\infty} (SNR(f))^2 df \right)^{-1/2}$$

$$= 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{4k_{\text{B}}C_{\text{e}}T^2} \left(\frac{1}{\beta(1-\beta)} \right)^{1/4} \left(\frac{\tau_0}{\tau_1} \right)^{1/4}.$$
(2.53)

Diese Funktion hat ein Minimum für $\beta=0.5$. Die bestmögliche Energieauflösung lässt sich also erreichen, indem die Detektorgeometrie so gewählt wird, dass die Wärmekapazitäten $C_{\rm e}$ und $C_{\rm z}$ gleich groß sind.

Wie in Gleichung 2.53 zudem erkennbar ist, lässt sich die Energieauflösung auch durch die Wahl einer möglichst geringen Wärmekapazität $C_{\rm e}$ sowie durch den Betrieb des Detektors bei möglichst tiefen Temperaturen verbessern.

Des weiteren kann eine gute Energieauflösung erreicht werden, wenn die Anstiegszeit τ_0 sehr viel geringer ist als die Abklingzeit τ_1 . In dem in dieser Arbeit diskutierten Detektor wird die Anstiegszeit allerdings durch die zur Ortsauflösung genutzte Wärmediffussion im Absorber begrenzt. Ebenso sollte auch die Abklingzeit nicht zu groß werden, da sonst nur sehr geringe Zählraten möglich sind. Der hier gewählte Kompromiss wird in Kapitel 4.1.1 beschrieben.

2.5.4 Weitere Rauschbeiträge

Zusätzlich zu den in Kapitel 2.5.2 diskutierten thermischen Energiefluktuationen treten bei metallischen magnetischen Kalorimetern weitere Rauschbeiträge auf. Im Spektrum des magnetischen Flussrauschens finden sich hierbei unter anderem ein frequenzunabhängiger weißer Rauschbeitrag sowie ein Beitrag, der sich etwa proportional zur inversen Frequenz verhält, $S_{\Phi} \propto f^{-1}$, und bei Frequenzen unterhalb von 100 Hz dominiert.

Auch das verwendete SQUID-Magnetometer führt zu zusätzlichen Rauschbeiträgen in den Messungen. Das SQUID-Rauschen setzt sich ebenfalls aus einem weißen Anteil, sowie einem 1/f-Anteil zusammen.

Magnetisches Johnson-Rauschen

Der weiße Rauschbeitrag lässt sich durch das magnetische Johnson-Rauschen erklären, dem die thermische Bewegung der Leitungselektronen in normalleitenden Teilen des Detektors zugrunde liegt. Diese Bewegung führt zu zeitlich fluktuierenden Magnetfeldern, welche in das SQUID-Magnetometer oder die Detektionsspule einkoppeln. Die potentiell wichtigsten Erzeuger magnetischen Johnson-Rauschens sind der Absorber aus Gold und der Sensor aus Au:Er, aber auch die in Kapitel 5.1.2 beschriebene Detektorhalterung aus Kupfer. Da bei steigenden Temperaturen die thermische Bewegung der Leitungselektronen stärker wird, steigt auch das magnetische Johnson-Rauschen an, wobei sich eine Temperaturabhängigkeit gemäß

$$S_{\Phi,J} \propto T \cdot \sigma(T)$$
 (2.54)

ergibt [Pie08], wobei $\sigma(T)$ die elektrische Leitfähigkeit des Materials ist. Durch Betrieb des Detektors bei möglichst tiefen Temperaturen lässt sich dieser Rauschbeitrag folglich verringern und bei typischen Betriebstemperaturen sind die Beiträge aller genannten Komponenten typischerweise vernachlässigbar.

1/f-Rauschen

Der zweite Rauschbeitrag verhält sich einerseits ungefähr proportional zur inversen Frequenz und weist andererseits eine Proportionalität zur Anzahl $N_{\rm Er}$ der Erbium-Ionen im Sensor [Dan05] auf:

$$S_{\Phi, \text{Er}} \propto \frac{N_{\text{Er}}}{f}$$
 (2.55)

Es ist daher anzunehmen, dass das 1/f-Rauschen von den Erbium-Ionen im Sensor verursacht wird. Im Temperaturbereich zwischen $30\,\mathrm{mK}$ und $4.2\,\mathrm{K}$ zeigt dieser Beitrag nahezu keine Temperaturabhängigkeit [Fle03]. Untersuchungen in [Hof12] deuten darauf hin, dass dieser Rauschbeitrag auf spinglas-artige Strukturen im $\underline{\mathrm{Au}}$:Er-Sensor zurückzuführen ist.

SQUID-Rauschen

Wie bereits in Kapitel 2.4.3 beschrieben wurde, ist zu den beiden Josephson-Kontakten eines dc-SQUIDs jeweils ein Shunt-Widerstand R parallel geschaltet. Auch diese Shunt-Widerstände verursachen wie jeder Widerstand ein thermisches Stromrauschen. Aufgrund der Eigeninduktivität $L_{\rm s}$ des SQUID-Magnetometers resultiert aus dem Stromrauschen ein Flussrauschen, für welches naiv betrachtet, das heißt unter Vernachlässigung der Josephson-Dynamik

$$S_{\Phi} = L_{\rm s}^2 \cdot \frac{4k_{\rm B}T}{2R} \tag{2.56}$$

gelten sollte. In [Tes77] wurde dieser Beitrag mit Hilfe von numerischen Simulationen berechnet, wobei zusätzlich die Entwicklung der Phasendifferenz der Wellenfunktion an den Josephson-Kontakten sowie der Einfluss von parasitären Kapazitäten berücksichtigt wurde. Für den weißen Rauschbeitrag eines optimierten dc-SQUID-Magnetometers folgt aus diesen Simulationen ein 8-mal größerer Wert von

$$S_{\Phi s, w} \approx L_s^2 \cdot \frac{16k_B T}{R}.$$
 (2.57)

Die typische Größe dieses Rauschbeitrags liegt bei einer Temperatur von 4 K bei etwa $\sqrt{S_{\Phi s,w}} \approx 0.6 \, \mu \Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$, da die SQUID-Induktivität häufig etwa $L_{\rm s} \approx 100 \, \rm pH$ beträgt.

Zusätzlich zu diesem weißen Rauschbeitrag weisen SQUID-Magnetometer noch einen frequenzabhängigen Rauschbeitrag

$$S_{\Phi s,1/f} \propto \frac{1}{f} \tag{2.58}$$

auf, der sich in etwa proportional zur inversen Frequenz verhält und das Rauschen des SQUIDS bei tiefen Frequenzen mit $\sqrt{S_{\Phi s,1/f}}|_{1\,\mathrm{Hz}} \approx 4\,\mu\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ dominiert. Es ist anzunehmen, dass dieses 1/f-Rauschen durch Defekte in den SQUID-Materialien hervorgerufen wird [Cla04]. So können Defekte in den Josephson-Kontakten dazu führen, dass Elektronen kurzzeitig in den Josephson-Kontakten festgehalten werden, wodurch sich dann Schwankungen der kritischen Stromstärke ergeben. Ebenso können Flussschläuche an den Defekten gefangen werden. Thermisch angeregte Sprünge dieser Flussschläuche führen dann zu einem Flussrauschen im SQUID. Als sehr plausibler Kandidat werden derzeit auch langsam relaxierende magnetische Momente an den Oberflächen der supraleitenden SQUID-Strukturen diskutiert.

3. Detektor

3.1 Detektorgeometrie

In Kapitel 2 wurde bereits der prinzipielle Aufbau eines metallischen magnetischen Kalorimeters besprochen. In diesem Kapitel wird nun kurz die konkrete Geometrie des in dieser Arbeit diskutierten Detektors dargestellt. Der Detektor wird auch ausführlich in [Kam10] beschrieben. In Abbildung 3.1 ist schematisch gezeigt, wie die in Kapitel 2.4.1 betrachteten gradiometrisch verschalteten mäanderförmigen Detektionsspulen in diesem Detektor angeordnet sind.

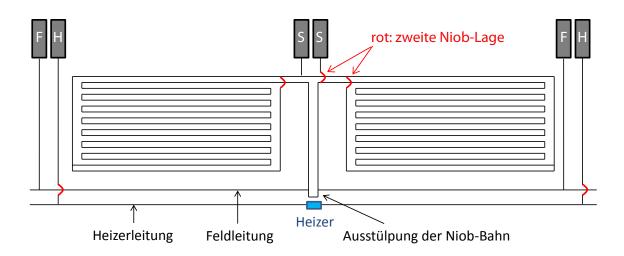


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der gradiometrisch verschalteten mäanderförmigen Detektionsspulen. Ebenfalls eingezeichnet sind die Bondpads zum Anschluss an die Einkoppelspule des SQUIDs (S) und zum Einspeisen des Dauerstroms (F) und des Heizerpulses für den Dauerstromschalter (H).

Jeder der beiden Mäander besteht aus 15 Niob-Bahnen, die jeweils eine Breite von $5\,\mu\text{m}$, eine Länge von etwa 7 mm und einen Mitte-zu-Mitte-Abstand von $10\,\mu\text{m}$ haben. Diese Niob-Bahnen sind direkt auf einem Substrat aus Saphir beziehungsweise Silizium aufgebracht. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden beide Substrat-Materialien verwendet. Um die einzelnen Mäanderbahnen in Abbildung 3.1 besser erkennen zu können, wurden die Größenverhältnisse abgeändert.

Wie in dieser Abbildung zudem zu sehen ist, ist jeder Mäander zur magnetischen Schirmung von einer geschlossenen Niob-Bahn umgeben. Da der magnetische Fluss

30 3. Detektor

in einer geschlossenen supraleitenden Schleife erhalten ist, kann in diese kein magnetischer Fluss eindringen und äußere Magnetfelder werden abgeschirmt.

In dem beschriebenen Detektor sind die Doppelmäander mit zwei Bondpads (S) aus Niob kontaktiert, die dazu dienen, diese Detektionsspulen mit der Einkoppelspule des SQUID-Magnetometers zu verbinden, um das Messsignal wie in Kapitel 5.1 gezeigt, an das SQUID weiterzuleiten.

Zusätzlich sind in Abbildung 3.1 der Heizer aus Gold-Palladium und die Feld- und Heizerleitung aus Niob eingezeichnet. In Kapitel 5.2 wird gezeigt, wie mit diesen Leitungen der Dauerstrom im Detektor präpariert werden kann, der das Magnetfeld erzeugt, in dem sich die Spins des <u>Au</u>:Er-Sensors ausrichten. Die Feld- und die Heizerleitung können durch Bondpads aus Niob kontaktiert werden, die in Abbildung 3.1 mit einem F beziehungsweise mit einem H gekennzeichnet sind.

Der in dieser Arbeit beschriebene Detektor setzt sich aus 16 magnetischen Kalorimetern zusammen, die jeweils aus einem Mäander mit dazugehörigem Sensor und Absorber sowie Thermalisierungsstrukturen bestehen. Abbildung 3.2 zeigt eine nichtmaßstabsgetreue schematische Darstellung der Elemente eines solchen Detektorkanals.

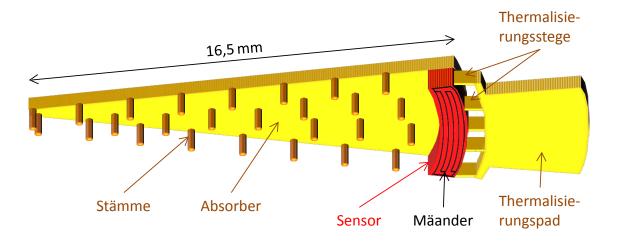


Abb. 3.2: Schematische Darstellung eines einzelnen Kalorimeters, von unten gesehen.

Wie dargestellt, befindet sich auf dem Mäander der Sensor aus $\underline{\text{Au}}$:Er, der 7 mm lang und etwa 140 μ m breit ist und somit den Mäander gerade bedeckt. Zur elektrischen Isolation befindet sich, wie bereits in Kapitel 2.4.1 erwähnt, eine dünne SiO₂-Schicht zwischen Mäander und Sensor.

Damit der Sensor, nachdem er durch einen Energieeintrag erwärmt wurde, seine Wärme wieder abgeben kann, ist er durch 12 Thermalisierungsstege aus Gold mit einem $3\,\mu\mathrm{m}$ dicken Thermalisierungspad aus Gold verbunden, welches wiederum,

wie in Kapitel 5.1 beschrieben, durch sehr viele Gold-Bonddrähte mit dem Kupfer-Halter des Detektors verbunden wird. Über diese Thermalisierungsstrukturen kann die Wärme schließlich in den Halter abfließen, der somit als Wärmebad dient. Bei einer Arbeitstemperatur von 30 mK berechnet sich der gesamte Wärmeleitwert der Thermalisierungsstege eines Kalorimeters unter der Annahme eines Restwiderstandsverhältnisses von RRR = 5 zu $G_{\rm th} \approx 1\,\mu{\rm W/K}$.

Auf dem Sensor liegt ein Ende des freistehenden Absorbers aus Gold auf. Dieser Absorber hat die Form eines Kreissektors mit einer Seitenlänge von etwa 16,5 mm, wie es in Abbildung 3.2 gezeigt ist.

Um die nötige Stabilität zu gewährleisten, steht jeder Absorber zudem auf 300 Stämmen aus Gold. Diese sorgen dafür, dass die Kontaktfläche zwischen Absorber und Substrat minimal bleibt, damit Wärme, die durch ein nachzuweisendes Teilchen eingebracht wird, möglichst vollständig in den Sensor gelangt und nicht über das Substrat abfließt. Der Wärmeverlust durch die Stämme beträgt etwa $G_{\rm st} \approx 2\,{\rm nW/K}$ und ist somit vernachlässigbar gering gegenüber dem Wärmeleitwert $G_{\rm th}$ der Thermalisierungsstege.

Damit unterschiedlich starke thermische Kontraktion des Gold-Absorbers und des Substrates beim Abkühlen des Detektors nicht zum Abreißen der Stämme führt, wurde der Absorber mit einer Wellenstruktur hergestellt, welche in Abbildung 3.3 zu sehen ist.

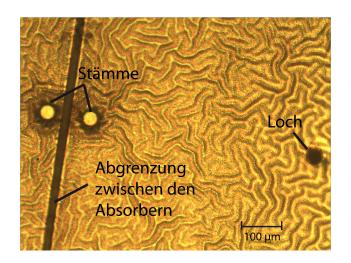


Abb. 3.3: Mikroskop-Bild des Goldabsorbers mit der Wellenstruktur (nach [Kam10]).

Der hier beschriebene Detektor besteht aus insgesamt 16 solchen Kalorimetern, die wie in Abbildung 3.1 gezeigt, jeweils paarweise gradiometrisch verschaltet sind und paarweise von einem gemeinsamen SQUID-Magnetometer ausgelesen werden. Die einzelnen Absorber setzen sich zu einem Kreis zusammen, wobei der Abstand zwischen zwei Absorbern 25 μ m beträgt. Somit entsteht eine runde sensitive Fläche von etwa $1000 \, \mathrm{mm}^2$.

32 3. Detektor

Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Aufsicht des gesamten Detektors.

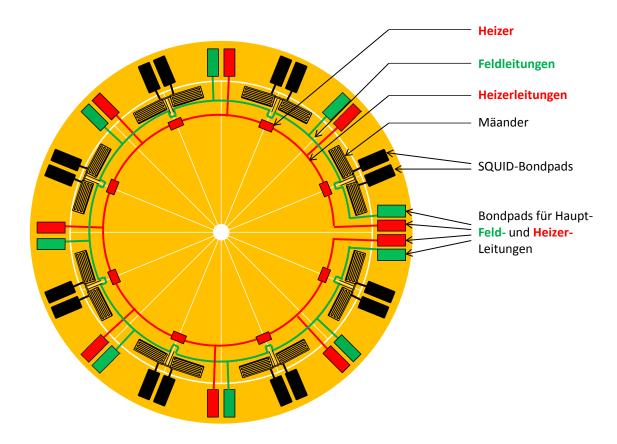


Abb. 3.4: Schematische Darstellung des gesamten Detektors.

Auf die Darstellung der Sensoren wurde hier verzichtet, um die Mäander nicht zu verdecken. Zudem sind die Größenverhältnisse abgeändert, damit die einzelnen Niob-Bahnen erkennbar sind. In schwarz sind hier die acht Doppelmäander mit den dazugehörigen SQUID-Bondpads zu sehen.

In grün und rot sind die Feld- beziehungsweise Heizerleitungen aus Niob und der Heizer aus Gold-Palladium eingezeichnet, die dazu dienen, den Dauerstrom im Detektor zu präparieren. Es ist sowohl möglich, über die Hauptleitungen alle Kalorimeter zeitgleich mit dem selben Dauerstrom zu versehen, oder aber jedes gradiometrisch verschaltete Kalorimeter-Paar einzeln zu betreiben. Dies hat den Vorteil, dass selbst wenn der Mäander eines Kalorimeter-Paars beschädigt ist, noch Messungen mit den restlichen sieben Paaren möglich sind.

3.2 Temperaturstabilisierung

Die Sensoren der Einzeldetektoren des in dieser Arbeit beschriebenen Detektors haben wie in Kapitel 3.1 erwähnt eine Breite von $140\,\mu\mathrm{m}$. Allerdings ist einer der 16 Sensoren etwas kleiner und hat lediglich eine Breite von $130\,\mu\mathrm{m}$. Dies hat zur Folge, dass das zugehörige Kalorimeter-Paar leicht unsymmetrisch ist. Temperaturschwankungen des Substrates werden daher nicht, wie in Kapitel 2.4.1 beschrieben, kompensiert, sondern rufen einen magnetischen Fluss im SQUID-Magnetometer hervor. Das Signal dieses Kalorimeter-Paars kann daher verwendet werden, um die Temperatur des gesamten Detektors zu ermitteln und somit zu stabilisieren. Um dies zu realisieren ist ein Heizer an der Unterseite der Kupferplattform angebracht, der dann die gesamte Plattform und somit das gesamte Substrat heizt, wenn das asymmetrische Einzeldetektor-Paar eine Temperatur unter dem Sollwert registriert.

34 3. Detektor

4. Simulation der Signalform

In dem in dieser Arbeit beschriebenen Detektor ist die Geschwindigkeit des Signalanstiegs nicht, wie in Kapitel 2.5.1 angenommen, durch die Korringa-Relation des Systems <u>Au</u>:Er gegeben. Aufgrund der endlichen Wärmeleitfähigkeit innerhalb des ausgedehnten Absorbers ist der Signalanstieg stattdessen durch die Wärmediffusion begrenzt.

Um anhand eines gemessenen Signals auf den Auftreffort des Teilchens auf dem Absorber schließen zu können, ist es hilfreich, den Signalverlauf in Abhängigkeit vom Betrag des Energieeintrags und vom Abstand r des Absorptionsortes vom Zentrum des Detektors zu kennen. Um die Analyse eines gemessenen Spektrums zu vereinfachen, sollte der Signalverlauf durch eine möglichst einfache analytische Funktion beschrieben werden.

Simulationen mit Hilfe der Software Open-FOAM¹ ermöglichen es, die Wärmediffusion im Absorber und den daraus resultierenden Temperaturverlauf im Sensor mit Hilfe der Methode der finiten Elemente zu simulieren, wobei die in Kapitel 2.2 beschriebene Wärmeleitungsgleichung als Grundlage dient.

In Abbildung 4.1 ist ein nicht-maßstabsgetreues Schema der simulierten Geometrie eines einzelnen magnetischen Kalorimeters zu sehen.

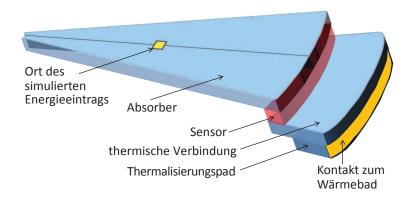


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der Geometrie, welche zur Simulation des erwarteten Temperaturverlaufes verwendet wurde.

Die thermische Verbindung, durch die die Wärme aus dem Sensor in das Thermalisierungspad geleitet wird, besteht im realen Detektor, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, aus vielen einzelnen Stegen, die in dieser Simulation jedoch durch eine kontinuierliche Verbindung repräsentiert werden.

In Abbildung 4.1 ist die Oberfläche, die in der Simulation an das Wärmebad grenzt, orange hervorgehoben.

Absorber, thermischer Link und Thermalisierungspad des Detektors bestehen aus rei-

¹Field Operation And Manipulation, www.OpenFOAM.org

nem Gold. In der Simulation wurden für diese Komponenten daher bei einer Arbeitstemperatur von 30 mK eine Dichte von $\rho_{\rm Au}=19.320\,{\rm kg/m^3}$, eine spezifische Wärme von $c_{\rm Au}=95\cdot 10^{-6}\,{\rm J/g\cdot K}$ und eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{\rm Au}=165\cdot 10^{-3}\,{\rm W/m\cdot K}$ verwendet. Die Wärmeleitfähigkeit wurde hierbei über das Wiedemann-Franz-Gesetz unter der Annahme eines Restwiderstandsverhältnisses von RRR=5 abgeschätzt.

Die Dichte des <u>Au</u>:Er-Sensors stimmt mit der von reinem Gold überein. Für die spezifische Wärme wurde in der Simulation ein Wert von $c_{\text{AuEr}} = 5,69 \cdot 10^{-3} \, \text{J/g} \cdot \text{K}$ verwendet und für die Wärmeleitfähigkeit unter Annahme eines Restwiderstandsverhältnisses von RRR = 2 ein Wert von $\lambda_{\text{AuEr}} = 28,1 \cdot 10^{-3} \, \text{W/m} \cdot \text{K}$.

Um nun unterschiedliche Temperaturen in verschiedenen Bereichen der Geometrie simulieren zu können, wurden die einzelnen Komponenten in insgesamt etwa 60.000 Volumenelemente unterteilt, wie es in Abbildung 4.2 schematisch am Beispiel des Absorbers dargestellt ist.

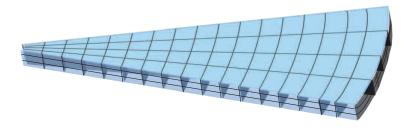


Abb. 4.2: Schematische Darstellung der Unterteilung des Absorber in viele Volumenelemente.

Zu Beginn der Simulation befindet sich jedes einzelne Volumenelement auf der Temperatur des Wärmebades. Für einige wenige Volumenelemente des Absorbers wird ein Temperatur-Unterschied $\Delta T=1\,\mathrm{K}$ über der Temperatur des Wärmebades gesetzt. Dadurch wird ein Energieeintrag simuliert, der bei realen Messungen durch die Absorption eines Teilchens oder eines Röntgenquants geschieht. Die in der Realität hervorgerufene Temperaturänderung ist um viele Größenordnungen geringer, jedoch lässt sich durch die Annahme einer derartig hohen Temperaturänderung eine größere Rechengenauigkeit erzielen.

Open-FOAM simuliert nun, wie sich die Wärme diffusiv von Volumenelement zu Volumenelement durch den Absorber hin zum Sensor ausbreitet und anschließend über den thermischen Link durch das Thermalisierungspad in das Wärmebad fließt.

Für jedes einzelne Volumenelement gilt die Wärmeleitungsgleichung, sodass sich ein Gleichungssystem aus vielen Differentialgleichungen ergibt, mit dessen Hilfe der Temperaturverlauf der einzelnen Sensor-Volumenelemente berechnet werden kann. Die Temperatur dieser Elemente wird für etwa 100 Zeitpunkte gespeichert. Durch Mittelung über alle Sensor-Volumenelemente erhält man den zeitlichen Verlauf der gemittelten Sensortemperatur. Anschließend wird der Temperatureintrag auf einen Energieeintrag von 6 keV normiert und man erhält die in Kapitel 4.1 diskutierten Signalverläufe.

4.1 Simulierte Verläufe der Sensortemperatur

In Abbildung 4.3 sind die mit Open-FOAM simulierten Temperaturverläufe des Sensors für verschiedene Abstände r des Energieeintrags im Absorber vom Detektormittelpunkt zu sehen.

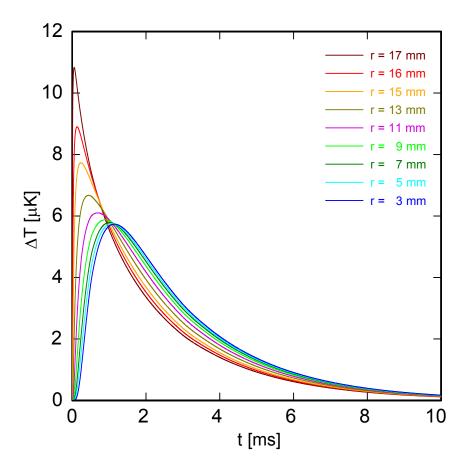


Abb. 4.3: Simulierte Temperaturverläufe im Sensor für verschiedene Abstände r des Energieeintrages im Absorber vom Detektormittelpunkt.

Der Sensor befindet sich bei einem Abstand zum Detektormittelpunkt von $r=18\,\mathrm{mm}$. Es ist deutlich erkennbar, dass der Anstieg des Signals flacher und der Maximalwert geringer wird, je weiter entfernt vom Sensor der Energieeintrag geschieht. Dabei werden sich die Signale mit zunehmendem Abstand zum Sensor immer ähnlicher. Aus diesem Grund sind die Orte von Ereignissen, die weit entfernt vom Sensor geschehen, deutlich schwieriger voneinander zu unterscheiden, als diejenigen von Ereignissen nahe am Sensor.

In Abbildung 4.4 sind die simulierten Temperaturverläufe in einem kürzeren Zeitbereich dargestellt. Auf die hier gut sichtbaren Unterschiede im Signalanstieg wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

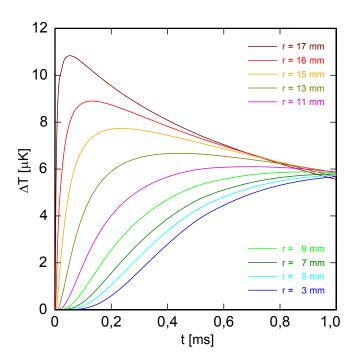


Abb. 4.4: Simulierte Temperaturverläufe im Sensor für verschiedene Abstände r des Energieeintrags im Absorber vom Detektormittelpunkt.

4.1.1 Signalanstieg

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben wurde, wird der Temperaturanstieg im Sensor durch die Wärmediffusion innerhalb des Absorbers bestimmt und sollte sich daher mehr oder minder gut durch die Lösung

$$\Delta T(t) = \frac{a_0}{(4\pi a t)^{n/2}} \cdot e^{-\frac{(R-r)^2}{4at}}$$
(4.1)

der Wärmeleitungsgleichung beschreiben lassen. Diese gilt für ein unendlich ausgedehntes n-dimensionales homogenenes Medium, wobei $D=(0,30\,\mathrm{mm})^2/\mu\mathrm{s}$ die Diffusionskonstante des Absorbers, $R=18\,\mathrm{mm}$ der Abstand des Sensors vom Detektormittelpunkt und r der Abstand des Energieeintrages vom Detektormittelpunkt ist. Gleichung 4.1 wurde numerisch an die Anstiege der simulierten Sensortemperatur angepasst. Da der Absorber des in dieser Arbeit beschriebenen Detektors nicht unendlich ausgedehnt ist, wurde die Dimension n des Absorbers in den Anpassungen nicht festgesetzt, sondern als freier Parameter verwendet.

In Abbildung 4.5 sind die simulierten Temperaturverläufe in schwarz mit den numerisch angepassten Kurven in rot überlagert.

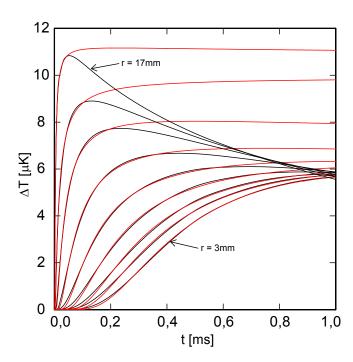


Abb. 4.5: Simulierte Temperaturverläufe im Sensor für verschiedene Abstände r des Energieeintrages im Absorber vom Detektormittelpunkt. Zusätzlich sind Kurven überlagert, die numerisch an die Temperaturanstiege angepasst wurden.

In dieser Abbildung ist gut erkennbar, dass sich die simulierten Temperaturanstiege sehr gut durch Gleichung 4.1 beschreiben lassen.

4.1.2 Signalabfall

Während der Signalanstieg durch die in Kapitel 2.2 beschriebene Wärmediffusion bestimmt wird, sollte das Abklingverhalten durch die Gesamtwärmekapazität C_{tot} des Detektors sowie die Wärmeleitfähigkeit G_{th} der thermischen Verbindung zum Wärmebad bestimmt werden. Es ergibt sich ein exponentieller Abfall mit der Abklingzeit

$$\tau_1 \approx \frac{C_{\text{tot}}}{G_{\text{th}}},$$
(4.2)

welche unabhängig vom Absorptionsort ist.

Wie Abbildung 4.6 zeigt, entspricht dies auch dem Ergebnis der Simulation. Zu sehen sind die simulierten Signale in logarithmischer Auftragung.

An den Abfall wurde in logarithmischer Auftragung jeweils eine Gerade numerisch angepasst. Die Steigungen der Geraden liegen zwischen 179,6 s⁻¹ und 181,0 s⁻¹ und weichen somit um gerade einmal 0,8% voneinander ab, was zeigt, dass das Abklingverhalten wie erwartet nicht vom Absorptionsort abhängt.

Mit einer Steigung von etwa $180\,\mathrm{s}^{-1}$ berechnet sich in guter Übereinstimmung mit Gleichung 4.2 die Abklinzeit zu $\tau_1\approx 2.4\,\mathrm{ms}$.

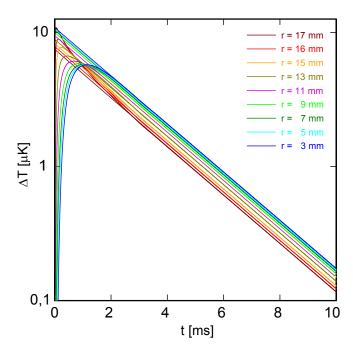


Abb. 4.6: Logarithmisch aufgetragene simulierte Temperaturverläufe im Sensor für verschiedene Abstände r des Energieeintrages im Absorber vom Detektormittelpunkt.

In Abbildung 4.7 ist für ausgewählte Abstände r der Beginn des Signalabfalls aufgetragen.

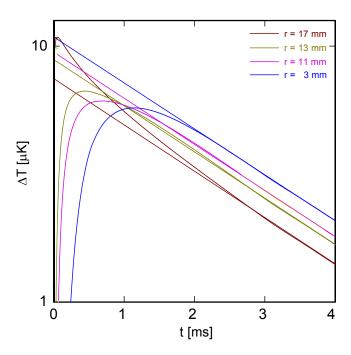


Abb. 4.7: Logarithmisch aufgetragene simulierte Temperaturverläufe im Sensor für verschiedene Abstände r des Energieeintrages im Absorber vom Detektormittelpunkt.

Hier ist gut erkennbar, dass die Signalabfälle für Ereignisse, die weit entfernt vom Sensor geschehen, über den gesamten Zeitbereich sehr gut mit den simulierten Geraden übereinstimmen. Bei den Ereignissen, die weniger als $18\,\mathrm{mm}-11\,\mathrm{mm}=7\,\mathrm{mm}$ entfernt vom Sensor geschehen, verläuft der Abfall innerhalb der ersten $3\,\mathrm{ms}$ deutlich

steiler und stimmt erst danach mit der erwarteten Geraden überein. Zur Beschreibung von Ereignissen, die weniger als 7 mm entfernt vom Sensor auf den Absorber treffen wäre folglich noch eine zweite oder sogar noch eine dritte Abklingzeit nötig. Dies liegt daran, dass die Wärme bei Energieeinträgen nahe am Sensor schon in den Sensor fließt, bevor der gesamte Absorber thermalisiert ist. Der schnelle erste Abfall geht in diesem Fall darauf zurück, dass die Wärme anschließend in den sich thermalisierenden Absorber abfließt.

Bei Energieeinträgen, die weiter entfernt vom Sensor geschehen ist der Absorber bereits thermalisiert, bevor die Wärme den Sensor erreicht. In diesem Fall fließt die Wärme aus dem Sensor nur über die Thermalisierungsstege ab, sodass eine einzige Abklingzeit zur Beschreibung des Temperaturverlaufs im Sensor ausreicht.

5. Experimentelle Methoden

5.1 Messaufbau

In Kapitel 6 werden Messungen vorgestellt, die mit dem beschriebenen Detektor durchgeführt wurden. In diesem Kapitel soll nun kurz der hierbei verwendete Aufbau vorgestellt werden.

5.1.1 Detektorplattform

Für die in Kapitel 6 beschriebenen Messungen wurden der Detektor, das verwendete SQUID-Magnetometer, sowie eine Platine auf einer Kupferplattform befestigt. In Abbildung 5.1 ist ein Foto des auf der Kupferplattform aufgebrachten Detektors mit zwei SQUIDs und der ringförmigen Platine zu sehen.

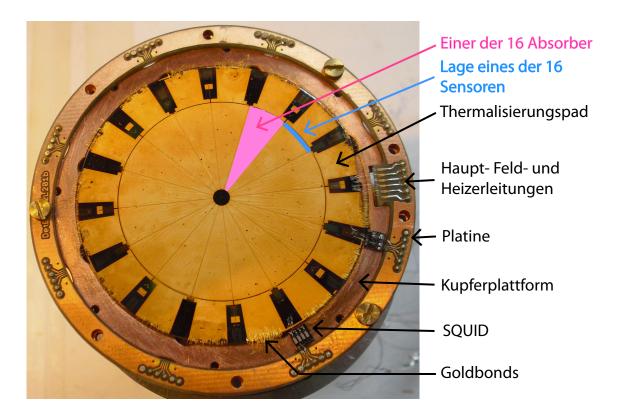


Abb. 5.1: Fotografie des Detektors, der zusammen mit zwei SQUID-Magnetometern und der Platine auf der Kupferplattform aufgebracht ist.

Diese Plattform fungiert einerseits als Halterung für den Wafer, auf dem der Detektor mikrostrukturiert ist. Andererseits dient sie aber auch als Wärmebad, weshalb Kupfer als Material gewählt wurde, welches eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit aufweist. Zur Befestigung des Detektors auf der Kupferplattform wurde Vakuumfett¹ verwendet, welches bei den gegebenen Arbeitsbedingungen als Klebemittel dient. Die Thermalisierungspads derjenigen Kalorimeter, welche im Verlauf des Experiments vermessen wurden, sind über jeweils etwa 80 Gold-Bonddrähte² mit einer Dicke von $25\,\mu\mathrm{m}$ mit der Kupferplattform verbunden. Auf diese Weise kann die Wärme wie bereits in Kapitel 3.1 beschrieben schnell über die Kupferplattform abfließen, sodass diese als Wärmebad dient.

Die Thermalisierungspads der restlichen Kalorimeter sind über jeweils etwa 30 Gold-Bonddrähte mit der Kupferplattform verbunden, um diese zu kühlen und den Detektor zusätzlich zu befestigen.

Die ringförmige Platine ist am äußeren Rand der Kupferplattform festgeschraubt und dient dazu, Drähte an den einzelnen Leitungen anbringen zu können. Hierzu sind auf der Platine Steckerverbindungen für alle acht SQUID-Kanäle sowie für die Hauptleitungen für Feld- und Heizerströme vorhanden.

Das verwendete SQUID-Magnetometer wurde mit GE Varnish 7031^3 auf der Plattform festgeklebt und die SQUID-, Feld- und Heizerleitungen wurden mit $25 \,\mu\text{m}$ dicken Aluminium-Bonddrähten verbunden, welche unterhalb einer Temperatur von $1,2\,\text{K}$ supraleitend werden.

Wie in Kapitel 2.4.1 gezeigt, erfolgt die Kopplung der Mäander an das SQUID-Magnetometer über die Einkoppelspule des Stromsensor-SQUIDs, welche zusammen mit den Mäandern einen sogenannten supraleitenden Flusstransformator bildet. Dies erlaubt es, das SQUID auf einem separaten Substrat unterzubringen, was den Vorteil hat, dass Wärme, die in den Shunt-Widerständen des SQUIDs erzeugt wird, vom Detektor ferngehalten wird. Hierbei helfen auch die supraleitenden Aluminium-Bonddrähte, welche Wärme nur schlecht leiten.

Bei den in Kapitel 6 beschriebenen Messungen trafen Röntgenphotonen auf verschiedene Stellen des Absorbers. Um diese zu kollimieren, wurde eine Aluminium-Dose angefertigt, in deren Deckel sich vier Löcher bei verschiedenen Radien befinden, die auf den gewünschten Absorber ausgerichtet werden können. Zusätzlich dient diese Aluminium-Dose durch ihr supraleitendes Verhalten als Abschirmung für äußere Magnetfelder.

¹Apiezon N

²Sämtliche Bonddrähte wurden durch Ultraschall-Wedge-Bonden aufgebracht.

³GE Varnish 7031 (zum Beispiel von der Firma CRYO-TECHNICS in Büttelborn, Deutschland) ist ein Spulenlack, der bei tiefen Temperaturen auch gut als Kleber verwendet werden kann.

Abbildung 5.2 zeigt eine schematische Darstellung des Detektors auf der Kupferplattform mit SQUIDs, Platine und Bonddrähten in der Aluminium-Dose.

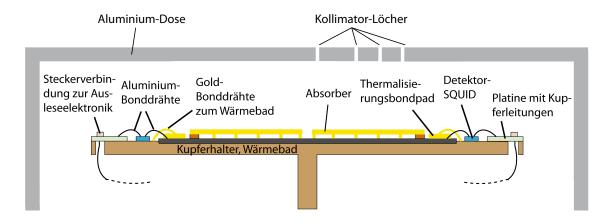
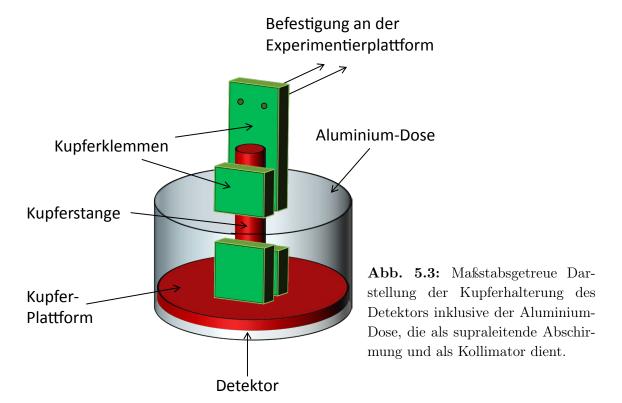


Abb. 5.2: Schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus.

5.1.2 Halterung

Der Detektor wird mit einer Halterung aus Kupfer im Kryostaten befestigt. Diese Halterung ist in Abbildung 5.3 zu sehen.



Die Kupferhalterung besteht aus der in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Kupferplattform, die mit Kupferklemmen an einer Kupferstange befestigt ist, die dann mit weiteren Kupferklemmen im Kryostat befestigt werden kann. Die Aluminium-Dose, die als supraleitende Abschirmung und als Kollimator dient, wird ebenfalls an diesen Kupferklemmen befestigt. Wie in Abbildung 5.3 gezeigt, ist der Detektor letztendlich so an der Kupferplattform befestigt, dass er nach unten zeigt. Die Kollimatorlöcher in der Aluminium-Dose befinden sich daher ebenfalls auf der Unterseite. Diese Ausrichtung des Detektors ist nur für das hier beschriebene Experiment der Fall. Bei den geplanten Messungen am kryogenen Speicherring CSR wird der Detektor stattdessen horizontal ausgerichtet sein.

In Abbildung 5.4 ist ein Foto des im Halter eingebauten Detektors bei geöffneter Aluminium-Dose zu sehen.



Abb. 5.4: Fotografie des in der Kupferhalterung befestigten Detektors bei geöffneter Aluminium-Dose.

5.1.3 Im Experiment verwendetes SQUID-Magnetometer

Für die in Kapitel 6 beschriebenen Messungen wurde ein SQUID vom Typ C6XS1 von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Berlin verwendet. Eine vergrößerte Ansicht dieses SQUIDs auf der Kupferplattform ist in Abbildung 5.5 zu sehen. In dieser Abbildung sind auch gut die Aluminium-Bonddrähte, die die Einkoppelspule mit den SQUID-Bondpads sowie das SQUID mit der Platine verbinden und die Gold-Bonddrähte, die die Thermalisierungspads mit der Kupferplattform verbinden, zu sehen.

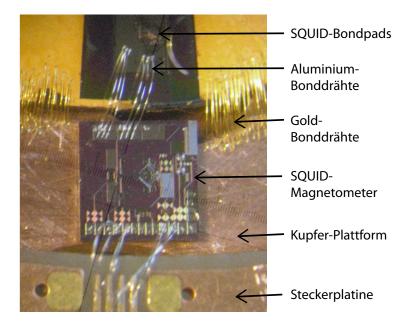


Abb. 5.5:Verwendetes SQUID-Magnetometer: C6XS1, E01. Ebenfalls zu sehen sind die elektrischen und thermischen Kontaktierungen durch Aluminiumund Gold-Bonddrähte.

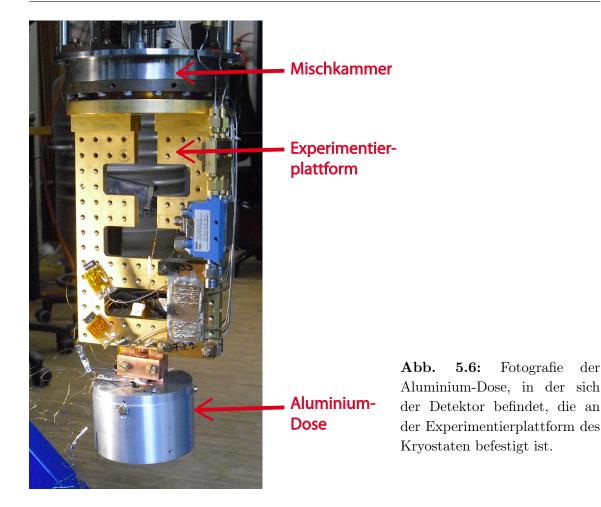
Das verwendete SQUID-Magnetometer ist sehr gut für diese Messungen geeignet, da dessen Einkoppelinduktivität von $L_{\rm i}=23\,{\rm nH}$ in etwa der halben Mäanderinduktivität entspricht, und die Flussübertragung somit nahezu ideal ist.

5.1.4 Kryostat

Da die Arbeitstemperatur des in dieser Arbeit beschriebenen Detektors bei etwa $30\,\mathrm{mK}$ liegt, wurde für die in Kapitel 6 beschriebenen Messungen ein ${}^3\mathrm{He}/{}^4\mathrm{He}$ -Verdünnungskryostat verwendet, um die benötigten tiefen Temperaturen zu erzeugen. Das Funktionsprinzip eines solchen Verdünnungskryostaten ist in [Ens05] erklärt. In [Bur08] ist der für diese Messungen verwendete Kryostat ausführlich beschrieben. In diesem Kryostaten befindet sich eine Experimentierplattform aus Kupfer, die in gutem thermischen Kontakt zur Mischkammer des Kryostaten steht und auf bis zu $18\,\mathrm{mK}$ abgekühlt werden kann. Zur Messung der Temperatur dieser Experimentierplattform wird ein Widerstandsthermometer aus RuO_2 verwendet, welches am Walther-Meißner-Institut in München kalibriert wurde und mit einer SIM921-Widerstandsmessbrücke 4 ausgelesen wird.

Abbildung 5.6 zeigt die Aluminium-Dose, in der der Detektor kopfüber mit dem in Kapitel 5.1.2 beschriebenen Kupferhalter an der Experimentierplattform des Kryostaten befestigt wurde.

 $^{^4\}mathrm{Stanford}$ Research Systems, 1290-D Reamwood Avenue, Sunnyvale, CA 94089, USA, www.thinksrs.com.



5.1.5 Im Experiment verwendete Röntgen-Quelle

Da für die Messungen keine Quelle für massive Teilchen zur Verfügung stand, wurde stattdessen Röntgenstrahlung verwendet. Um Röntgenquanten mit einer definierten Energie zu erzeugen, wurde eine gekapselte Röntgen-Quelle aus dem Isotop 55 Fe verwendet. Dieses Isotop zerfällt mit der Halbwertszeit von $T_{1/2}=2,73\,\mathrm{a}$ durch Elektroneneinfang in 55 Mn. In etwa 90% der Zerfälle stammt das eingefangene Elektron aus der K-Schale, da die Elektronen aus der K-Schale die größte Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Ort des Atomkerns haben. Wenn anschließend ein Elektron aus einer höher liegenden Schale auf den freigewordenen Platz nachrutscht, wird Energie frei, die entweder als Röntgenquant oder als Auger-Elektronen abgestrahlt wird. Da die verwendete Quelle gekapselt ist, werden entstehende Auger-Elektronen absorbiert. Von dieser Quelle wird daher nur Mn-K α -Röntgenstrahlung mit einer Energie von etwa 5,9 keV, sowie Mn-K β -Röntgenstrahlung mit einer Energie von etwa 6,5 keV erzeugt. Die Intensität der entstehenden Mn-K α -Strahlung ist hierbei etwa neunmal höher als die der Mn-K β -Strahlung.

Wie bereits in Kapitel 5.1 erwähnt, wird als Kollimator eine Aluminiumdose verwendet, in deren Deckel sich vier Löcher mit einem Durchmesser von jeweils 0,3 mm befinden. Diese Kollimatorlöcher werden auf einen Absorber des Detektors ausgerichtet, sodass vier Stellen des Absorbers, wie in Abbildung 5.7 skizziert, bestrahlt werden.

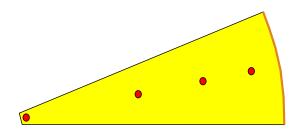


Abb. 5.7: Skizze eines Absorbers, auf dem in rot die Stellen markiert sind, die durch die vier Kollimatorlöcher bestrahlt werden. In orange ist die Lage des Sensors eingezeichnet.

Die verwendete Quelle wurde im Kryostaten in einem Abstand von etwa $60\,\mathrm{mm}$ von den Kollimatorlöchern der Aluminiumdose befestigt, sodass die erwartete Rate auf dem Absorber etwa $10\,\mathrm{Bq}$ beträgt.

5.2 Präparation des felderzeugenden Dauerstroms

Um Messungen mit dem Detektor durchführen zu können, muss zunächst ein Dauerstrom in die in Kapitel 3.1 beschriebenen Mäander eingebracht werden, welcher dann das Magnetfeld für den paramagnetischen Sensor erzeugt. Eine schematische Darstellung dieses Vorgangs ist in Abbildung 5.8 zu sehen.

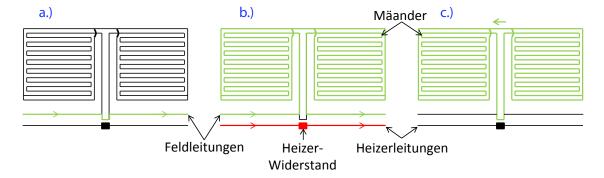


Abb. 5.8: Präparation des felderzeugenden Dauerstroms in der Detektionsspule.

Zunächst wird der gewünschte felderzeugende Dauerstrom durch die supraleitenden Feldleitungen getrieben. Der Strom wählt dabei wie in Abblidung 5.8a.) gezeigt, den kürzeren Weg über die ausgestülpte Niob-Bahn anstatt den langen Weg durch die Mäander. Anschließend wird ein kurzer Strompuls auf den Heizer-Widerstand gegeben, sodass dieser die darunterliegende Ausstülpung der Niob-Bahn lokal auf

eine Temperatur von über 9,2 K heizt, woraufhin diese normalleitend wird. Wie in Abbildung 5.8b.) gezeigt, fließt der Strom dann nicht mehr über die ausgestülpte Niob-Bahn, sondern wählt den Weg durch die supraleitenden Mäander. Sobald die ausgestülpte Niob-Bahn wieder abkühlt, wird sie wieder supraleitend und der Strom fließt weiterhin aufgrund der Flusserhaltung in geschlossenen supraleitenden Schleifen dauerhaft durch die Schleife aus Mäandern und ausgestülpter Niob-Bahn, selbst wenn kein Strom mehr von der Stromquelle in die Feldstromleitungen eingespeist wird (Abbildung 5.8c.)).

6. Experimentelle Ergebnisse

Die Experimente, welche zu den im Folgenden vorgestellten Ergebnissen führten, wurden in Zusammenarbeit mit Alexandra Kampkötter durchgeführt und im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgewertet.

6.1 Flussrauschen bei 5,8 K

Mit dem in Kapitel 5.1 beschriebenen Messaufbau wurde bei einer Temperatur von $5.8\,\mathrm{K}$ zunächst die spektrale Dichte des magnetischen Flussrauschens aufgenommen. Da die Sprungtemperatur von Aluminium $T_{\rm c}=1.2\,\mathrm{K}$ beträgt, sind die Aluminium-Bonddrähte, die die mäanderförmigen Detektionsspulen mit der Einkoppelspule des SQUIDs verbinden, bei dieser Temperatur noch normalleitend und tragen somit durch ihr Strom-Rauschen zum Flussrauschen im SQUID bei. Das gemessene Spektrum des magnetischen Flussrauschens im SQUID ist in Abbildung 6.1 doppeltlogarithmisch aufgetragen.

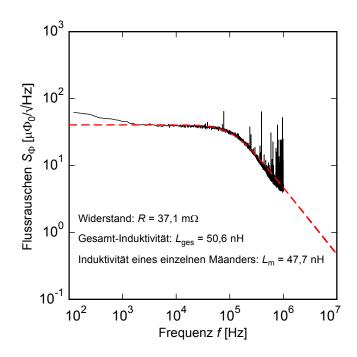


Abb. 6.1: Gemessene spektrale Dichte des magnetischen Flussrauschens im SQUID-Magnetometer bei einer Temperatur von 5,8 K.

Man erkennt ein frequenzunabhängiges Rauschplateau, das bei etwa 100 kHz durch einen Tiefpass begrenzt wird. Ab etwa 1 MHz geht das Rauschen wieder in einen frequenzunabhängigen Anteil über. Dieser geht auf das in Kapitel 2.5.4 beschriebene

weiße Rauschen des SQUIDs zurück. Das zusätzliche Plateau bei Frequenzen unter $100\,\mathrm{kHz}$ wird durch die Aluminium-Bonddrähte verursacht. Deren Widerstand R verursacht ein Stromrauschen in der Einkoppelspule des SQUID-Magnetometers, welches in einem Flussrauschen

$$S_{\Phi s} = \frac{4k_{\rm B}TM_{\rm is}^2}{R} \tag{6.1}$$

im SQUID-Magnetometer resultiert, wobei $M_{\rm is}$ die Gegeninduktivität zwischen SQUID-Magnetometer und Einkoppelspule bezeichnet. Dieses Flussrauschen ist frequenzunabhängig. Der Widerstand R bildet mit der Induktivität $L_{\rm ges}$ (welche sich aus den Induktivitäten der beiden parallel geschalteten Mäander, der Aluminium-Bonddrähte und der Einkoppelspule des SQUID-Magnetometers zusammensetzt) in Serie geschaltet einen RL-Tiefpass, welcher Signale oberhalb der Grenzfrequenz

$$f_{\rm g} = \frac{R}{2\pi L_{\rm ges}} \tag{6.2}$$

zunehmend dämpft. Insgesamt ergibt sich so für den Rauschbeitrag der normalleitenden Bonds zum Flussrauschen im Detektor-SQUID

$$S_{\Phi s} = \frac{4k_{\rm B}TM_{\rm is}^2}{R(1 + (f/f_{\rm g})^2)}.$$
 (6.3)

Dieser Ausdruck wurde numerisch an das gemessene Rauschspektrum angepasst und ist in Abbildung 6.1 als rote gestrichelte Kurve eingezeichnet. Anhand der numerischen Anpassung ergibt sich für den Widerstand der Aluminium-Bonddrähte ein Wert von $R=37.1\,\mathrm{m}\Omega$ und für die Gesamt-Induktivität ein Wert von $L_{\mathrm{ges}}=50,6\,\mathrm{nH}$. Unter der Berücksichtigung der Induktivitäten der Einkoppelspule und der Bonddrähte¹ erhält man für die Induktivität eines einzelnen Mäanders 47,7 nH, was in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von 46,4 nH ist.

6.2 Temperaturabhängigkeit der Sensormagnetisierung

In Kapitel 2.1 wurde gezeigt, dass die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung $\partial M/\partial T$ eines einzelnen Kalorimeters eine wichtige Größe bei der Berechnung der Signalgröße darstellt. Daher wäre es wünschenswert, diesen Wert direkt durch eine Messung zu bestimmen. Da jedoch ein gradiometrischer Detektor verwendet wurde, sollten sich die Flusssignale im SQUID, die durch die Magnetisierungsänderung der Sensoren der beiden Kalorimeter erzeugt werden, gerade aufheben. Deshalb ist die Messung der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung eines einzelnen Sensors nicht möglich. Allerdings ist die Messung geeignet, um zu überprüfen, wie stark sich

¹Der Erfahrungswert für die von uns verwendeten Drähte beträgt hierbei $0.1\,\mathrm{nH/m}\Omega$.

die beiden Kalorimeter des gradiometrischen Aufbaus gleichen. Um die Magnetisierungsänderung zu bestimmen, wird die Änderung des magnetischen Flusses $\Phi_{\rm s}$ im SQUID-Magnetometer gemessen während die Temperatur des Kryostaten und damit die des Detektors variiert wird. In Abbildung 6.2 ist der gemessene magnetische Fluss bei einem felderzeugenden Dauerstrom von 100 mA in Abhängigkeit von der inversen Temperatur aufgetragen. Um den gemessenen Verlauf besser erkennen zu können, sind die Messwerte um den Faktor 850 vergrößert aufgetragen. Zusätzlich sind in dieser Abbildung noch die simulierten Kurven für einen nicht-gradiometrischen Aufbau, also einem Doppelmäander, bei dem nur einer der beiden Mäander von einem Sensor bedeckt wird, bei verschiedenen Stromstärken eingezeichnet.

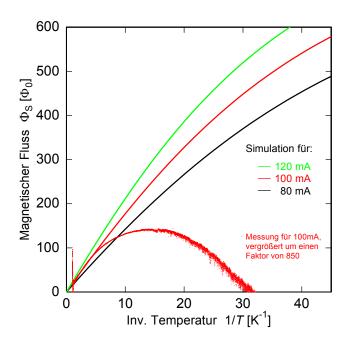


Abb. 6.2: Gemessene Änderung des magnetischen Flusses im SQUID-Magnetometer in Abhängigkeit von der inversen Temperatur bei einem felderzeugenden Dauerstrom von 100 mA, in Flussrichtung um einen Faktor von 850 gestreckt. Zusätzlich sind simulierte Kurven für einen nicht-gradiometrischen Detektor bei verschiedenen Stromstärken eingezeichnet.

In dieser Abbildung ist deutlich erkennbar, dass die simulierten Kurven viel höhere Werte erreichen, als die gemessene Kurve, obwohl diese um einen Faktor von 850 vergrößert dargestellt ist. Daraus lässt sich schließen, dass die Sensoren der beiden zu Messung verwendeten Kalorimeter bis auf einen Anteil von 10⁻³, das heißt nahezu perfekt, symmetrisch sind.

6.3 Spektren einer ⁵⁵Fe-Röntgenquelle

Um die erreichbare Energie- und Ortsauflösung des Detektors zu bestimmen, wurde der Absorber, wie in Kapitel 5.1.5 beschrieben, mit Hilfe eines Kollimators an vier verschiedenen Stellen mit Photonen aus einer 55 Fe-Röntgenquelle bestrahlt. Die Kollimatorlöcher befanden sich hierbei in einem Abstand zum Detektormittelpunkt von $r=2\,\mathrm{mm},\ r=9\,\mathrm{mm},\ r=13\,\mathrm{mm}$ und $r=16\,\mathrm{mm}$. Die Temperatur der Experimen-

tierplattform betrug während dieser Messungen 24 mK und in die Mäander war ein felderzeugender Dauerstrom von 170 mA eingespeist.

Die aufgezeichneten Spannungssignale, welche durch Absorption eines Photons entstehen, werden in eine Änderung des magnetischen Flusses und anschließend mit Hilfe der Steigung $\partial M/\partial T \approx -12.5\,\mathrm{k}\Phi_0/\mathrm{K}$ der Magnetisierungskurve in ein Temperatursignal umgerechnet. Da es aufgrund des gradiometrischen Aufbaus nicht möglich war, diesen Wert experimentell zu bestimmen, wurde hierbei der theoretisch erwartete Wert angenommen.

Anschließend wurde aus mehreren ähnlichen Signalverläufen durch Mittelung ein Musterpuls gebildet, dem die Amplitude 1 zugeordnet wurde. Daraufhin wurde jeder einzelne Puls durch vertikales Verschieben und Strecken an diesen Musterpuls angepasst. Dadurch kann jedem Puls eine relative Amplitude a zugewiesen werden. Außerdem wurde an jedes einzelne dieser Temperatursignale eine Funktion der Form

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 \cdot \left(e^{-\frac{t - t_{\text{trig}}}{\tau_1}} - e^{-\frac{t - t_{\text{trig}}}{\tau_0}} \right)$$
 (6.4)

numerisch angepasst. Diese Funktion beschreibt einen Signalverlauf bestehend aus einem exponentiellen Anstieg mit der Anstiegszeit τ_0 und einem exponentiellen Abfall mit der Abklingzeit τ_1 . Der Parameter $t_{\rm trig}$ wurde eingeführt, um eine Korrektur des Trigger-Zeitpunkts zu ermöglichen, welche durch die unterschiedlich schnellen Signalanstiege sowie durch Rauschen nötig wird. Aufgrund des Rauschens war es nicht möglich, den Signalanstieg mit dem komplizierteren Ausdruck 4.1 anzupassen.

Die aus der Anpassung gewonnenen Anstiegszeiten τ_0 der einzelnen Temperaturverläufe sind in Abbildung 6.3 in Abhängigkeit von der Amplitude a aufgetragen.

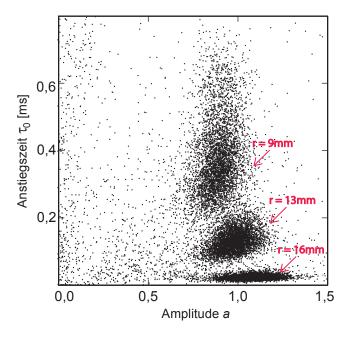


Abb. 6.3: Streudiagramm von den aus einer numerischen Anpassung gewonnenen Anstiegszeiten τ_0 der einzelnen gemessenen Spannungssignale in Abhängigkeit von der relativen Amplitude. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 24 mK und mit einem felderzeugenden Dauerstrom von 170 mA durchgeführt.

Hier sind deutlich die ersten drei Wolken unterscheidbar, welche durch Röngenphotonen entstehen, die durch die Kollimatorlöcher bei $r=16\,\mathrm{mm},\ r=13\,\mathrm{mm}$ und $r=9\,\mathrm{mm}$ auf den Absorber treffen.

Röntgenstrahlung, die durch das Kollimatorloch bei $r=2\,\mathrm{mm}$ auf den Absorber trifft, sollte Signale mit den langsamsten Anstiegen verursachen. Diese können hier allerdings innerhalb des Rauschens nicht mehr aufgelöst werden, weshalb nur drei, statt der erwarteten vier Wolken im Streudiagramm klar zu unterscheiden sind. Um anhand dieser drei Wolken eine Energieauflösung bestimmen zu können, wurde für jede Wolke die Amplitude separat auf eine Energie von $\langle E \rangle = 6\,\mathrm{keV}$ normiert

für jede Wolke die Amplitude separat auf eine Energie von $\langle E \rangle = 6\,\mathrm{keV}$ normiert und anschließend in ein Histogramm eingetragen. In Abbildung 6.4 sind diese Histogramme mit numerisch angepassten Gauß-Kurven überlagert.

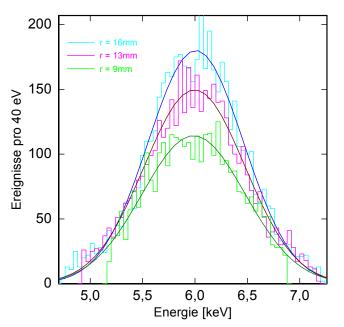


Abb. 6.4: Histogramme der gemessenen Energien von Röntgenstrahlung mit einer Energie von $6 \,\mathrm{keV}$, die durch drei Kollimatorlöcher in verschiedenen Abständen r zum Detektormittelpunkt auf den Absorber treffen. Zudem sind numerisch angepasste Gauß-Kurven für jedes Histogramm eingetragen.

In Tabelle 6.1 sind die Werte eingetragen, die sich aus den numerischen Anpassungen der Gauß-Kurven ergeben.

Radius r	Halbwertsbreite	
[mm]	$\Delta E_{\rm FWHM} [{\rm keV}]$	
9	1,16	
13	1,13	
16	1,07	

Tab. 6.1: Ermittelte Energieauflösung für die Absorption von Photonen bei unterschiedlichem Abstand des Absorptionsortes vom Sensor.

Die Halbwertsbreiten der Histogramme entsprechen der erreichten Energieauflösung und betragen etwa $\Delta E_{FWHM}^{mes} \approx 1,1\,\mathrm{keV}$. Die Werte weichen um nur etwa 8% von-

einander ab und zeigen dem
zufolge in dem Bereich des Absorbers, der durch die drei Kollimatorlöcher zugänglich ist, keine signifikante Abhängigkeit vom Absorptionsort der Photonen, was aus theoretischer Sicht etwas überraschend ist, da die Ereignisse bei $r=16\,\mathrm{mm}$ deutlich größer sind und auch die schnelle Anstiegszeit eigentlich helfen sollte.

Das Integral $A = \int_0^\infty \Delta T(t) dt$ über den Temperaturverlauf wird im Folgenden als Pulsfläche bezeichnet und verhält sich proportional zur absorbierten Energie. Da die zu detektierende Röntgenstrahlung der ⁵⁵Fe-Quelle für den betrachteten Detektor als monochromatisch angesehen werden kann, sollten die Pulsflächen aller Signale übereinstimmen. Um dies zu überprüfen, wurde in Abbildung 6.5 die Pulsfläche der einzelnen Signale in Abhängigkeit von der Anstiegszeit τ_0 aufgetragen.

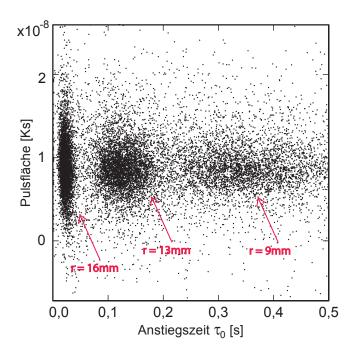


Abb. 6.5: Streudiagramm von den aus einer numerischen Anpassung gewonnenen Pulsflächen der einzelnen gemessenen Temperaturverläufe in Abhängigkeit von der Anstiegszeit τ_0 . Die Messung wurde bei einer Temperatur von $24\,\mathrm{mK}$ und mit einem felderzeugenden Dauerstrom von $170\,\mathrm{mA}$ durchgeführt.

Auch hier sind wieder sehr gut drei Punktwolken erkennbar. Diese Wolken streuen alle um einen Mittelwert von etwa $A = 1 \cdot 10^{-8}$ Ks. Wie erwartet zeigt die Pulsfläche und damit die gemessene Energie keine Abhängigkeit von der Signalform.

Um die in der Messung erreichte Ortsauflösung abschätzen zu können, wurden die Werte für die Anstiegszeit τ_0 in Histogramme eingetragen, die in Abbildungen 6.6 zu sehen sind.

Im linken Histogramm sind hierbei die Signale aufgetragen, welche durch das Kollimatorloch bei $r=16\,\mathrm{mm}$ hervorgerufen werden und im rechten Histogramm die Signale, aufgrund der Kollimatorlöcher bei $r=13\,\mathrm{mm}$ und $r=9\,\mathrm{mm}$. An die Histogramme wurden Gauß-Funktionen angepasst, die ebenfalls in Abbildung 6.6 eingezeichnet sind.

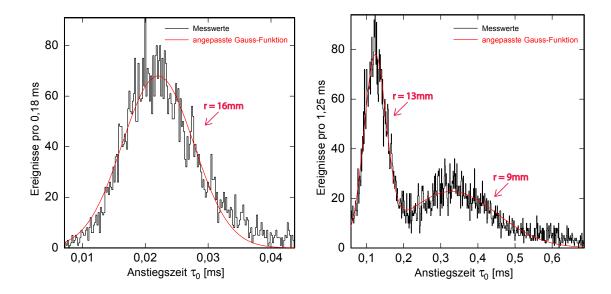


Abb. 6.6: Histogramme der gemessenen Anstiegszeiten von Röntgenstrahlung, die durch drei Kollimatorlöcher in verschiedenen Abständen r zum Detektormittelpunkt auf den Absorber treffen. Zudem sind numerisch angepasste Gauß-Kurven für jedes Histogramm eingezeichnet. Im linken Bild ist das Histogramm für das Kollimatorloch bei $r=16\,\mathrm{mm}$ zu sehen und im rechten Bild das Histogramm für die beiden Kollimatorlöcher bei $r=13\,\mathrm{mm}$ und $r=9\,\mathrm{mm}$.

In Tabelle 6.2 sind jeweils der Mittelwert $\langle \tau_0 \rangle$ und die Halbwertsbreite $\Delta \tau_{\rm FWHM}$, die sich aus der numerischen Anpassung der Gauß-Funktion für die drei Kollimatorlöcher ergeben, sowie die daraus abgeschätzte Ortsauflösung $\Delta r_{\rm FWHM}$ eingetragen.

Radius r	Mittelwert	Halbwertsbreite	Ortsauflösung
[mm]	$\langle \tau_0 \rangle$ [ms]	$\Delta \tau_{\mathrm{FWHM}} [\mathrm{ms}]$	$\Delta r_{\mathrm{FWHM}} [\mathrm{mm}]$
9	0,329	0,290	6,45
13	0,123	0,069	1,55
16	0,022	0,013	0,31

Tab. 6.2: Parameter die sich aus der numerischen Anpassung einer Gauß-Funktion an die Histogramme der gemessenen Anstiegszeiten ergeben.

Es ist deutlich erkennbar, dass die Halbwertsbreite der Histogramme mit steigender Anstiegszeit τ_0 und somit mit steigendem Abstand des Energieeintrages vom Sensor größer wird. Die Ortsauflösung $\Delta r_{\rm FWHM}$ wird daher mit steigendem Abstand zum Sensor immer schlechter. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen der Simulationen aus Kapitel 4.1.1.

7. Detektion massiver Teilchen

Die in Kapitel 6 beschriebenen Messungen haben gezeigt, dass mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Detektor eine energie- und ortsaufgelöste Detektion von Röntgen-Photonen mit einer Energieauflösung von etwa 1,1 keV bei einer Photonenenergie von 6 keV möglich ist. Später soll der Detektor jedoch eingesetzt werden, um massive Teilchen zu detektieren. Diese verhalten sich beim Durchqueren von Materie grundlegend anders als Photonen. Im Folgenden soll geklärt werden, mit welchen zusätzlichen Problemen bei einem Experiment mit massiven Teilchen zu rechnen ist und welchen Einfluss diese auf die Energieauflösung des Detektors haben könnten.

7.1 Prozesse bei der Absorption eines massiven Teilchens

Genau wie Photonen dringen auch massive Teilchen bis zu einer gewissen Tiefe in den Absorber ein und verlieren dabei ihre Energie. Dabei kann es zu elastischer, beziehungsweise inelastischer Streuung an den Atomen des Absorbers kommen. Im Idealfall könnte ein Absorberatom, das dabei von seinem Gitterplatz gestoßen wird, seine kinetische Energie durch Kollisionen mit weiteren Absorberatomen verlieren und wieder auf seinem ursprünglichen Platz im Gitter eingebaut werden. Hat ein massives Teilchen so seine gesamte kinetische Energie im Absorber deponiert, bleibt es als Fremdatom im Absorbermaterial zurück und eine Messung seiner kinetischen Energie wird möglich.

Rückstreuung

Bei solch einer Kollision kann es auch dazu kommen, dass ein massives Teilchen, welches in den Absorber eindringt, so stark von seiner ursprünlichen Bewegungsrichtung abgelenkt wird, dass es das Absorbermaterial wieder verlässt und zurückgestreut wird. Ein solches zurückgestreutes Teilchen deponiert nur einen sehr kleinen Teil seiner Energie im Absorber und kann unter Umständen noch nicht einmal detektiert werden.

Sputtern

Ebenso kann es aber auch passieren, dass von einem massiven Teilchen rückgestoßene Absorberatome mit einem oberflächennahen Atom des Absorbers kollidieren und da-

bei so viel Energie übertragen, dass das Oberflächenatom den Absorber verlässt. Ein solches Entfernen von Oberflächenatomen aus dem Absorber wird auch als "Sputtern" bezeichnet. In diesem Fall geht die Energie, die das gesputterte Absorberatom trägt, verloren und es wird eine zu geringe Teilchenenergie gemessen.

Sowohl durch zurückgestreute Teilchen als auch durch gesputterte Absorberatome kann es somit zu Energieverlusten kommen.

Gitterdefekte

Wie zuvor erwähnt, kollidieren die den Absorber durchquerenden massiven Teilchen entlang ihrer Trajektorie mit Absorberatomen, die daraufhin ihren Gitterplatz verlassen und diesen im Idealfall nach einigen weiteren Kollisionen wieder einnehmen. Es ist jedoch auch möglich, dass ein Absorberatom letztendlich nicht auf seinem ursprünglichen Gitterplatz sondern auf einem Zwischengitterplatz landet, wodurch dann ein Frenkel-Paar entsteht. Bei dieser Art Gitterdefekt handelt es sich um ein Atom auf einem Zwischengitterplatz mit einem benachbarten leeren Gitterplatz. Dieser Prozess ist in Abbildung 7.1 skizziert.

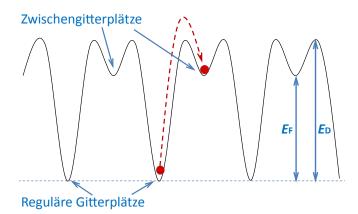


Abb. 7.1: Potentielle Energie eines Kristallgitters mit regulären Gitterplätzen und Zwischengitterplätzen.

Hier ist die potentielle Energie eines Kristallgitters gegen eine der Kristallrichtungen aufgetragen. Um einen regulären Gitterplatz zu verlassen, muss die Energie $E_{\rm D}$ aufgebracht werden. Die potentielle Energie eines Frenkel-Paars beträgt $E_{\rm F}$. Schlägt ein zu detektierendes Teilchen ein Absorberatom aus einem regulären Gitterplatz heraus, welches dann auf einem Zwischengitterplatz landet, so geht folglich die Energie $E_{\rm F}$ verloren.

Genau wie durch zurückgestreute Teilchen und gesputterte Absorberatome kommt es also auch durch das Entstehen von Gitterdefekten zu Energieverlusten. Während aber ein den Absorber durchquerendes Teilchen nur selten zu gesputterten Absorberatomen führt und es dadurch auch keine signifikante Verbreiterung der Linienbreite gibt, entstehen Gitterdefekte sehr viel häufiger. Ein einziges Teilchen kann auf seinem Weg durch den Absorber mehrere hundert Gitterdefekte erzeugen. Natürlich va-

7.2. SRIM 61

riiert die Anzahl an erzeugten Gitterdefekten und der so entstehende Energieverlust von Teilchen zu Teilchen, sodass sich eine statistische Variation des Energieverlustes ergibt. Folglich kommt es durch das Entstehen von Gitterdefekten nicht nur zu Energieverlusten sondern zusätzlich auch zu einer Verbreiterung der instrumentellen Linienbreite des Detektors.

Solch eine Verbreiterung der Linienbreite wurde auch in [Fra99] festgestellt, wo kryogene Detektoren für die Massenspektrometrie von Biomolekülen eingesetzt wurden, jedoch wurde diese Verbreiterung nicht weiter untersucht.

Die Gruppe von J. Ullom (NIST) beobachtete und untersuchte die beschriebene Verbreiterung der instrumentellen Linienbreite bei hochauflösenden α -Detektoren im MeV-Energiebereich [Hor10]. Die Energien der Moleküle, die mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Detektor gemessen werden sollen, sind allerdings viel geringer und liegen im Bereich weniger keV bis zu 300 keV und gleichzeitig sind deren Massen zum Teil viel größer als die von α -Teilchen. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit in Anlehnung an die in [Hor10] diskutierten Analysen numerische Simulationen durchgeführt und hier beschrieben, welche das Auftreffen massiver Teilchen im interessanten Energiebereich auf den Absorber nachstellen.

7.2 SRIM

Um die Auswirkungen der beschriebenen Mechanismen auf die erreichbare Energieauflösung abschätzen zu können, wurden Simulationen mit dem Programm SRIM¹
durchgeführt. Dieses Programm ermöglicht es, mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen
das Verhalten von Ionen, die mit einer gegebenen Energie auf ein Absorbermaterial
treffen, zu simulieren. SRIM simuliert unter anderem, wie die Trajektorien der Ionen
innerhalb des Absorbers verlaufen, sowie an welchen Stellen im Absorber ein Atom
aus seinem Gitterplatz herausgeschlagen wird. Anhand dieser Simulationen kann
SRIM die Anzahl an zurückgestreuten Ionen, die Anzahl an gesputterten Absorberatomen pro auftreffendem Ion, den Energieverlust pro gesputtertem Absorberatom
und die Anzahl der entstehenden Gitterdefekte berechnen.

Parameter der Simulation

Um möglichst realistische Simulations-Ergebnisse zu erzielen, ist es wichtig, das spätere Experiment möglichst genau nachzustellen. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, soll der in dieser Arbeit beschriebene Detektor zur Untersuchung der dis-

¹SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter, lizenzfreie Software, www.srim.org

soziativen Rekombination von komplexen Kohlenwasserstoffverbindungen wie zum Beispiel protoniertem Acrylnitril ($\mathrm{CH_2CHCNH^+}$) verwendet werden. In Abbildung 7.2 ist die Strukturformel dieses Moleküls zu sehen.

Abb. 7.2: Strukturformel von protoniertem Acrylnitril.

Für CH₂CHCNH⁺ gibt es mindestens 22 verschiedene Möglichkeiten, um durch dissoziative Rekombination in zwei oder mehr kleinere Moleküle zu zerfallen [Vig09]. Zerfällt ein solches im kryogenen Speicherring CSR gespeichertes Molekül-Ion mit einer typischen kinetischen Energie von 250 keV durch dissoziative Rekombination, so haben die Wasserstoffatome in den entstehenden Molekülfragmenten entsprechend ihrer Masse eine Energie von etwa 4,6 keV, die Kohlenstoffatome etwa 55,5 keV und die Stickstoffatome etwa 64,8 keV. In den Simulationen wurde der Fall eines Kohlenstoffatoms, das mit einer Energie von 55,5 keV auf den Absorber trifft, betrachtet. Die Betrachtung von Stickstoffatomen mit einer Energie von 64,8 keV würde zu ähnlichen Ergebnissen führen, da die beiden Atommassen nahe beieinander liegen. Wasserstoffatome mit einer Energie von 4,6 keV würden jedoch aufgrund ihrer sehr geringen Energie und Masse nicht so weit in den Absorber eindringen, sehr viel weniger Oberflächenatome aus dem Absorber sputtern und auch sehr viel weniger Gitterdefekte erzeugen.

Abbildung 7.3 zeigt eine mit SRIM durchgeführte Simulation, in der ein Kohlenstoff-Ion mit einer Energie von 55,5 keV in einen Absorber aus Gold eindringt.

Aufgetragen ist hierbei ein Querschnitt durch das Absorbermaterial, wobei die x-Richtung die ursprüngliche Flugrichtung des Kohlenstoff-Ions angibt. Der Auftreffort des Kohlenstoff-Ions auf den Absorber ist mit einem roten Pfeil markiert. In weiß ist hier die Trajektorie des Kohlenstoff-Ions im Absorbermaterial dargestellt. Die roten Punkte entlang der Trajektorie stehen für primäre Leerstellen im Kristallgitter des Absorbers, welche entstehen, wenn das absorbierte Ion ein Atom des Absorbers aus seinem Gitterplatz herausschlägt. Ein Absorberatom, das durch eine Kollision mit dem absorbierten Ion genügend kinetische Energie erlangt hat, kann seinerseits weitere Absorberatome von ihren Gitterplätzen herausschlagen, wodurch sekundäre Leerstellen entstehenden, die als grüne Punkte dargestellt sind. Die dadurch hervorgerufenen Rückstoß-Kaskaden sind als Anhäufungen dieser Punkte zu erkennen.

7.2. SRIM 63

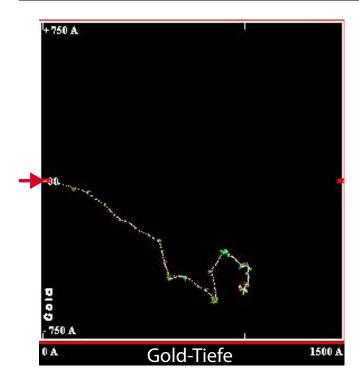


Abb. 7.3: Ein Kohlenstoff-Ion dringt mit einer Energie von 55,5 keV in einen 150 nm dicken Absorber aus Gold ein.

Neben Gold wurden noch weitere Absorbermaterialien mit SRIM simuliert. Da an Materialien aus leichten Atomen weniger Ionen zurückgestreut werden sollten, wurden folgende Materialien für die Simulationen gewählt: Aluminium, da es ein gut mikrostrukturierbares Metall mit deutlich leichteren Atomen als Gold ist; Saphir, da es durch Oxidation gut aus Aluminium gewonnen werden kann und neben den Aluminiumatomen noch leichtere Sauerstoffatome besitzt, sowie zuletzt Beryllium, da es nach Lithium das Metall mit der kleinsten Atommasse ist.

In Tabelle 7.1 sind Werte für verschiedene Material-Eigenschaften angegeben, die in den folgenden Simulationen verwendet wurden. Die angegebenen Werte wurden hierbei von der SRIM-Software vorgeschlagen.

Absorber-	Dichte	Oberflächen-	Frenkel-	Atom-
material	$[g/cm^3]$	Bindungsenergie [eV]	Energie [eV]	masse [u]
Gold	19,3	3,8	25	197
Aluminium	2,7	3,36	25	27
Saphir	4,0	$2_{(Al)} \mid 2_{(O)}$	$20_{(Al)} \mid 28_{(O)}$	16
Beryllium	1,8	3,38	25	9

Tab. 7.1: Parameter, welche für die SRIM-Simulationen verwendet wurden.

In Abbildung 7.4 sind SRIM-Simulationen der ausgewählten vier Absorbermaterialien mit einer Dicke von jeweils 400 nm zu sehen, auf die jeweils 1.000 Kohlenstoff-Ionen mit einer Energie von je 55,5 keV treffen.

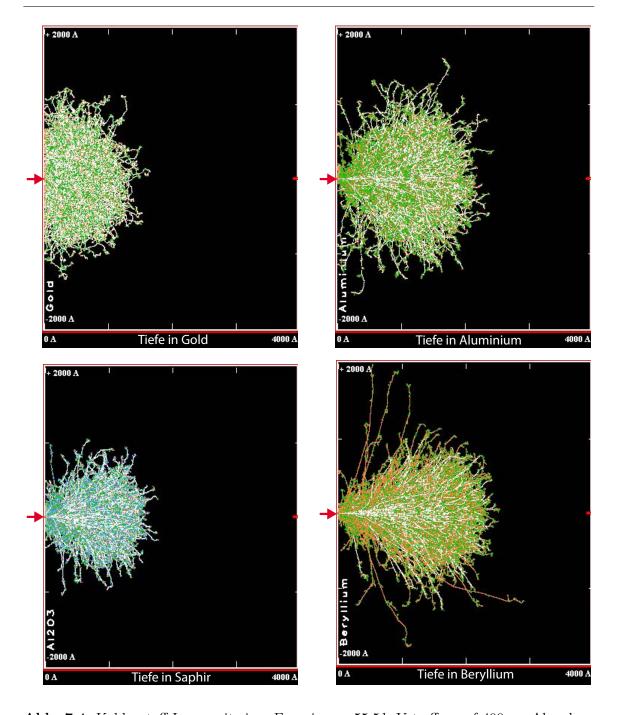


Abb. 7.4: Kohlenstoff-Ionen mit einer Energie von 55,5 keV treffen auf 400 nm Absorbermaterial: Gold (oben links), Aluminium (oben rechts), Saphir (unten links) und Beryllium (unten rechts).

Da Saphir $(\alpha$ -Al₂O₃) aus zwei verschiedenen Atomsorten besteht, wurden hier die erzeugten Leerstellen im Gitter mit roten (grünen) beziehungsweise dunkelblauen (hellblauen) Punkten für primär (sekundär) herausgeschlagene Aluminium- beziehungsweise Sauerstoffatome markiert.

In Abbildung 7.4 ist auf den ersten Blick zu erkennen, dass die Eindringtiefen der Ionen mit Werten zwischen 130 nm (Gold) und 230 nm (Beryllium) alle im selben Bereich liegen und damit keine Entscheidung für oder gegen eines dieser Materialien unterstützen.

Die Absorber des in dieser Arbeit diskutierten Detektors sind aus Gold gefertigt und haben eine Dicke von 3 μ m. Anhand von Abbildung 7.4 oben links wird deutlich, dass die Kohlenstoff-Ionen nicht einmal 200 nm tief in das Gold eindringen. Eine deutlich geringere Absorberdicke wäre also ausreichend, selbst um noch schwerere Molekülfragmente zu stoppen. Allerdings wäre ein Absorber mit einer geringeren Dicke als 3 μ m unter Umständen schwerer zu fertigen.

Besonders interessant ist die Verteilung der Trajektorien der Kohlenstoff-Ionen innerhalb der vier Materialien. In Abbildung 7.4 ist gut erkennbar, dass sich die Kohlenstoff-Ionen sofort nach dem Eindringen in den Absorber aus Gold stark in alle Richtungen verteilen und dass sich daher viele der Trajektorien nahe an der Gold-Oberfläche befinden. Dies führt dazu, dass ein relativ großer Anteil der Kohlenstoff-Ionen den Absorber wieder verlässt und zurückgestreut wird.

In den leichteren Absorbermaterialien verlaufen die Trajektorien der KohlenstoffIonen deutlich geradliniger, da bei der Kollision mit einem leichten Absorberatom
nur ein geringer Impulsübertrag auf das absorbierte Ion erfolgt. In Gold hingegen, das
in diesem Vergleich die schwersten Atome aufweist, erfährt das Kohlenstoff-Ion sehr
viele, zum Teil sehr starke Impulsänderungen. Dadurch hält sich das Ion mit einer
deutlich erhöhten Wahrscheinlichkeit in der Nähe der Oberfläche des Absorbers auf.
Dies widerum führt zu einer stark erhöhten Wahrscheinlichkeit, dass es durch Sputtern von Atomen des Absorbers oder durch Rückstreuung zu einem Energieverlust
kommt.

7.3 Simulationsergebnisse: zurückgestreute Ionen und gesputterte Absorberatome

Der Absorber des in dieser Arbeit diskutierten Detektors ist aus Gold gefertigt und die Atome des Absorbers sind somit relativ schwer. Daher kommt es zu starken Energieverlusten durch zurückgestreute Ionen und durch gesputterte Absorberatome. Auf einen Absorber aus Gold möchte man aber aufgrund der guten Wärmeleitung nicht verzichten. Die in Kapitel 7 gezeigten simulierten Trajektorien von Kohlenstoff-Ionen in verschiedenen Materialien lassen vermuten, dass die Energieverluste reduziert werden können, indem der Absorber mit einer dünnen Schicht eines Materials aus leichteren Atomen bedeckt wird.

Um diese Vermutung zu unterstützen, wurden SRIM-Simulationen durchgeführt, in denen jeweils 10.000 Kohlenstoff-Ionen mit einer Energie von je 55,5 keV auf Absorber

aus unterschiedlichen Materialkombinationen treffen. Dem Absorber des diskutierten Detektors entsprechend wurde in der ersten Simulation ein 3 μ m dicker Absorber aus Gold angenommen. In drei weiteren Simulationen wurde der Absorber aus 3 μ m Gold um eine weitere 200 nm dicke Schicht aus Aluminium, Saphir beziehungsweise Beryllium erweitert.

In Tabelle 7.2 sind die Resultate für die Anzahl $N_{\rm r}$ an zurückgestreuten Ionen, die Anzahl $N_{\rm sput}$ an gesputterten Absorberatomen pro eintreffenem Ion, die durchschnittliche Energie $E_{\rm sput}$ eines gesputterten Absorberatoms sowie der Gesamtenergieverlust $\Delta E_{\rm tot}$ durch zurückgestreute Kohlenstoff-Ionen und gesputterte Absorberatome zusammengefasst.

Absorbermaterial	$N_{\rm r}$	$N_{ m sput}$	$E_{\text{sput}} [\text{eV}]$	$\Delta E_{\rm tot} \ [\%]$
$3 \mu \text{m Au}$	2160	1,22	56	9
$3\mu\mathrm{m}$ Au $+$ 200 nm Al	49	$0,\!42$	299	0,3
$3\mu\mathrm{m}$ Au $+$ 200 nm Al ₂ O ₃	32	$0.29_{\rm (Al)} \mid 0.40_{\rm (O)}$	$166_{(Al)} \mid 145_{(O)}$	0,2
$3\mu\mathrm{m}$ Au $+$ 200 nm Be	1	0,16	87	0,03

Tab. 7.2: Ergebnisse der SRIM-Simulationen: Anzahl der zurückgestreuten Ionen $N_{\rm r}$, Anzahl der gesputterten Absorberatome pro eintreffendem Ion $N_{\rm sput}$, durchschnittliche Energie eines gesputterten Absorberatoms $E_{\rm sput}$ und Gesamtenergieverlust $\Delta E_{\rm tot}$.

Bei einem reinen Gold-Absorber würden den Simulationen zufolge also mehr als 20% der Kohlenstoffionen, die mit einer Energie von $55,5\,\mathrm{keV}$ auf den Absorber treffen, zurückgestreut. Durch eine derartig hohe Verlustrate würde die Effizienz des Detektors so stark gemindert, dass er für die geplanten Experimente nicht mehr attraktiv wäre. Eine 200 nm dicke Schicht Aluminium oder Saphir auf dem Absorber würde die Anzahl $N_{\rm r}$ der zurückgestreuten Ionen auf unter 0,5% reduzieren und mit einer 200 nm dicken Berylliumschicht auf dem Absorber gäbe es kaum zurückgestreute Kohlenstoff-Ionen mehr. Die Simulationen legen also nahe, dass sich die Anzahl der zurückgestreuten Teilchen durch eine dünne Schicht eines Materials mit möglichst leichten Atomen auf dem Absorber stark verringern lässt.

Ebenso verringert sich die Anzahl an gesputterten Absorberatomen. Bei einem Absorber, der nur aus Gold besteht, werden demnach durch 5 auftreffende Kohlenstoff-Ionen durchschnittlich etwa 6 Absorberatome gesputtert. Mit einer 200 nm dicken Aluminiumschicht auf dem Absorber hingegen führt nur etwa jedes zweite auftreffende Kohlenstoff-Ion dazu, dass ein Absorberatom gesputtert wird. Dafür ist dann aber der durchschnittliche Energieverlust pro gesputtertem Absorberatom größer. Bringt man eine Saphirschicht auf den Absorber auf, so können sowohl Aluminiumatome als auch Sauerstoffatome gesputtert werden. Insgesamt werden bei einer Saphirschicht auf dem Absorber etwas mehr Atome gesputtert als bei einer Aluminiumschicht. Wie schon bei der Anzahl rückgestreuter Ionen bringt eine 200 nm dicke Beryllium-Schicht

auf dem Absorber auch in Bezug auf die gesputterten Absorberatome die besten Ergebnisse dieser Simulation. Nur etwa ein Sechstel der eintreffenden Kohlenstoff-Ionen führt dazu, dass ein Absorberatom gesputtert wird. Bei einem Absorber aus purem Gold hingegen sind es etwa achtmal so viele.

Der Gesamtenergieverlust durch zurückgestreute Ionen und gesputterte Absorberatome lässt sich offenbar durch eine $200\,\mathrm{nm}$ dicke Aluminium- oder Saphir-Schicht auf dem Absorber sehr stark von 9% auf etwa 0.2% bzw. 0.3% reduzieren. Eine $200\,\mathrm{nm}$ dicke Beryllium-Schicht würde mit einem Energieverlust von 0.03% das beste Ergebnis liefern.

7.4 Simulationsergebnisse: Gitterdefekte

Wie in Kapitel 7.3 gezeigt wurde, lässt sich der Energieverlust durch zurückgestreute Teilchen und gesputterte Absorberatome stark reduzieren, indem eine 200 nm dicke Schicht eines Materials mit einer kleinen Atommasse auf den Absorber aufgebracht wird. Um zu untersuchen, welchen Einfluss eine solche Schicht auf die Gitterdefekte hat, welche bei der Absorption eines Teilchens entstehen, wurden die Simulationen aus Kapitel 7.3 wiederholt, wobei zusätzlich für jedes auftreffende Kohlenstoff-Ion gespeichert wurde, wie viele Gitterdefekte es kreiert. Aufgrund der enormen Datenmengen, die dabei entstehen, wurden diese Simulationen nur für 1.000 auftreffende Kohlenstoff-Ionen mit einer Energie von je 55,5 keV durchgeführt. Für jedes einzelne Kohlenstoff-Ion wurde dann der gesamte durch Gitterdefekte hervorgerufene Energieverlust berechnet, wobei pro entstehendem Gitterdefekt ein Energieverlust von 6 eV angenommen wurde. In den folgenden Abbildungen 7.5 und 7.6 sind die durch Gitterdefekte entstehenden relativen Energieverluste der Kohlenstoff-Ionen in Histogrammen aufgetragen.

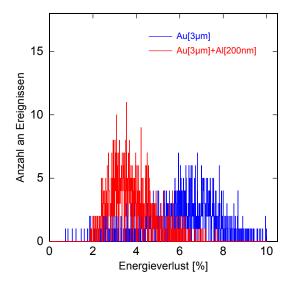


Abb. 7.5: Histogramme der relativen Energieverluste, die durch die Erzeugung von Gitterdefekten hervorgerufen werden. Simuliert wurden 1.000 Kohlenstoff-Ionen, welche mit einer Energie von je 55,5 keV auf einen Absorber treffen. Der Absorber besteht hierbei aus $3 \, \mu \mathrm{m}$ Gold beziehungsweise aus $3 \, \mu \mathrm{m}$ Gold mit einer Schicht aus 200 nm Aluminium.

In Abbildung 7.5 ist in blau das Simulationsergebnis für einen $3 \mu m$ dicken Absorber aus reinem Gold, sowie in rot das Ergebnis für einen Absorber aus $3 \mu m$ Gold, auf den zusätzlich 200 nm Aluminium aufgebracht wurden, dargestellt. In dieser Abbildung ist deutlich erkennbar, dass der durchschnittliche Energieverlust bei Verwendung eines Absorbers mit Aluminiumschicht bei einem geringeren Wert liegt und auch die Halbwertsbreite deutlich geringer ist, als bei einem Absorber, der nur aus Gold besteht.

In Abbildung 7.6 ist im linken Schaubild in grün ein Histogramm für den Fall einer 200 nm dicken Saphirschicht auf dem Absorber aufgetragen und im rechten Schaubild in schwarz das simulierte Histogramm für eine 200 nm dicke Berylliumschicht auf dem Absorber. Zum Vergleich ist in beiden Schaubildern in rot das Histogramm aus Abbildung 7.5 eingetragen, welches den Fall einer 200 nm dicken Aluminiumschicht auf dem Absorber darstellt.

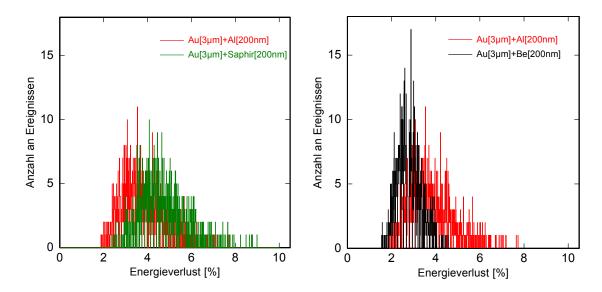


Abb. 7.6: Histogramme der relativen Energieverluste, die durch die Erzeugung von Gitterdefekten hervorgerufen werden. Simuliert wurden 1.000 Kohlenstoff-Ionen, welche mit einer Energie von je 55,5 keV auf einen Absorber treffen. Im linken Bild besteht der Absorber aus $3 \,\mu\mathrm{m}$ Gold mit 200 nm Aluminium beziehungsweise aus $3 \,\mu\mathrm{m}$ Gold mit 200 nm Saphir. Im rechten Bild besteht der Absorber aus $3 \,\mu\mathrm{m}$ Gold mit 200 nm Aluminium beziehungsweise aus $3 \,\mu\mathrm{m}$ Gold mit 200 nm Beryllium.

Wie im linken Schaubild erkennbar ist, sind sowohl Mittelwert als auch Halbwertsbreite der Simulation eines Absorbers mit einer Saphirschicht etwas größer als bei Verwendung einer Aluminiumschicht. Bei der Simulation mit einer Berylliumschicht auf dem Absorber im rechten Schaubild ist auf den ersten Blick erkennbar, dass der mittlere Energieverlust sowie die Halbwertsbreite deutlich geringer sind als bei der Simulation mit einer Aluminiumschicht auf dem Absorber.

Für die vier verschiedenen Absorbermaterialien wurde der Mittelwert $\langle \Delta E \rangle$, sowie die Halbwertsbreite $\Delta E_{\rm FWHM}$ der Verteilung bestimmt. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 7.3 gezeigt.

Absorbermaterial	$\langle \Delta E \rangle$ [%]	$\langle \Delta E \rangle$ [keV]	ΔE_{FWHM} [%]	$\Delta E_{\rm FWHM} [{\rm keV}]$
$3\mu\mathrm{m}$ Au	6,1	3,4	4,5	2,5
$3\mu\mathrm{m}$ Au $+$ 200 nm Al	3,8	2,1	2,5	1,4
$3\mu\mathrm{m}$ Au $+$ 200 nm Al $_2\mathrm{O}_3$	4,7	2,6	3,0	1,7
$3\mu\mathrm{m}$ Au $+$ 200 nm Be	2,8	1,6	1,5	0,8

Tab. 7.3: Parameter und Ergebnisse der SRIM-Simulation.

Der Mittelwert $\langle \Delta E \rangle$ der Verteilung gibt an, wie viel Prozent der Energie eines einfallenden Teilchens durchschnittlich durch das Erzeugen von Gitterdefekten verloren geht. Es ist bemerkenswert, dass diese Energieverluste mit Ausnahme des Absorbers aus reinem Gold deutlich größer sind als die Energieverluste durch Rückstreuung und Sputtern, welche in Tabelle 7.2 aufgetragen sind. Die Halbwertsbreite $\Delta E_{\rm FWHM}$ der Verteilung entspricht dem Beitrag zur Energieauflösung des Detektors, der durch die Variation der Anzahl der erzeugten Gitterdefekte entsteht.

Den Simulationen zufolge lässt sich der durchschnittliche Energieverlust um 38% reduzieren, wenn eine 200 nm dicke Aluminiumschicht auf den Absorber aufgebracht wird. Der Beitrag zur Energieauflösung verbessert sich sogar um 44% im Vergleich zu einem Absorber aus Gold.

Auch durch eine Saphirschicht lässt sich der durchschnittliche Energieverlust sowie die Energieauflösung im Vergleich zum Absorber aus reinem Gold deutlich reduzieren, allerdings weniger stark als durch eine Aluminiumschicht.

Sowohl der durchschnittliche Energieverlust als auch die erwartete Energieauflösung werden durch eine 200 nm dicke Berylliumschicht auf dem Absorber noch einmal deutlich verbessert.

Zur Optimierung des Detektors wäre folglich eine 200 nm dicke Schicht Beryllium auf dem Absorber wünschenswert. Allerdings ist Beryllium stark gesundheitsschädlich und nur schwer auf dem Absorber aufzubringen. Im Vergleich hierzu könnte eine Aluminiumschicht sehr leicht auf dem Absorber mikrostrukturiert werden. Dadurch würde zwar nicht ganz so eine gute Auflösung wie mit einer Berylliumschicht erreicht werden, aber im Vergleich zum Absorber aus reinem Gold gäbe es dennoch deutliche Verbesserungen.

Wird eine Aluminiumschicht auf dem Absorber aufgebracht, so stellt sich allerdings das Problem, dass Aluminium bei den tiefen Arbeitstemperaturen des Detektors supraleitend wird. Dies könnte zu einem stark verlangsamten Signalabfall oder anderen Artefakten führen, was die mögliche Zählrate des Detektors stark einschränken würde [Ran09]. Falls diese Probleme auftreten sollten, was wegen der geringen Dicke

der Schicht nicht unbedingt zu erwarten ist, könnte anstelle von reinem Aluminium eine Legierung aus Aluminium und einigen 100 ppm Mangan verwendet werden. Durch die Dotierung mit Mangan sinkt die kritische Temperatur, ab der Aluminium supraleitend wird [Boa66, Smi72, Ran09]. Auf diese Weise wäre es möglich, eine Aluminiumschicht auf dem Absorber aufzubringen, die auch bei den tiefen Arbeitstemperaturen des Detektors noch normalleitend wäre.

7.5 Variation der Aluminium-Schichtdicke

Die Simulationen in den Kapiteln 7.3 und 7.4 zeigen, dass sich durch eine dünne Aluminiumschicht auf dem Absorber sowohl die Energieverluste durch zurückgestreute Teilchen und gesputterte Absorberatome als auch die Energieverluste durch entstehende Gitterdefekte und die daraus resultierende Verbreiterung der instrumentellen Linienbreite des Detektors stark reduzieren lassen. In diesem Kapitel soll geklärt werden, welche Schichtdicke mindestens benötigt wird, um durch das Aufbringen einer Aluminiumschicht auf den Absorber die beschriebenen Ergebnisse erzielen zu können. Dazu wurden erneut 10.000 Kohlenstoff-Ionen simuliert, die mit einer Energie von je 55,5 keV auf einen $3\,\mu\mathrm{m}$ dicken Absorber aus Gold treffen, der mit einer Aluminiumschicht bedeckt ist. Diese Simulation wurde für verschiedene Dicken der Aluminiumschicht wiederholt. Aufgrund beschränkter Rechenkapazitäten wurde hierbei zunächst nur der Energieverlust durch zurückgestreute Ionen und gesputterte Absorberatome berücksichtigt. In Abbildung 7.7 sind die simulierten prozentualen Energieverluste in Abhängigkeit von der Dicke der Aluminiumschicht dargestellt.

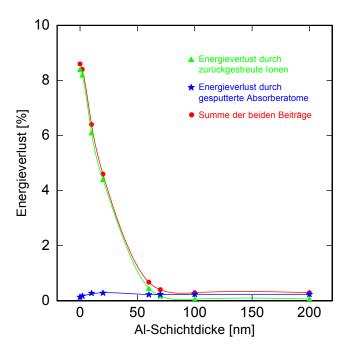


Abb. 7.7: Simulierter relativer Energieverlust durch zurückgestreute Ionen und gesputterte Absorberatome in Abhängigkeit von der Aluminium-Schichtdicke. Simuliert wurden 10.000 Kohlenstoff-Ionen, welche mit einer Energie von je $55,5\,\mathrm{keV}$ auf einen $3\,\mu\mathrm{m}$ dicken Absorber aus Gold treffen, der mit einer Aluminiumschicht bedeckt ist. Die durchgezogenen Linien verbinden die Punkte.

Der Energieverlust durch gesputterte Absorberatome ist hier mit blauen Sternen dargestellt. Dieser Beitrag hat einen relativ konstanten Wert von etwa 0,3%. Mit grünen Dreiecken ist zudem der Energieverlust durch zurückgestreute Kohlenstoff-Ionen aufgetragen, der bei einem Absorber aus reinem Gold etwa 9% beträgt. Dieser Wert fällt mit steigender Aluminiumdicke bis zu einer Aluminiumdicke von etwa 50 nm sehr stark ab und nähert sich dann langsam einem konstanten Wert von etwa 0,3% an. Die Summe aus den beiden Beiträgen zum Energieverlust ist in Abbildung 7.7 mit roten Kreisen dargestellt. Hier ist deutlich erkennbar, dass der Energieverlust durch zurückgestreute Ionen für dünne Aluminiumschichten deutlich gegenüber dem Energieverlust durch gesputterte Absorberatome dominiert. Oberhalb einer Schichtdicke von etwa 70 nm dominiert der Energieverlust durch gesputterte Absorberatome und der Energieverlust wird praktisch unabhängig von der Dicke der Aluminiumschicht. Um den Energieverlust durch zurückgestreute Teilchen und gesputterte Absorberatome zu minimieren ist diesen Simulationen zufolge eine Aluminiumdicke von 100 nm oder mehr geeignet. In Abbildung 7.6 oben rechts zeigt sich, dass dies etwa der halben Reichweite der Kohlenstoff-Ionen in Aluminium entspricht. Ab dieser Schichtdicke ist es Ionen, die an den Goldatomen zurückgestreut werden, also nicht mehr möglich, zurück zur Oberfläche des zusammengesetzten Absorbermaterials zu gelangen, um dort Absorberatome zu sputtern oder das Absorbermaterial zu verlassen.

Im Folgenden wird der Einfluss der Aluminium-Schichtdicke auf die durch auftreffende Teilchen erzeugten Gitterdefekte untersucht. Hierbei wurden erneut 1.000 Kohlenstoff-Ionen mit einer Energie von je 55,5 keV simuliert und für jedes Ion wurde die Anzahl der erzeugten Gitterdefekte gespeichert. Unter der Annahme, dass pro erzeugtem Gitterdefekt eine Energie von 6 eV verloren geht, wurde der dadurch hervorgerufene Energieverlust für jedes einzelne Kohlenstoff-Ion berechnet. In Abbildung 7.8 sind diese Energieverluste in Histogrammen aufgetragen.

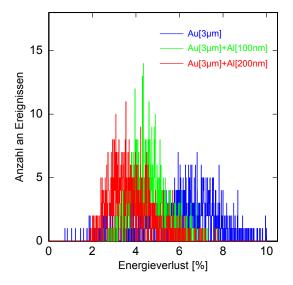


Abb. 7.8: Histogramme der relativen Energieverluste, die durch das Erzeugen von Gitterdefekten hervorgerufen werden, wenn 1.000 Kohlenstoff-Ionen mit einer Energie von je 55,5 keV auf einen Absorber treffen. Der Absorber besteht hierbei einmal aus $3\,\mu\mathrm{m}$ Gold, einmal aus $3\,\mu\mathrm{m}$ Gold mit einer Beschichtung aus $100\,\mathrm{nm}$ Aluminium und einmal aus $3\,\mu\mathrm{m}$ Gold mit einer Beschichtung aus $200\,\mathrm{nm}$ Aluminium.

In blau und rot sind hierbei die bereits in Abbildung 7.5 gezeigten Simulationsergebnisse für einen $3\,\mu\mathrm{m}$ dicken Absorber aus reinem Gold sowie für einen Absorber aus $3\,\mu\mathrm{m}$ Gold, welcher mit einer 200 nm dicken Aluminiumschicht beschichtet ist, dargestellt. Zusätzlich ist in grün das Simulationsergebnis für einen Absorber aus $3\,\mu\mathrm{m}$ Gold mit einer $100\,\mathrm{nm}$ dicken Aluminiumschicht gezeigt. Es ist gut zu erkennen, dass bereits eine $100\,\mathrm{nm}$ dicke Aluminiumschicht auf dem Absorber eine deutliche Verbesserung im Vergleich zum reinen Gold-Absorber bringen würde. Der Mittelwert dieser Verteilung liegt bei etwa

$$\langle \Delta E \rangle \approx 4,6\% = 2,6 \text{ keV}$$

und die Halbwertsbreite ist mit

$$\Delta E_{\rm FWHM} \approx 2.7\% = 1.5 \, \text{keV}$$

um 40% geringer als bei einem Absorber aus reinem Gold. Dennoch ist die Halbwertsbreite im Falle einer 200 nm dicken Aluminiumschicht auf dem Absorber noch geringer und auch der Maximalwert liegt bei geringeren Werten. Folglich lassen sich die Energieverluste sowie die damit einhergehende Verbreiterung der instrumentellen Linienbreite des Detektors durch eine 100 nm dicke Aluminiumschicht auf dem Absorber bereits deutlich reduzieren, jedoch wäre eine Aluminium-Schichtdicke von 200 nm zu bevorzugen. Eine Schichtdicke von über 200 nm ist jedoch nicht sinnvoll, da die maximale Reichweite der Kohlenstoff-Ionen in Aluminium damit erreicht ist (vgl. Abbildung 7.4).

Die in diesem Kapitel vorgestellten Simulationen lassen darauf schließen, dass das Aufbringen einer etwa 200 nm dicken Aluminiumschicht auf den Absorber deutlich zur Optimierung des in dieser Arbeit beschriebenen Detektors beitragen würde. Im Vergleich zu einem reinen Gold-Absorber kann so der Energieverlust durch zurückgestreute Teilchen und gesputterte Absorberatome von 9% auf 0,3% reduziert werden. Ebenso verringert sich der Energieverlust durch Erzeugung von Gitterdefekten von 6,1% auf 3,8% und der Beitrag dieses Effekts zur instrumentellen Linienbreite des Detektors, welcher übrigens der dominante ist, wird um 45% reduziert.

8. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein metallisches magnetisches Kalorimeter zur orts- und energieauflösenden Detektion von Molekülfragmenten beschrieben. Dieser Detektor umfasst 16 großflächige Absorber, die zu einem Kreis angeordnet sind. Wird ein zu detektierendes Molekül absorbiert, so führt die dadurch deponierte kinetische Energie des Moleküls zu einer Erwärmung des Detektors, welche durch die temperaturabhängige Magnetisierung eines paramagnetischen Sensors in eine messbare Magnetfeldänderung umgewandelt wird. Das Integral über ein pulsförmiges Messsignal ist proportional zur absorbierten Energie, während die Anstiegszeit und die Form des Signalanstiegs aufgrund der diffusiven Ausbreitung der Wärme innerhalb des Absorbers vom Absorptionsort abhängen.

Mit Hilfe der Methode der finiten Elemente wurde der erwartete zeitliche Verlauf der Sensortemperatur simuliert, welcher auf einen Energieeintrag an verschiedenen Stellen des Absorbers folgt. Sowohl der Signalanstieg als auch der Signalabfall lassen sich durch relativ einfache Funktionen gut beschreiben.

Anhand einer Messung des Flussrauschens bei einer Temperatur von $5.8\,\mathrm{K}$ wurde die Induktivität eines einzelnen Mäanders zu $47.7\,\mathrm{nH}$ bestimmt. Dieser Wert weicht um weniger als 3% von dem erwarteten Wert von $46.4\,\mathrm{nH}$ ab.

Durch Messung der Temperaturabhängigkeit des Messsignals eines Kalorimeter-Paares konnte gezeigt werden, dass die beiden Sensoren der zur Messung verwendeten gradiometrisch verschalteten Kalorimeter nahezu perfekt symmetrisch sind.

In einem Verdünnungskryostaten wurden bei einer Badtemperatur von 24 mK erste Charakterisierungsmessungen mit einer 55 Fe-Röntgenquelle durchgeführt. Mit Hilfe eines Kollimators wurden Photonen einer Energie von 6 keV auf unterschiedliche Bereiche des Absorbers kollimiert. Es wurde gezeigt, dass eine energie- und ortsauflösende Detektion von Photonen mit dem beschriebenen Detektor möglich ist. In diesen Messungen wurde eine ortsunabhängige Energieauflösung des Detektors von etwa $\Delta E_{\rm FWHM}^{\rm mes} = 1,1\,{\rm keV}$ bei einem Energieeintrag von 6 keV beobachtet. Aus den Anstiegszeiten der Signale ergibt sich eine Ortsauflösung zwischen $\Delta r_{\rm FWHM} = 0,31\,{\rm mm}$ für Photonen, die im Abstand $r = 16\,{\rm mm}$ vom Detektormittelpunkt auf den Absorber treffen, und $\Delta r_{\rm FWHM} = 6,45\,{\rm mm}$ für $r = 9\,{\rm mm}$. Je weiter entfernt vom Sensor der Energieeintrag geschieht, desto schlechter wird dabei die Ortsauflösung.

Bei den beschriebenen Charakterisierungsmessungen wurden Röntgenphotonen detektiert. Geplant ist es allerdings, den Detektor zur Detektion von Molekülfragmenten einzusetzen. Bei der Detektion von massiven Teilchen kommt es im Absorber zur Streuung der Teilchen an den Atomen, oder besser den Ionenrümpfen, des Absorbers.

Dabei kann es passieren, dass die massiven Teilchen zurückgestreut werden oder dass Absorberatome gesputtert werden, also das Absorbermaterial verlassen. Bei Verwendung eines Absorbers aus reinem Gold wurden die dadurch entstehenden Energieverluste mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen zu etwa 8% abgeschätzt. Des Weiteren verursachen massive Teilchen, die in einem solchen Absorber gestoppt werden, Gitterdefekte, durch die ebenfalls etwa 6% der Energie verloren geht und die zudem eine Verbreiterung der instrumentellen Linienbreite des Detektors verursachen. Der daraus resultierende Beitrag zur Energieauflösung beträgt etwa $\Delta E_{\rm FWHM}^{\rm sim} = 2.5\,{\rm keV}$ und ist damit mehr als doppelt so groß, wie die bei der Detektion von Röntgenphotonen experimentell bestimmte Energieauflösung von $\Delta E_{\mathrm{FWHM}}^{\mathrm{mes}} = 1.1 \,\mathrm{keV}$ und etwa 10mal größer als die vom Detektordesign her als erreichbar eingestufte Energieauflösung von etwa $\Delta E_{\rm FWHM}^{\rm theo} = 200\,{\rm eV}$ [Kam10]. Da eine derart degradierte Energieauflösung die Attraktivität des Detektors für die geplanten Messungen deutlich mindern würde, wurde eine Methode gesucht, um die Auswirkungen der beschriebenen Effekte bei der Detektion massiver Teilchen zu verringern. Die Simulationen haben gezeigt, dass sich das Detektionsverhalten durch das Aufbringen einer dünnen Schicht eines Materials mit leichteren Atomen deutlich verbessern lässt. So reduziert das Aufbringen einer 200 nm dicken Aluminium-Schicht auf dem Absorber die Energieverluste durch Rückstreuung und Sputtern auf 0,3%, die durch das Entstehen von Gitterdefekten verursachten Energieverluste auf 3,8% und den einhergehenden Beitrag zur instrumentellen Linienbreite auf $\Delta E_{\rm FWHM}^{\rm sim} = 1.4\,{\rm keV}.$

Um die Ergebnisse dieser Simulationen verifizieren zu können, ist ein Experiment geplant, bei dem massive Teilchen auf mehrere metallische magnetische Kalorimeter mit unterschiedlich beschichteten Absorbern aus Gold treffen.

Zur weiteren Charakterisierung des Detektors sollten zusätzliche Messungen bei verschiedenen Temperaturen und verschiedenen felderzeugenden Dauerströmen durchgeführt werden. Eine Vermessung des nicht vollständig gradiometrischen Kalorimeter-Paares würde die Messung der Temperaturabhängigkeit der Sensormagnetisierung ermöglichen und damit die genauere Analyse der Signalhöhen ermöglichen.

Um eine weitere Verbesserung der Energie- und Ortsauflösung zu ermöglichen, wäre es hilfreich, eine relativ einfache Funktion zu finden, mit der sich der gesamte zeitliche Verlauf der Sensortemperatur gut beschreiben lässt. Diese Funktion, welche nur noch von der Energie und dem Absorptionsort des Photons abhängen sollte, würde an jeden gemessenen Einzelpuls numerisch angepasst werden und somit eine möglichst genaue Energie- und Ortsbestimmung ermöglichen.

Mit den genannten Weiterentwicklungen wird der hier beschriebene Detektor die Anforderungen für die orts- und energieaufgelöste Detektion von Molekülfragmenten erfüllen und damit entscheidende Beiträge zur Präzisions-Molekülphysik, sowie wichtige Erkenntnisse über die Natur von interstellaren Gaswolken liefern können.

Literaturverzeichnis

- [Abr70] A. Abragam und B. Bleaney, Electron Paramagnetic Resonance of Transition Metals, *Claredon Press Oxford*, 1970.
- [Boa66] G. Boato, G. Gallinaro, und C. Rizzuto, Effect of Transition-Metal Impurities on the Critical Temperature of Superconducting Al, Zn, In, and Sn, Physical Review, 148, 353–361, 1966.
- [Bur04] A. Burck, Entwicklung großflächiger magnetischer Kalorimeter zur energieaufgelösten Detektion von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2004.
- [Bur08] A. Burck, S. Kempf, S. Schäfer, H. Rotzinger, M. Rodrigues, T. Wolf, L. Gastaldo, A. Fleischmann, und C. Enss, Microstructured Magnetic Calorimeter with Meander-Shaped Pickup Coil, J. Low Temp. Phys., 151(1), 337–344, 2008.
- [Cla04] J Clarke und A Braginski, *The SQUID Handbook: Fundamentals and Tech-nology of SQUIDs and SQUID Systems*, volume 1, Wiley Weinheim, 2004.
- [Dan05] T. Daniyarov, Metallische magnetische Kalorimeter zum hochauflösenden Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Molekülen, 2005.
- [Dru04] D. Drung und M. Mück, Squid electronics, in J. Clarke und A.I. Braginski (Ed.), The SQUID Handbook: Vol. I Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems, Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
- [Dzi10] Gerhard Dziuk, *Theorie und Numerik partieller Differentialgleichungen*, de Gruyter, Berlin, 2010.
- [Ens05] C Enss und S Hunklinger, Low-Temperature Physics, Springer Berlin / Heidelberg, 2005.
- [Fle99] A Fleischmann, Hochauflösendes magnetisches Kalorimeter zur Detektion von einzelnen Röntgenquanten, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 1999.
- [Fle03] A Fleischmann, Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.

- [Fra99] M. Frank, S. E. Labov, G. Westmacott, und W. H. Benner, Energy-sensitive cryogenic detectors for high-mass biomolecule mass spectrometry, Mass Spectrom. Rev., 18, 155–186, 1999.
- [Hah92] W. Hahn, M. Loewenhaupt, und B. Frick, Crystal field excitations in dilute rare earth noble metal alloys, *Physica B*, **180 & 181**, 176–178, 1992.
- [Hof12] V. Hoffmann, Messung der AC-Suszeptibilität von paramagnetischem Au:Er bei Temperaturen oberhalb des Spinglas-Übergangs., Diplomarbeit, Heidelberg University, 2012.
- [Hor10] R. D. Horansky, G. M. Stiehl, J. A. Beall, K. D. Irwin, A. A. Plionis, M. W. Rabin, und J. N. Ullom, Measurement of ion cascade energies through resolution degradation of alpha particle microcalorimeters, *Journal* of Applied Physics, 107(4), 044512, 2010.
- [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 energieaulösenden Detektion von hochenergetischen Molekülfragmenten, Diploma Thesis, Heidelberg University, 2010.
- [Mat83] H. E. Matthews und T. J Sears, The detection of vinyl cyanide in TMC-1, Astrophysical Journal, 272, 149–153, 1983.
- [Pet91] S. Petrie, T. J. Chirnside, C. G. Freeman, und M. J. McEwan, The ion/molecule chemistry of CH2CHCN, Int. J. Mass Spectrom., 107, 319–331, 1991.
- [Pet92] S. Petrie, C. G. Freeman, und M. J. McEwan, The ion-molecule chemistry of acrylonitrile Astrochemical implications, MNRAS, 257, 438–444, 1992.
- [Pie08] C Pies, Entwicklung eines Detektor-Arrays basierend auf magnetischen Kalorimetern für die hochaufgelöste Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen, Diplomarbeit, Heidelberg University, 2008.
- [Ran09] P. C. Ranitzsch, Low Temperature Calorimeters with Superconducting Particle Absorbers, Diplomarbeit, Heidelberg University, 2009.
- [Sjö75] M Sjöstrand und G.M. Seidel, Hyperfine resonance properties of Er³⁺ in Au, *Physical Review B*, **11**(9), 3292–3297, 1975.

- [Smi72] F.W. Smith, Effect of Manganese on the Superconductivity of Aluminum, Journal of Low Temp Phys, 6, 435ff, 1972.
- [Tes77] C.D. Tesche und J Clarke, dc SQUID: Noise and optimization, *Journal Of Low Temperature Physics*, **29**(3), 301–331, 1977.
- [Vig09] E. Vigren, M. Hamberg, V. Zhaunerchyk, M. Kamińska, R. D. Thomas, M. Larsson, T. J. Millar, C. Walsh, und Geppert W. D., The Dissociative Recombination of Protonated Acrylonitrile, CH2CHCNH+, with Implications for the Nitrile Chemistry in Dark Molecular Clouds and the Upper Atmosphere of Titan, The Astrophysical Journal, 695, 318ff, 2009.
- [Wei96] H Weinstock, Squid sensors: fundamentals, fabrication, and applications, Kluwer Academic Publishers, 1996.
- [Whi02] G.K. White und P.J. Meeson, Experimental Techniques in Low-Temperature Physics, Monographs on the Physics and Chemistry of Materials, volume 59, Clarendon Press, Oxford, 2002.
- [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.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfaangegeben Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.	asst und keine anderen als die
Heidelberg, den 30.05.2013	(Lisa Gamer)