

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich-Mathematischen

Gesamtfakultät

der

Ruprecht-Karls-Universität

Heidelberg

Vorgelegt von

M.Sc. Christian Dominik Schötz

aus Künzelsau

Mündliche Prüfung: 23. Januar 2019

**PolarmaXs: hochauflösendes, polarisationssensitives
Röntgenspektrometer basierend auf magnetischen
Mikrokalorimetern**

Prüfer: Prof. Dr. Christian Enss
Prof. Dr. Heinz Horner

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das neuartige Röntgen-Polarimeter PolarmaXs für die hochauflösende Röntgenspektroskopie von Photonen mit Energien bis 20 keV bei gleichzeitiger Möglichkeit zur Bestimmung der Polarisationsrichtung von linear polarisierten Photonen entwickelt. Es wurden verschiedene Konzepte, welche sich die Compton- oder die Rayleigh-Streuung zu Nutze machen, entworfen und simuliert. Das Detektorarray besteht aus metallischen magnetischen Kalorimetern und besitzt 64 Röntgenabsorber. Jeder Absorber besteht aus 30 μm dickem Gold, wodurch eine Absorptionswahrscheinlichkeit von 96 % bei 20 keV Photonen erreicht wird. Die gesamte Absorptionsfläche beträgt 100 mm^2 . Jeweils ein Absorber ist mit einem paramagnetischen Temperatursensor aus Ag:Er verbunden. Dieser wandelt eine Temperaturerhöhung, welche durch die Absorption eines Photons entsteht, in eine Magnetisierungsänderung um, die dann mittels eines SQUID-Magnetometers ausgelesen wird. Das Polarimeter wird eine Energieauflösung von bis zu $\Delta E_{\text{FWHM}} = 19 \text{ eV}$ und Polarisationsauflösungen von $\Delta\varphi = 2^\circ$ ermöglichen. Basierend auf den Simulationen wurde das Detektorarray entworfen und optimiert, im Instituts eigenen Reinraum hergestellt und schließlich in einem Messaufbau bei tiefen Temperaturen betrieben und charakterisiert.

PolarmaXs: high-resolution, polarisation sensitive X-ray spectrometer based on magnetic micro-calorimeters

In the framework of this thesis the new X-ray polarimeter PolarmaXs for high-resolution X-ray spectroscopy for photons with energies up to 20 keV and with the possibility to simultaneously determine the polarization direction of linearly polarized photons was developed. Different concepts, which make use of Compton or Rayleigh scattering, were designed and simulated. The detector array consists of metallic magnetic calorimeters and has 64 X-ray absorbers. Every absorber is made of gold with a thickness of 30 μm whereby one can achieve an absorption efficiency of 96 % at 20 keV. The entire detection area is 100 mm^2 . Every absorber is connected to a Ag:Er paramagnetic temperature sensor. The sensor converts the temperature change, caused by the absorption of a photon, into a magnetization change, which is then read out by a SQUID magnetometer. The polarimeter can achieve an energy resolution up to $\Delta E_{\text{FWHM}} = 19 \text{ eV}$ and polarization resolutions of $\Delta\varphi = 2^\circ$. Based on the simulations the detector array was developed and optimized, fabricated in the inhouse cleanroom of the institute and finally operated and characterized in a measurement setup at low temperatures.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Motivation	5
2.1	Hochgeladene schwere Ionen	5
2.1.1	RR- und REC-Prozess	7
2.2	Polarimetertypen	7
3	Grundlagen metallischer magnetischer Kalorimeter	11
3.1	Funktionsweise von magnetischen Kalorimetern	11
3.2	Röntgenabsorber	12
3.2.1	Absorbermaterialien	13
3.2.2	Gold als Absorbermaterial	14
3.3	Paramagnetischer Temperatursensor	16
3.3.1	Sensormaterial	16
3.3.2	Thermodynamische Beschreibung wechselwirkungsfreier magnetischer Momente	17
3.3.3	Thermodynamische Beschreibung wechselwirkender magnetischer Momente	19
3.3.4	Signalhöhe	21
3.3.5	Das Isotop ^{167}Er	23
3.3.6	Silber als Wirtsmaterial für Erbium	23
3.4	Detektionsspule und Detektorgeometrie	24

3.4.1	Erzeugung des Magnetfelds	26
3.4.2	Auslese des Signals	27
3.4.3	Kopplung an das SQUID-Magnetometer	28
3.5	Energieauflösung metallischer magnetischer Kalorimeter	30
3.5.1	Detektorsignal	30
3.5.2	Rauschbeiträge in magnetischen Kalorimetern	32
3.5.3	Energieauflösung des Detektors	35
4	Polarimetrie von Röntgenstrahlung	37
4.1	Compton-Polarimetrie	37
4.1.1	Compton-Streuung	37
4.1.2	Design eines Compton-Polarimeters	41
4.1.3	Simulation eines Compton-Polarimeters	42
4.2	Rayleigh-Polarimetrie	48
4.2.1	Rayleigh-Streuung	48
4.2.2	Design eines Rayleigh-Polarimeters	52
4.2.3	Simulation eines Rayleigh-Polarimeters	53
5	Das zweidimensionale Detektorarray PolarmaXs zur Polarisations- messung	57
5.1	Detektoroptimierung	57
5.2	Endgültiges Detektordesign	61
5.3	Präparation eines magnetfelderzeugenden Dauerstroms	66
5.4	Mikrofabrikation der Detektoren	67
5.4.1	Überblick	67
5.4.2	Herstellung der Absorber	71

5.4.3	Durchätzen und Durchkontaktierung auf die Wafer-Rückseite	72
6	Experimentelle Methoden	77
6.1	Kryotechnik	77
6.1.1	Verdünnungskryostat	77
6.1.2	Seitenarm des Kryostaten	78
6.1.3	Verdrahtung	80
6.1.4	Thermometrie	81
6.2	Datenauslese	81
6.2.1	dc-SQUID	81
6.2.2	Zweistufiger SQUID-Aufbau	83
6.2.3	Rauschbeitrag des zweistufigen SQUID-Aufbaus	85
6.2.4	Datenaufnahme	86
6.3	Experimenteller Aufbau	86
6.4	Röntgenquellen	89
6.4.1	^{55}Fe -Quelle	89
6.4.2	^{241}Am -Quelle	89
7	Charakterisierung des PolarmaXs-Detektors	91
7.1	Induktivität der mäanderförmigen Detektionsspulen	91
7.2	Erbiumkonzentration des Sensors	93
7.3	Signalhöhe	94
7.4	Signalanstieg	96
7.5	Abklingen des Signals	99
7.6	Energieauflösung	104

7.7	Linearität	108
7.8	Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen	111
8	Zusammenfassung und Ausblick	113
A	Mikrostrukturierung der einzelnen Lagen	117
	Literaturverzeichnis	119

1. Einleitung

Im Jahre 1896 entdeckte Wilhelm Conrad Röntgen die Röntgenstrahlung [Rön96]. Seitdem ist das Interesse an dieser Strahlung enorm gewachsen. So wurde durch William Lawrence Bragg und William Henry Bragg die Struktur von Kristallen durch die Beugung von Röntgenstrahlen an den Gitterebenen untersucht [Bra13a, Bra13b, Bra13c]. Mittels der Röntgenspektroskopie ist es zudem möglich einen Einblick in die Elektronenkonfiguration von Atomen zu bekommen. Die Spektroskopie von Röntgenphotonen ist in vielen Themengebieten der Physik ein mächtiges Werkzeug geworden um physikalische Prozesse zu erforschen zu denen es ansonsten kein Zugang gibt. So besteht im Universum der größte Teil der sichtbaren Materie aus stellarem Plasma. Hierbei treten hohe Temperaturen und damit hohe atomare Ladungszustände und hohe Feldstärken auf. Untersuchungen solcher extremen Zustände sind daher von besonderer Relevanz. Hochgeladene Ionen wie sie an modernen Speicherringen erzeugt werden, bieten eine einzigartige Möglichkeit die chemische Zusammensetzung von solchen Plasmen sowie die elektronischen Übergänge und Besetzungszustände der darin enthaltenen Ionen und deren Emission von charakteristischer Strahlung zu studieren. Von besonderem Interesse ist dabei die spektrale Analyse der Polarisati-on der emittierten Photonen, welche bei der Interaktion von hochgeladenen Ionen mit Elektronen oder Atomen entstehen und neue Perspektiven in der Atomphysik ermöglichen.

Für die hochaufgelöste Messung der Energie von Röntgenphotonen eignen sich Kristallspektrometer, welche ein Auflösungsvermögen von einigen 10^5 erreichen können [Kub14]. Jedoch kann jeweils nur ein kleiner Energiebereich abgedeckt werden. Halbleiterdetektoren, meistens aus Germanium oder Silizium hergestellt, decken einen großen Energiebereich ab, erreichen dafür aber nur Energieauflösungen von ungefähr 140 eV bei 6 keV. Doch gerade diese Halbleiterdetektoren kommen, aufgrund der einfachen Möglichkeit ihrer Segmentierung und der dadurch erhaltenen Ortsauflösung, in der Polarimetrie von Röntgenstrahlung zum Einsatz. Bei solchen Messungen zur Bestimmung der linearen Polarisationsrichtung von Photonen wird entweder der physikalische Prozess der Compton-Streuung [Spi05, Tas06, Stö09], welcher seit Jahrzehnten auch in der Kernphysik und Astronomie zur Messung der Polarisation eingesetzt wird [Met50], oder der der Rayleigh-Streuung [Tas09] ausgenutzt. Beide Effekte sind sensitiv auf die Polarisation von Photonen und zeigen eine polarisationsabhängige Intensitätsverteilung des Azimutalwinkels. Die mäßige Energieauflösung von Halbleiterdetektoren erschwert jedoch eine gleichzeitige hochauflösende Messung der Energie der Röntgenphotonen.

Hier setzen Tieftemperatur-Mikrokalorimeter an, welche auf eine Idee aus dem Jahre 1935 zurückgehen [Sim35]. Diese Kalorimeter besitzen eine hohe Energieauflösung über einen weiten Energiebereich [Kem18]. Die Messung der zu bestimmenden Energie der Photonen erfolgt dabei über die Messung einer Temperaturänderung, hervorgerufen durch die Absorption dieser Teilchen in einem dafür vorgesehenen Teilchenabsorber. Durch den technischen Fortschritt und den somit erhältlichen Kühltechniken ist die Entwicklung solcher Detektoren in den letzten 20 Jahren stark vorangeschritten. Bei den metallischen magnetischen Kalorimetern im Speziellen wird ein paramagnetischer Sensor, der sich in einem schwachen Magnetfeld befindet, dafür benutzt den Temperaturanstieg zu detektieren. Die Magnetisierung des Sensors wird dann über eine supraleitende Detektionsspule in ein hochsensitives SQUID-Magnetometer eingekoppelt und mittels Elektronik ausgelesen. Ein Detektorsystem basierend auf solchen metallischen magnetischen Kalorimetern, welches zusätzlich in der Lage ist die Polarisation von Röntgenphotonen zu messen, existiert heutzutage noch nicht. Der Vorteil dieses Systems ist neben dem hochauflösten Nachweis der Energie von Photonen die zusätzliche wertvolle Information der Polarisation dieser.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Designs basierend auf 2d-MMC-Arrays untersucht, welche entweder die Compton- oder die Rayleigh-Streuung als physikalischen Streuprozess zur Identifikation der Polarisationsrichtung verwenden. Das System besteht dabei aus einem zentralen Streuer in dem die Photonen polarisationsabhängig gestreut werden und dem Detektorarray PolarmaXs¹ basierend auf metallischen magnetischen Kalorimetern mit bis zu 64 Pixeln, welche um den zentralen Streuer angeordnet sind wodurch der Detektor eine hohe Winkelauflösung für die Bestimmung der Polarisationsrichtung von Photonen besitzt. Optimiert ist das Array für Röntgenphotonen bis zu 20 keV und wird in der hochauflösenden Spektroskopie polarisierter Strahlung verwendet. In Kapitel 2 werden dazu kurz zwei Prozesse erläutert, in denen die Kollision von hochgeladenen Ionen mit Atomen oder Elektronen zu polarisierten Röntgenphotonen führt. Des Weiteren werden einige herkömmliche Polarimetertypen vorgestellt die heutzutage in der Spektroskopie von polarisierten Photonen Verwendung finden.

Kapitel 3 gibt einen Überblick über die Grundlagen von metallischen magnetischen Kalorimetern. Zuerst wird allgemein die Funktionsweise solcher Kalorimeter betrachtet um danach auf die einzelnen Komponenten genauer einzugehen. Dies beinhaltet insbesondere den Röntgenabsorber, den paramagnetischen Temperatursensor mit dessen thermodynamischen Eigenschaften sowie die Detektionsspule und deren Kopplung an den Sensor. Zuletzt wird das Detektorsignal, die dominanten Rauschbeiträge in metallischen Kalorimetern und die zu erwartende Energieauflösung solch

¹Englisches Akronym für **P**olarization-sensitive **m**icro-calorimeter **a**rray for high resolution **X**-ray spectroscopy

eines Detektors diskutiert.

Da das Detektorarray PolarmaXs zusätzlich auf die Polarisation der Photonen sensitiv sein soll, wird in Kapitel 4 die Polarimetrie von Röntgenstrahlung besprochen. Zuerst wird die Theorie der Compton-Streuung erklärt und Simulationen zur Polarisationsauflösung an einem Compton-Polarimeter durchgeführt. Zuletzt wird die Rayleigh-Streuung als Streuprozess vorgestellt und ein darauf aufbauender Detektorentwurf simuliert.

In Kapitel 5 wird das Design des hier diskutierten Detektors mit den dazugehörigen Abmessungen vorgestellt. Dazu wurde eine numerische Optimierung durchgeführt welche die Signalgröße, die Größen der verschiedenen Rauschbeiträge und hierüber eine zu erwartende Energieauflösung von unter 20 eV ermittelt. Abgeschlossen wird das Kapitel mit einer Übersicht über die verwendeten Mikrofabrikationsschritte zur Herstellung des Detektorchips.

Die experimentelle Umgebung des 64 Pixel-Arrays ist in Kapitel 6 aufgeführt. Hierbei wird der verwendete Kryostat mit dessen Seitenarm beschrieben welcher für das Erreichen der für den Betrieb des Detektors notwendigen Temperaturen im Millikelvin-Bereich erforderlich ist. Des Weiteren wird die Datenaufnahme mit den SQUID-Magnetometern, welche zur Auslese der Magnetisierungsänderung des Temperatursensors benötigt werden, und der experimentelle Aufbau des Detektors erklärt. Auf die beiden zur Charakterisierung verwendeten Röntgenquellen wird am Ende des Kapitels eingegangen.

In Kapitel 7 werden die experimentellen Ergebnisse des PolarmaXs-Detektors diskutiert. Dazu werden die verschiedenen Eigenschaften des Detektorarrays charakterisiert wie beispielsweise die Anstiegs- und Abklingzeit des Signals, die Energieauflösung und Linearität des Detektors und das Übersprechen zwischen benachbarten galvanisch getrennten Pixeln.

2. Motivation

In diesem Kapitel wird ein Überblick über physikalische Prozesse gegeben, die durch die Messung von polarisierter Röntgenstrahlung, welche bei der Interaktion von hochgeladenen schweren Ionen mit Materie entstehen, bestimmt werden können. Des Weiteren werden zwei physikalische Prozesse erläutert, bei denen polarisierte Strahlung entsteht. Am Ende werden einige bereits existierende, herkömmliche Polarimeter näher betrachtet, die bei der Interaktion von hochgeladenen schweren Ionen mit Materie zur Messung von polarisierten Photonen verwendet werden.

2.1 Hochgeladene schwere Ionen

Die theoretische Grundlage der Atomphysik ist heutzutage durch die Quantenelektrodynamik gegeben. Durch Interaktionen von hochgeladenen schweren Ionen mit Atomen oder Elektronen werden fundamentale Untersuchungen der Quantenelektrodynamik in Anwesenheit starker elektromagnetischer Felder ermöglicht. Doch nicht nur die Untersuchung der elektronischen Struktur von schweren Ionen ist dadurch möglich, auch die Dynamik der relativistischen Ion-Atom- und Ion-Elektron-Zusammenstöße sind von besonderem Interesse.

In solchen Kollisionen, wie sie zum Beispiel am Speicherring an der GSI¹ vorkommen, interagiert das Projektil, bestehend aus hochgeladenen Ionen, mit einem Gas-Target aus Atomen oder Elektronen. Bei dieser Interaktion der Teilchen sind die Radiative Rekombination (RR)² [Bey97, Bey03] und der Radiative Elektronen-Einfang (REC)³ [Bey97] die dominanten Prozesse. Die Messung der emittierten Röntgenstrahlung, welche bei diesen beiden Prozessen entsteht, eignet sich somit um sowohl den Einfangsprozess der Elektronen als auch die elektronische Struktur und die Übergänge von hochgeladenen schweren Ionen zu verstehen.

Besonderes Interesse an den emittierten Photonen besteht auch im Hinblick auf deren Polarisation. So wurde für die Strahlung die beim RR- und REC-Prozess in hochgeladenen schweren Ionen entsteht theoretisch vorhergesagt, dass diese stark polarisiert sei [Eic02, Sur03]. Dadurch lassen sich die dynamischen atomphysikalischen Interaktionsprozesse ermitteln, wie zum Beispiel Elektroneneinfang, -austausch aber auch Streuungen, welche allesamt meistens eine winkel- und impulsabhängige Polarisati-

¹GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

²Englisches Akronym für **R**adiative **R**ecombination

³Englisches Akronym für **R**adiative **E**lectron **C**apture

onsverteilung besitzen. Jedoch ist nicht nur der direkte Einfang der Elektronen in eine Schale, sondern auch die inneratomaren Übergänge von besonderem Interesse, da auch hier den emittierten Röntgenphotonen Polarisierungseffekte zugesprochen werden [Spi05]. Diese Übergänge liegen im Bereich von einigen 10 keV, welche durch die Verwendung von metallischen magnetischen Kalorimetern mit hoher Energieauflösung erschlossen werden können.

Zusätzlich ist die lineare Polarisierung der ausgesendeten Photonen sensitiv auf die Spin-Polarisierung der Ionen [Sur05] und/oder der Target-Elektronen [Stö04, Sur07]. Hierbei kann eine Verkippung der Polarisationsachse der Photonen gemessen werden, im Vergleich zu den Photonen welche durch die Interaktion von unpolarisierten Ionen und Elektronen entstehen. Durch die Untersuchung dieser Polarisierung der Photonen lassen sich sowohl die Spin-Eigenschaften des anfänglichen Ionenstrahls als auch die der Target-Elektronen analysieren. Diese Erkenntnis ist besonders wichtig für Experimente bei denen die Spin-Polarisierung der gespeicherten Ionen kontrolliert werden soll. Solche Experimente sind an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR⁴ an der GSI geplant, um das Standard Modell mit hochgeladenen schweren Ionen über die Suche nach elektrischen Dipolmomenten der Elementarteilchen zu überprüfen sowie Paritätsverletzungs-Effekte von einfachen atomaren Systemen mit hoher Kernladungszahl zu untersuchen [Lab01, Nef02].

Eine Reihe weiterer physikalischer Effekte wie etwa Elektron-Kern-Bremsstrahlung oder Synchrotronstrahlung in hochgeladenen Ionen erzeugen ebenfalls polarisierte Röntgenstrahlung, welche im Falle der Bremsstrahlung Aufschluss über die Spin-Polarisierung der Elektronen liefert [Tas11, Mär11].

Eine weitere Quelle für polarisierte Photonen ist die EBIT⁵. Hierbei werden hochgeladene Ionen in einer Ionenfalle gehalten und durch einen Elektronenstrahl ionisiert und in radialer Richtung gefangen.

Die Messung der polarisierten Photonen am Speicherring erfolgt heute hauptsächlich durch Halbleiterdetektoren, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben. Diese besitzen jedoch für Photonenenergien unter 60 keV eine nicht ausreichende Energieauflösung und bei unter 20 keV zudem eine geringe Effizienz. Das Ziel dieser Arbeit ist deshalb einen Detektor zu entwickeln, welcher den Energiebereich von 1 keV bis 60 keV bestmöglich abdeckt und die Fähigkeit besitzt die Polarisierung der detektierten Röntgenphotonen mit Energien um die 10 keV zu messen.

⁴Facility for Antiproton and Ion Research

⁵Electron-Beam Ion-Trap

2.1.1 RR- und REC-Prozess

Die Radiative Rekombination beschreibt den Einfang eines freien Elektrons in einen gebundenen Zustand des Ions bei gleichzeitiger Aussendung eines Photons, wie in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt ist. Dieser Prozess ist die Zeitumkehr der

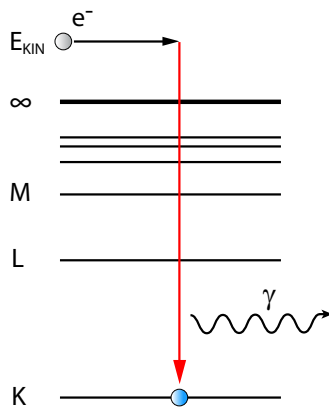


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Prozesses der Radiativen Rekombination (RR).

Photoionisation. Durch die Untersuchung dieses Prozesses sind Rückschlüsse auf die Photoionisation möglich, welche eine der fundamentalen Wechselwirkungen in der Physik zwischen Licht und Teilchen beschreibt und für hochgeladene schwere Ionen noch nicht direkt zugänglich ist. Wird anstelle eines freien Elektrons ein gebundenes Elektron zum Beispiel von Atomen in einen gebundenen Zustand des Projektils eingefangen so nennt man dies Radiativen Elektronen-Einfang. Messungen der genauen Polarisationsrichtung und der Energie dieser linear polarisierten Röntgenphotonen bieten so eine einzigartige Möglichkeit in der Röntgenspektroskopie sowohl für die Erforschung von hochenergetischen Photoionisationseffekten als auch für die Diagnose von spinpolarisierten Ionenstrahlen ohne diese aus dem Speicherring extrahieren zu müssen.

2.2 Polarimetertypen

Um die zuvor erwähnte Polarisation der Photonen, welche zum Beispiel beim RR-Prozess bzw. REC-Prozess entsteht, messen zu können, existieren verschiedene Polarimeter die auf der Compton-Streuung basieren. Der physikalische Hintergrund der Compton-Streuung wird in Kapitel 4.1.1 näher erläutert. Im Folgenden werden ein paar dieser Detektorarten betrachtet. Im einfachsten Aufbau besteht ein Compton-Polarimeter aus einem Streuer und einem Absorber, wie in Abbildung 2.2 links zu sehen ist. Der Absorber (in blau dargestellt) lässt sich hierbei im Winkel von $\varphi = 360^\circ$ um den ortsfesten Streuer (in lila dargestellt) positionieren. Die Intensitäten der um

ungefähr $\theta = 90^\circ$ im Streuer Compton-gestreuten Photonen werden dann unter verschiedenen Azimutalwinkeln φ gemessen.

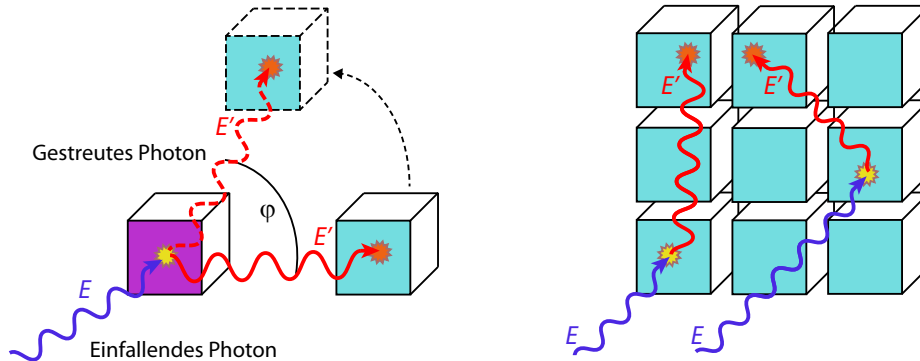


Abbildung 2.2: Links: Schematische Darstellung eines einfachen Compton-Polarimeters. Dabei dient ein Detektor als Streuer und einer als Absorber. Die Intensität der Compton-gestreuten Photonen wird unter verschiedenen Azimutalwinkeln φ gemessen. **Rechts:** Symmetrischer Aufbau eines Compton-Polarimeters bestehend aus 9 gleichartigen Detektoren. Jeder Detektor agiert hierbei sowohl als Streuer als auch als Absorber.

Die einfache Bauweise dieser Methode beinhaltet jedoch auch Nachteile. Die Intensität der gestreuten Photonen kann immer nur unter einem Azimutalwinkel gemessen werden wodurch diese Bauweise eine sehr niedrige Effizienz aufweist. Falls die Intensität der Photonen, bei denen eine Bestimmung der Polarisierung erfolgen soll, zeitlich nicht konstant ist, kommt es außerdem zu Messfehlern in diesem Aufbau. Eine verbesserte Variante sieht die Verwendung von einem Streuer und mehreren Absorbern, die kreisförmig um den Streuer verteilt sind, vor. Dadurch steigt die Effizienz der detektierten Photonen da ein größerer Winkelbereich abgedeckt wird, jedoch steigen Aufwand und Kosten mit der Anzahl an Detektoren.

Eine weitere Variante eines Compton-Polarimeters ist in Abbildung 2.2 rechts schematisch dargestellt. Hierbei besteht der Detektor aus einem Array von 9 gleichartigen Pixeln. Jedes Pixel fungiert nun sowohl als Streuer als auch als Absorber. Der Vorteil dieses Aufbaus besteht in der simultanen Messung der Intensitäten unter verschiedenen Azimutalwinkeln. Gleichzeitig ist die Nachweiseffizienz der gestreuten Photonen um einiges höher, da jedes Pixel als Streuer und als Absorber gleichzeitig genutzt wird. Da jedoch normalerweise für Absorber und Streuer unterschiedliche Anforderungen gelten – der Streuer sollte einen möglichst großen Compton-Wirkungsquerschnitt und einen kleinen Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitt besitzen, beim Absorber sollte es genau umgekehrt sein – muss in dieser Anordnung ein Kompromiss für das Material gefunden werden, sodass beide Wirkungsquerschnitte ungefähr gleich groß sind. In [Tas05] wurden mit einer solchen Detektoranordnung

aus Halbleiter-Detektoren Polarisationsmessungen an K-REC-Photonen (Radiativer Elektronen-Einfang in die K-Schale), welche in diesem Fall bei der Wechselwirkung von nacktem Uran mit einem N_2 -Gasstrahl entstanden, durchgeführt. Die Intensitätsverteilung des Azimutalwinkels konnte mit diesem Aufbau sehr gut aufgelöst werden und die Energieauflösung der gemessenen K-REC-Linie bei 250 keV betrug dabei $\Delta E_{FWHM} \approx 7,8$ keV. Die Spektrallinie des $Ly\alpha_2$ -Übergangs bei 60 keV (im Laborsystem rotverschoben) wurde mit einer Auflösung von $\Delta E_{FWHM} \approx 2,5$ keV gemessen.

Die Messung von polarisierten Röntgenphotonen kann aber auch mittels segmentierter Halbleiterkristalle, sogenannter planarer Streifendetektoren, geschehen wie in Abbildung 2.3 schematisch gezeigt ist [Gro11]. Hierzu sind sowohl an der Vorderseite als auch an der Rückseite des Germaniumkristalls elektrische Kontakte angebracht. Durch die orthogonale Anordnung dieser Kontakte erfolgt eine Segmentierung im

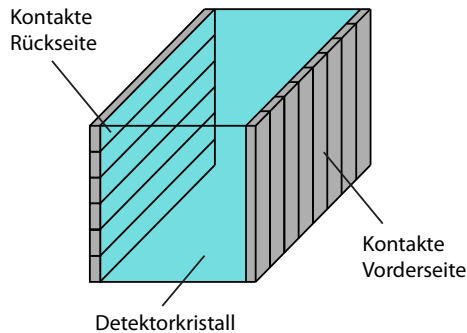


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Streifendetektors aus einem Halbleiterkristall. Durch die um 90° zueinander angeordneten Kontakte auf der Vorder- und Rückseite des Kristalls kommt es innerhalb dessen zu einer Segmentierung. Diese sogenannten Pseudo-Pixel dienen dann als Streuer und Absorber.

Kristall und aus den Signalen welche in je einem der Streifen auf Vorder- und Rückseite gemessen werden, können Rückschlüsse auf den Ursprungsort des Signals gezogen werden. Die Streifenbreite von solchen Detektoren ist heutzutage bis in den Submillimeter-Bereich möglich, wodurch eine fein strukturierte Ortsauflösung und somit auch eine feine Azimutalwinkelauflösung gegeben ist. Des Weiteren fungiert auch hier jedes Segment im Kristall als Streuer und Absorber zugleich wodurch eine unterschiedliche Materialwahl von Absorber und Streuer wieder ausgeschlossen ist. Ein großer Vorteil ist die gleichzeitige Abdeckung des vollen Winkelbereichs um jedes Segment. Der größte Nachteil dieser Detektoren ist, dass aufgrund der kleinen Streifenbreite ein sogenanntes Charge-Splitting auftritt [Kro99]. Hierbei erzeugen absorbierte Photonen im Kristall eine Ladungswolke, welche sich bei der Bewegung zu den elektrischen Kontakten durch Diffusionsprozesse weiter aufweitet und je nach Streifenbreite und Dicke des Kristalls sich auf zwei oder mehrere Streifen aufteilt und dadurch das Messsignal verzerrt. Photonen mit einer Energie von 60 keV werden bei dieser Bauweise mit einer Energieauflösung von 1,6 keV detektiert [Pro01].

Hier wird der Vorteil von metallischen magnetischen Mikrokalorimetern deutlich.

Diese überzeugen nicht nur aufgrund ihrer enormen Energieauflösung von derzeit 1,6 eV bei 6 keV welche die der Halbleiterdetektoren deutlich unterbietet sondern auch über die Möglichkeit Photonen in einem Energiebereich von 1 keV bis 200 keV unabhängig von der Energie mit eben dieser Auflösung zu messen. Gleichzeitig besitzen sie sehr kurze intrinsische Signalanstiegszeiten von unter 100 ns, wodurch Koinzidenz-Messungen mit Teilchendetektoren an Speicherringen möglich sind. Ein Polarimeter basierend auf solchen Kalorimetern hätte den Vorteil sowohl die Polarisationsrichtung der Photonen als auch deren Energie sehr genau zu bestimmen.

3. Grundlagen metallischer magnetischer Kalorimeter

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zum Verständnis von metallischen magnetischen Kalorimetern diskutiert. Nach einer ersten Übersicht über die Arbeitsweise solcher Kalorimeter sind darauf folgend die einzelnen Bestandteile der Detektoren erklärt.

3.1 Funktionsweise von magnetischen Kalorimetern

Magnetische Kalorimeter sind Röntgendetektoren, welche bei tiefen Temperaturen betrieben werden und es erlauben, die Energie von Röntgenphotonen präzise zu messen. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus solch eines Kalorimeters mit seinen wesentlichen Bestandteilen. Einfallende Photonen werden

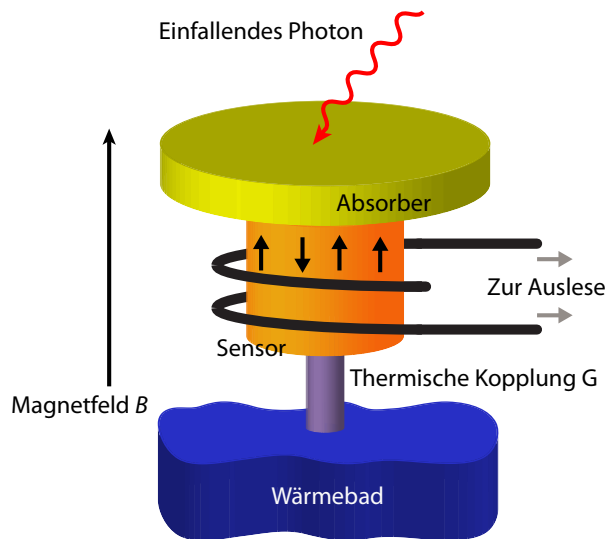


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines magnetischen Kalorimeters. Zu sehen ist der paramagnetische Sensor welcher mit dem Absorber verbunden ist und sich in einem schwachen magnetischen Feld befindet. Ausgelesen wird der Sensor über eine supraleitende Detektionsspule. Über eine schwache thermische Verbindung ist er mit dem Wärmebad gekoppelt.

innerhalb des Teilchenabsorbers absorbiert und geben dabei ihre gesamte Energie an diesen ab. Basierend auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik führt die Absorption des Photons zu einem Temperaturanstieg

$$\Delta T \simeq \frac{E}{C_{\text{ges}}} \quad (3.1)$$

im Absorber, wobei C_{ges} die Gesamtwärmekapazität des Detektors beschreibt. Diese

setzt sich aus der Wärmekapazität von Absorber und Sensor zusammen und ist in erster Näherung temperaturunabhängig solange die vom Photon verursachte Temperaturänderung viel kleiner als die Arbeitstemperatur des Detektors ist. Ein paramagnetischer Temperatursensor befindet sich in gutem thermischen Kontakt mit dem Absorber und ermöglicht eine schnelle und komplette Thermalisierung der beiden Komponenten zueinander. Er befindet sich in einem schwachen Magnetfeld wodurch er eine temperaturabhängige Magnetisierung $M(T)$ erfährt. Eine Temperaturänderung ΔT führt somit zu einer Änderung der Magnetisierung

$$\Delta M \simeq \frac{\partial M}{\partial T} \Delta T \quad (3.2)$$

des Temperatursensors. Die Änderung der Magnetisierung im Sensor geht mit einer Änderung des magnetischen Flusses

$$\Delta \Phi \propto \Delta M \simeq \frac{\partial M}{\partial T} \frac{E}{C_{\text{ges}}} \quad (3.3)$$

in der eingeschlossenen Fläche einer supraleitenden Detektionsspule einher, welche sich in der Nähe des Sensors befindet. Ausgelesen wird die Änderung des magnetischen Flusses mittels eines SQUID¹-Magnetometers (beschrieben in Abschnitt 6.2), wodurch die Flussänderung in ein Spannungssignal übersetzt wird. Über eine schwache thermische Verbindung mit einem Wärmebad thermalisieren der Absorber und der Temperatursensor zurück zur Ausgangstemperatur.

3.2 Röntgenabsorber

Prinzipiell wäre es zwar möglich die Teilchen direkt im Sensor zu stoppen wodurch die Notwendigkeit eines Absorbers entfiel, jedoch würde dies die Gestaltung des Detektors im Hinblick auf Detektionsfläche, Absorptionswahrscheinlichkeit, Art der zu detektierenden Teilchen usw. stark limitieren. Eine der wichtigsten Anforderungen an den Absorber ist es, dass möglichst alle einfallenden Teilchen gestoppt werden und deren Energie absorbiert wird. Die Teilchen können dabei unterschiedlichster Natur wie Röntgen- oder γ -Photonen, α -Teilchen, Atome oder sogar Moleküle sein. Der Detektor, welcher im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, ist für die Absorption von Röntgenphotonen im Energiebereich von einigen wenigen keV bis zu 100 keV vorgesehen. Für die Absorptionswahrscheinlichkeiten der Röntgenphotonen im Absorber sind dessen Dicke und Material die ausschlaggebenden Faktoren. Das Material ist hierbei ausschlaggebend für den physikalischen Prozess mit welchem die

¹Supraleitender QUanten interferenz Detektor

Photonen absorbiert werden. In dem hier relevanten Energiebereich ist hauptsächlich der Photoeffekt für die Absorption der Photonen verantwortlich. Da die Absorptionswahrscheinlichkeit in etwa mit der Kernladungszahl Z^5 skaliert fällt die Wahl des Absorbermaterials auf Elemente mit hohem Z . Die Eigenschaft einer schnellen und gleichmäßigen Thermalisierung innerhalb des Absorbers ist ebenfalls vonnöten um eine Signalform zu erhalten, mit einer schnellen Anstiegszeit und welche unabhängig vom Absorptionsort des Teilchens im Absorber ist. Eine weitere wichtige Eigenschaft des Absorbermaterials ist nach Gleichung 3.3 eine kleine Wärmekapazität, da die Signalgröße umgekehrt proportional mit der Gesamtwärmekapazität des Detektors korreliert.

3.2.1 Absorbermaterialien

Die Materialien welche für die Verwendung als Absorber infrage kommen, können dabei allgemein in drei Klassen eingeteilt werden. Dies sind Dielektrika, Supraleiter und normalleitende Materialien. Im Folgenden wird auf die unterschiedlichen Vor- und Nachteile dieser Klassen eingegangen.

Dielektrika eignen sich im Hinblick auf die Wärmekapazität besonders als Absorbermaterial, da hier nur die spezifische Wärme der Phononen beiträgt und diese aufgrund der $c_{\text{ph}} \propto T^3$ -Abhängigkeit bei mK-Temperaturen einen sehr kleinen Wert aufweist. Jedoch erzeugt ein absorbiertes Röntgenphoton Elektron-Loch-Paare im Dielektrikum, welche an Gitterdefekten oder Verunreinigungen gefangen werden können und erst nach längerer Zeit rekombinieren. Da die Anzahl an erzeugten und gefangenen Elektron-Loch-Paaren mit jedem absorbierten Photon variiert [McC93], führt dies zu einer verminderten Energieauflösung des Detektors.

Eine ebenfalls sehr geringe Wärmekapazität besitzen Supraleiter weit unterhalb ihrer Sprungtemperatur. Hier tragen nur noch kleine phononische Beiträge und eventuell angeregte Quasiteilchen zur spezifischen Wärme bei, da die in Cooper-Paaren gebundenen Elektronen keinen Beitrag zur Wärmekapazität liefern. Es existieren Kalorimeter die mit verschiedenen supraleitenden Absorbern aus Zinn oder Blei [Kra13a], Rhenium [Gat92], Aluminium [Ran09], Zink [Hen12] oder anderen supraleitenden Materialien [Cos93] ausgestattet sind. Diese zeigen jedoch ein Thermalisierungsverhalten, das sich von dem normalleitender Metalle stark unterscheidet. In supraleitenden Materialien sinkt zum einen die Wärmeleitfähigkeit unterhalb der Sprungtemperatur [Ens05], zum anderen scheint es, dass ein Teil der absorbierten Energie in aufgebrochenen Cooper-Paaren über einen längeren Zeitraum gespeichert ist. Dadurch ergeben sich Relaxationszeiten mit dem Wärmebad von bis zu mehreren hundert Millisekunden anstatt von einigen Mikrosekunden wie sie mit normalleitenden Absorbern eingestellt werden können.

Absorber aus normalleitenden Metallen haben den Vorteil einer sehr guten Wärmeleitfähigkeit wodurch eine schnelle und komplette Thermalisierung gegeben ist. Trotz der relativ hohen spezifischen Wärme, welche die Leitungselektronen bei tiefen Temperaturen tragen, eignen sich Normalleiter daher als Röntgenabsorber. Für die Absorber des im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Detektors wurde deshalb Gold als Absorbermaterial verwendet, da es einen geeigneten Kompromiss zwischen den Anforderungen und der Realisierbarkeit darstellt. Hierbei ist besonders die einfache elektrochemische Abscheidung von Gold zu erwähnen, welche bei der Mikrostrukturierung zur Herstellung der Absorber zum Einsatz kommt.

3.2.2 Gold als Absorbermaterial

Wie oben erwähnt ist hauptsächlich der Photoeffekt für die Absorption einfallender Röntgenphotonen verantwortlich. Gold mit einer Kernladungszahl von $Z = 79$ eignet sich deshalb besonders aufgrund des damit einhergehenden hohen Vermögens Photonen zu stoppen. Abbildung 3.2 zeigt die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen in Gold für drei verschiedene Absorberdicken in Abhängigkeit von der Photonenenergie.

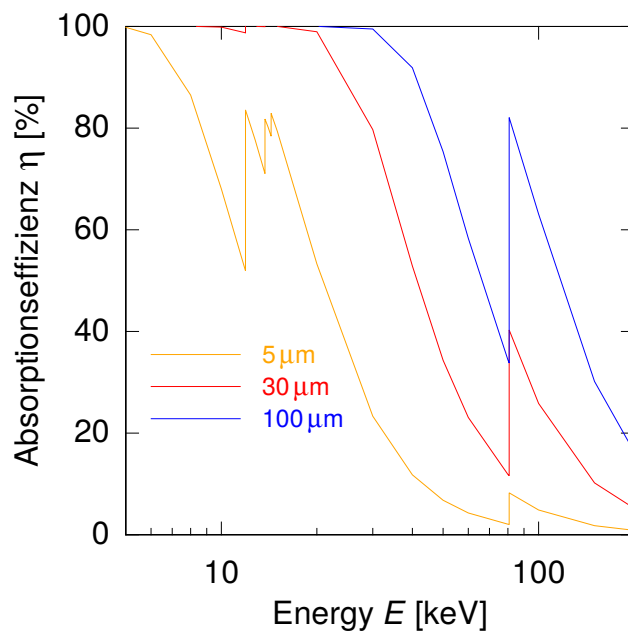


Abbildung 3.2: Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen in Goldschichten mit 5 µm, 30 µm bzw. 100 µm Dicke in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Werte stammen aus der XCOM-Datenbank [Ber10].

Die Werte stammen dabei aus der XCOM-Datenbank des NISTs² [Ber10]. Gold hat des Weiteren den Vorteil, dass es auch bei sehr tiefen Temperaturen im mK-Bereich normalleitend bleibt, dazu noch chemisch inert und annähernd unmagnetisch ist. Zusätzlich existiert von Gold nur ein natürlich vorkommendes Isotop. Dieses ist

²National Institute of Standards and Technology

stabil, weshalb Gold keine Eigenaktivität aufweist. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass sich Gold unproblematisch und hochrein elektrochemisch abscheiden lässt, wodurch es zur Mikrofabrikation von Absorbern besonders geeignet ist.

Der Thermalisierungsprozess in Gold ist sehr gut theoretisch verstanden und im Detail in [Ens00, Koz12] erklärt. Bei der Absorption eines Röntgenquants wird ein hochenergetisches Photoelektron erzeugt, welches sich über Elektron-Elektron-Streuung abregt und dabei wiederum weitere athermische Elektronen erzeugt. Durch die Erzeugung von hochfrequenten athermischen Phononen via Elektron-Phonon-Streuung findet die weitere Thermalisierung des Absorbers statt. Am Ende wird die Energie der Phononen auf die Leitungselektronen im Gold abgegeben. Dies geschieht deutlich schneller als 10^{-7} s.

Verlust athermischer Phononen

Während der Thermalisierung kann es zum Verlust von athermischen Phononen an das Substrat kommen. Diese Phononen verlassen den Absorber über den Sensor ohne ihre Energie vorher im Detektor zu deponieren. Anhand von Messungen konnte der Verlust von athermischen Phononen beobachtet werden, welcher als niederenergetische Flanke in den Spektrallinien auftaucht [Fle09]. Durch den Verzicht auf einen vollflächigen Kontakt zwischen Absorber und Sensor und der damit einhergehenden Einführung von Stämmen, wodurch deren Kontaktfläche stark minimiert wird, kann der Anteil von nicht thermalisierenden athermischen Phononen reduziert werden.

Absorber mit großem Volumen

Bei Absorbern mit großem Volumen kann es ebenfalls zu Thermalisierungsproblemen kommen. So wurde in [Pie12] gezeigt, dass die thermische Diffusion in großen Absorbern die Anstiegszeit des Signals limitiert. Hierbei erhält man eine je nach Position der Absorption eines Photons abhängige Signalform, wodurch eine gleichzeitige Reduzierung der Energieauflösung des Detektors mit einhergeht. Fügt man zwischen dem Absorber und dem Sensor einen thermischen Flaschenhals ein, so kann dieses Problem gelöst werden. Dadurch limitiert man die Signalanstiegszeit und der komplette Absorber thermalisiert auf einer Zeitskala schneller als die Signalanstiegszeit. Erreicht wird dies über Inseln im Sensormaterial, wie in Kapitel 5.2 zu sehen ist. Die Inseln sind dann über definierte Stege, mit denen die Anstiegszeit eingestellt wird, mit dem kompletten Sensor in Kontakt und der Absorber ist nicht mehr vollflächig mit dem Sensor sondern nur noch mit den Inseln verbunden. Für eine genaue Beschreibung der thermischen Diffusion in Gold und deren Einfluss auf die Signalform siehe [Gam13].

3.3 Paramagnetischer Temperatursensor

Der paramagnetische Temperatursensor konvertiert eine Temperaturänderung ΔT im Detektor, welche beispielsweise durch die Absorption eines Teilchens erfolgt, in eine Magnetisierungsänderung ΔM . Diese Übersetzung erfolgt durch die magnetischen Momente im Sensor, welche in einem externen Magnetfeld annähernd einem Curie-Gesetz folgen. In den nächsten Abschnitten wird die spezifische Wärme des Sensors und die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung hergeleitet, da diese nach Gleichung 3.3 direkten Einfluss auf die Signalgröße haben.

3.3.1 Sensormaterial

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Temperatursensoren basieren auf einer paramagnetischen Legierung mit dem Seltenerdmetall Erbium. Als Wirtsmetall kann sowohl Gold als auch Silber verwendet werden. Im Festkörper nehmen Silber und

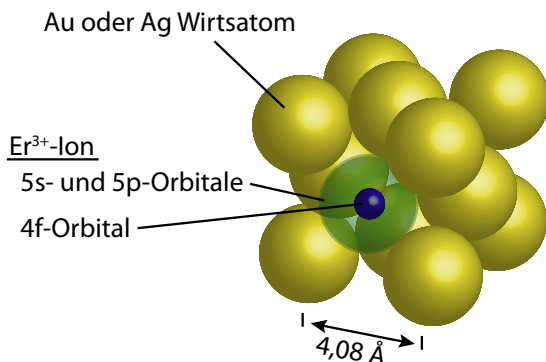


Abbildung 3.3: Schematische Zeichnung der Anordnung eines einzelnen Er³⁺-Ions in der fcc-Matrix des Wirtskristallgitters. Das Erbiumion nimmt dabei einen regulären Gitterplatz der Wirtsmatrix ein. Zusätzlich sind die Ausmaße des 4f-Orbitals und der vollbesetzten 5s- und 5p-Orbitale angedeutet.

Gold eine kubisch-flächenzentrierte Kristallstruktur ein, mit einer Gitterkonstante von etwa 4,08 Å. Ein in diese Struktur eingebrachtes Erbiumatom nimmt, wie in Abbildung 3.3 gezeigt, einen regulären Gitterplatz des Wirtsmetalls ein und gibt drei seiner Elektronen an das Leitungsband ab. Das resultierende Erbium liegt dann als Er³⁺-Ion mit der Elektronenkonfiguration [Kr]4d¹⁰4f¹¹5s²5p⁶ im Kristallgitter vor. Aufgrund des nur mit 11 anstatt 14 Elektronen gefüllten 4f-Orbitals trägt das Er³⁺-Ion ein permanentes magnetisches Moment. Der Radius des 4f-Orbitals beträgt nur 0,3 Å. Die weiter außen liegenden und vollständig gefüllten 5s- und 5p-Orbitale mit einem Radius von 1 Å schirmen somit die 4f-Elektronen vom Kristallfeld des Gitters und den Leitungselektronen ab. Dadurch lässt sich mit den Hundschen Regeln der Gesamtspin, der Bahndrehimpuls und der Gesamtdrehimpuls des Er³⁺-Ions ermitteln. Durch die drei ungepaarten Elektronen im 4f-Orbital ergeben sich die Werte

$S = 3/2$, $L = 6$ und $J = L + S = 15/2$. Mit Hilfe des Landé-Faktors [Abr70]

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = \frac{6}{5} \quad (3.4)$$

und der Beziehung

$$\boldsymbol{\mu} = -g_J \mu_B \mathbf{J} \quad (3.5)$$

lässt sich das magnetische Moment eines Er^{3+} -Ions bestimmen, mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$.

Bei Temperaturen oberhalb von 100 K beschreibt das ermittelte magnetische Moment der Erbiumionen die temperaturabhängige Magnetisierung sehr gut [Wil69]. Unterhalb dieser Temperatur findet man jedoch einen Einfluss des Kristallfelds wodurch eine Aufspaltung des 16-fach entarteten Grundzustands in mehrere Multipletts stattfindet. Der energetisch günstigste Zustand ist ein Kramers- Γ_7 -Dublett welches im Falle von Gold als Wirtsmetall einen Abstand von $\Delta E/k_B \approx 17 \text{ K}$ [Hah92] zum nächst höheren Multiplett besitzt. Bei Ag:Er -Legierungen findet sich ein Abstand von $\Delta E/k_B \approx 25 \text{ K}$ [Hah92]. Typische Betriebstemperaturen von metallischen magnetischen Kalorimetern liegen unter 100 mK und bei Verwendung von kleinen magnetischen Feldern kann daher davon ausgegangen werden, dass nur das unterste Dublett besetzt ist und sich durch ein Zwei-Niveau-System mit Quasi-Spin $\tilde{S} = 1/2$ und effektivem Landé-Faktor $\tilde{g} = 6,80$ [Abr70] beschreiben lässt. Je nach Konzentration der Erbiumionen und der Stärke des magnetischen Feldes muss für Temperaturen unterhalb von 50 mK die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten mit berücksichtigt werden. Dies wird in Abschnitt 3.3.3 diskutiert.

3.3.2 Thermodynamische Beschreibung wechselwirkungsfreier magnetischer Momente

Für kleine Konzentrationen der Er^{3+} -Ionen im Wirtsmetall können deren thermodynamische Eigenschaften durch ein Ensemble nicht untereinander wechselwirkender magnetischer Momente beschrieben werden. Das System aus N unabhängigen magnetischen Momenten wird durch die freie Energie

$$F = -Nk_B T \ln z \quad (3.6)$$

mit der Ein-Teilchen-Zustandssumme

$$z = \sum_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (3.7)$$

beschrieben. Hierbei läuft die Summe über alle erlaubten Zustände. Die Zeeman-Aufspaltung des Grundzustands in $2\tilde{S} + 1 = 2$ Niveaus, welche die Er^{3+} -Ionen in einem magnetischen Feld B erfahren, wird beschrieben durch die zwei Energieniveaus

$$E_i = m_i \tilde{g} \mu_B B \quad (3.8)$$

mit $m_i = \pm \frac{1}{2}$. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Besetzung des Zwei-Niveau-Systems durch die Boltzmann-Verteilung gegeben. Der Erwartungswert einer Größe X welche in den Eigenzuständen i die Werte x_i annehmen kann ist durch

$$\langle X \rangle = \frac{1}{z} \sum_i x_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (3.9)$$

definiert. Die Wärmekapazität des Zeeman-Ensembles der Erbiumionen mit Spin $\tilde{S} = 1/2$ und Energieaufspaltung $\delta E = \tilde{g} \mu_B B$ lässt sich durch

$$C_z = -T \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} = \frac{N}{k_B T^2} (\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2) = N k_B \left(\frac{\delta E}{k_B T}\right)^2 \frac{e^{\delta E/k_B T}}{(e^{\delta E/k_B T} + 1)^2} \quad (3.10)$$

berechnen. Die linke Seite von Abbildung 3.4 zeigt den Verlauf der spezifischen Wärmekapazität c_z in Abhängigkeit der reduzierten Temperatur $k_B T / \delta E$. Wie man erkennen kann steigt die spezifische Wärmekapazität proportional zu $e^{-\delta E/k_B T}$ an, durchläuft das als Schottky-Anomalie bezeichnete Maximum bei $k_B T \approx 0,42 \delta E$ und fällt danach proportional zu B^2/T^2 ab.

Die Magnetisierung eines Systems aus N magnetischen Momenten mit Spin \tilde{S} im Volumen V kann aus der ersten Ableitung der freien Energie nach dem Magnetfeld B berechnet werden zu³

$$M = -\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial B} = -\frac{N}{V} \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle = \frac{N}{V} \tilde{g} \tilde{S} \mu_B \mathcal{B}_{\tilde{S}} \left(\frac{\tilde{g} \tilde{S} \mu_B B}{k_B T} \right). \quad (3.11)$$

³Hierbei wird im Folgenden nicht zwischen magnetischer Flussdichte B und Magnetfeld H unterschieden und für beides B verwendet. Wird eine Unterscheidung benötigt, wird sie auch vollzogen.

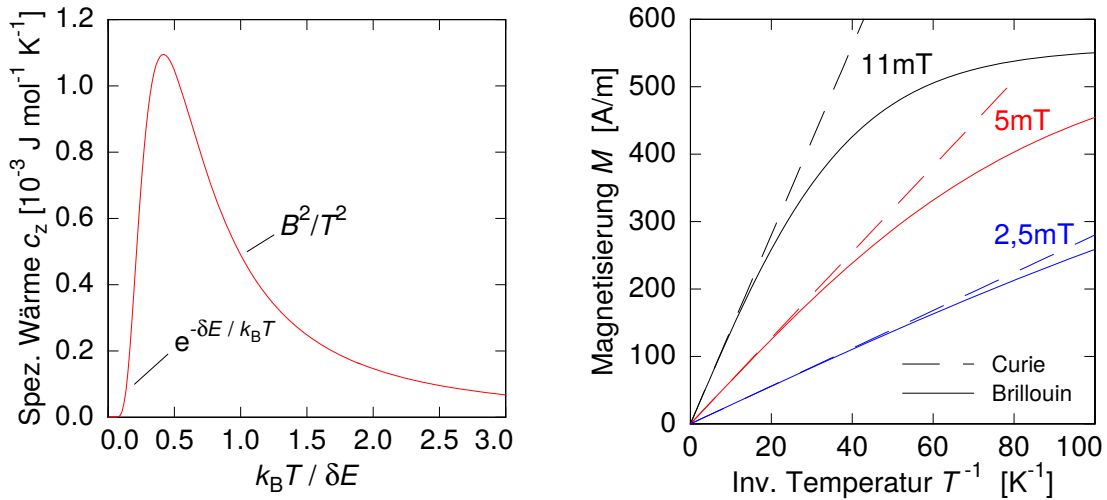


Abbildung 3.4: Links: Spezifische Wärmekapazität in Abhängigkeit von der reduzierten Temperatur eines Sensors mit einer Erbiumkonzentration von 300 ppm, einem Spin von $\tilde{S} = 1/2$ und einer Energieaufspaltung von $\delta E = \tilde{g}\mu_B B$. Rechts: Magnetisierung für ein Spin-1/2-System mit derselben Erbiumkonzentration in Abhängigkeit von der inversen Temperatur.

Hierbei bezeichnet $\mathcal{B}_{\tilde{S}}$ die Brillouin-Funktion mit $\mathcal{B}_{\tilde{S}=1/2}(x) = \tanh(x)$. Auf der rechten Seite von Abbildung 3.4 ist die Magnetisierung für ein Spin-1/2-System mit einer Erbiumkonzentration von 300 ppm für drei unterschiedliche Magnetfelder der Stärken 11 mT, 5 mT und 2,5 mT in Abhängigkeit von der inversen Temperatur $1/T$ aufgetragen. Für hohe Temperaturen ($T \rightarrow \infty$) folgt der Verlauf der Magnetisierung dem bekannten Curie-Verhalten

$$M \propto \frac{B}{T}. \quad (3.12)$$

Zu tiefen Temperaturen hin ($k_B T \ll \delta E$) sättigt die Magnetisierung bei einem Wert von $M = \frac{N}{V} \tilde{g} \tilde{S} \mu_B$, da hier praktisch alle magnetischen Momente parallel zum Magnetfeld ausgerichtet sind.

3.3.3 Thermodynamische Beschreibung wechselwirkender magnetischer Momente

Berücksichtigt man die Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten, so sind für die thermodynamischen Größen aus Abschnitt 3.3.2 Korrekturen notwendig. Hauptsächlich sind für diese Interaktion zwei Effekte verantwortlich: die RKKY-Wechselwirkung und die Dipol-Dipol-Wechselwirkung welche im folgenden

kurz diskutiert werden und in [Sch00] näher beschrieben sind.

Die erste Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten mit Spin $\tilde{\mathbf{S}}_i$ und $\tilde{\mathbf{S}}_j$ im Abstand r_{ij} basiert auf einer indirekten Austauschwechselwirkung welche von den Leitungselektronen des Wirtsmetalls vermittelt und als RKKY-Wechselwirkung bezeichnet wird [Rud54, Kas56, Yos57]. Sie ist durch den Hamiltonian

$$\mathcal{H}_{i,j}^{\text{RKKY}} = \Gamma_{\text{RKKY}} \left(\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j \right) F(2k_{\text{F}}r_{ij}) \quad (3.13)$$

und der Kittel-Funktion

$$F(x) = \frac{1}{x^3} \left(\cos x - \frac{\sin x}{x} \right) \quad (3.14)$$

gegeben. Hierbei bezeichnet k_{F} den Fermi-Wellenvektor der Leitungselektronen des Wirtsmetalls. In erster Näherung kann die Wechselwirkung als isotrop angenommen werden, welche eine parallele oder antiparallele Ausrichtung je nach Abstand der Momente bevorzugt.

Die zweite Wechselwirkung ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Sie beschreibt die direkte Wechselwirkung von magnetischen Dipolmomenten, kann durch den Hamiltonian

$$\mathcal{H}_{i,j}^{\text{dd}} = \Gamma_{\text{dd}} \frac{\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j - 3 \left(\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij} \right) \left(\tilde{\mathbf{S}}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij} \right)}{(2k_{\text{F}}r_{ij})^3} \quad (3.15)$$

ausgedrückt werden und zeigt ein anisotropes Verhalten. Der Einheitsvektor zwischen den magnetischen Momenten ist durch $\hat{\mathbf{r}}_{ij} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) / |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ gegeben und der Parameter $\Gamma_{\text{dd}} = (\mu_0/4\pi)(\tilde{g}\mu_{\text{B}})^2(2k_{\text{F}})^3$ beschreibt die Stärke der Wechselwirkung in Abhängigkeit des Landé-Faktors. Zum besseren Vergleich beider Wechselwirkungen miteinander ist in Gleichung 3.15 der Fermi-Wellenvektor der Leitungselektronen mit eingerechnet. Wie zu erkennen hängt die Stärke beider Wechselwirkungen antiproportional vom Abstand zur dritten Potenz ab. Dadurch kann deren Stärke relativ zueinander mit dem Parameter $\alpha = \Gamma_{\text{RKKY}}/\Gamma_{\text{dd}}$ verglichen werden. Im Gegensatz zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung hängt die RKKY-Wechselwirkung vom Wirtsmetall der Er^{3+} -Ionen ab.

Eine exakte numerische Diagonalisierung des Hamiltonians inklusive der Dipol-Dipol- und der RKKY-Wechselwirkung wurde in [Sch00, Fle03] durchgeführt. Betrachtet wurden bis zu 10 magnetische Momente auf einem kubischen Gitter mit einer Kantenlänge von 10 bis 20 Atomen. Die dadurch erhaltenen Werte der Wärmekapazität und der Magnetisierung für ein Au:Er Sensor mit einer Er^{3+} -Konzentration von

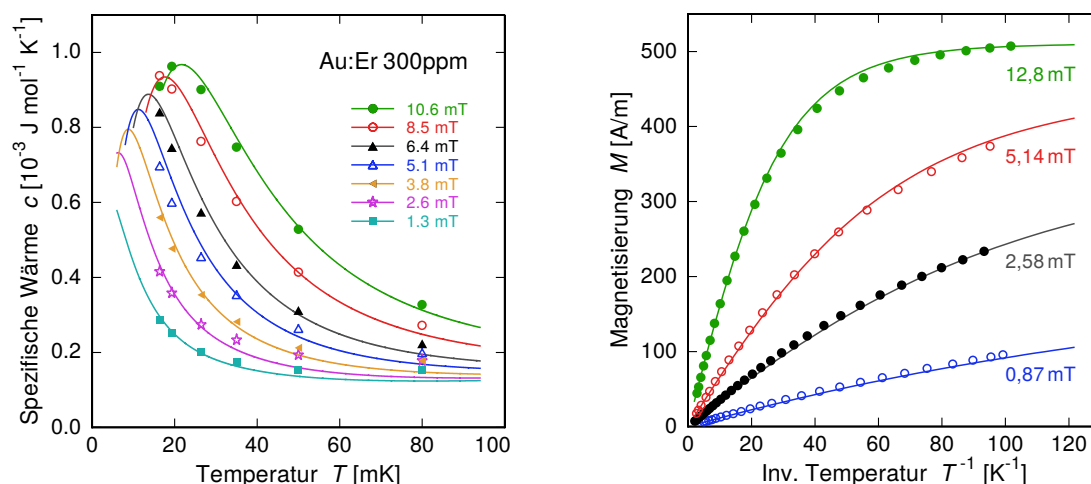


Abbildung 3.5: (Links) Wärmekapazität und (rechts) Magnetisierung eines Sensors aus Au:Er mit einer Er^{3+} -Konzentration von 300 ppm in Abhängigkeit von der Temperatur T und des Magnetfeldes B [Fl03]. Zu sehen sind sowohl die experimentellen Messwerte (Symbole) als auch die Simulationsergebnisse (Linien) der exakten Diagonalisierung des Hamiltonians unter Berücksichtigung beider Wechselwirkungen.

300 ppm sind in Abbildung 3.5 zu sehen. Wie zu erkennen ist, stimmen die experimentellen Ergebnisse für $\alpha = 5$ sehr gut mit denen aus der Simulation überein. Der Temperaturverlauf der Wärmekapazität ähnelt dem der nicht wechselwirkenden magnetischen Momente aus Abbildung 3.4. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Momenten ist jedoch das Maximum der Schottky-Anomalie reduziert und verbreitert. Des Weiteren verschiebt sich das Maximum mit steigendem Magnetfeld zu höheren Temperaturen. Bei der Magnetisierung treten im Vergleich zu nicht wechselwirkenden Momenten schon bei höheren Temperaturen Sättigungseffekte auf.

3.3.4 Signalthöhe

Nach Gleichung 3.3 ist die Signalthöhe des Detektors proportional zur Änderung der Magnetisierung des Sensors. Mit den zuvor in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Simulationen kann die komplette Änderung des magnetischen Moments $\Delta m = V\Delta M$ eines Temperatursensors mit Volumen V berechnet werden. Die Änderung des magnetischen Moments pro Energieeintrag für einen Sensor aus Au:Er in Kombination mit einem Absorber aus Gold in Abhängigkeit eines homogenen Magnetfeldes ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Für die Abmessungen des Absorbers wurden $1000 \mu\text{m} \times 1000 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ gewählt. Der Sensor mit einer Erbiumkonzentration von 366 ppm besitzt ein Volumen von

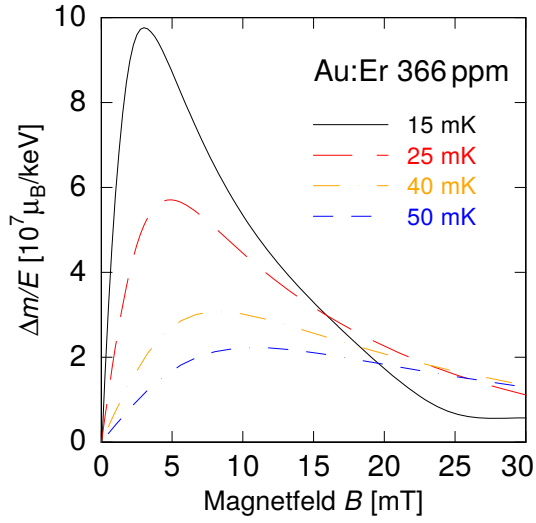


Abbildung 3.6: Berechnete Signalthöhe pro Energieeintrag E im Detektor in Abhängigkeit eines homogenen Magnetfelds für unterschiedliche Temperaturen. Der Au:Er-Temperatursensor besitzt eine Erbiumkonzentration von 366 ppm und hat die Abmessungen $700 \mu\text{m} \times 700 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$. Der am Sensor angebrachte Absorber aus Gold ein Volumen von $1000 \mu\text{m} \times 1000 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$.

$700 \mu\text{m} \times 700 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$. Für die Simulation, welche untereinander wechselwirkende magnetische Momente beschreibt, wurde ein Wechselwirkungsparameter von $\alpha = 5$ angenommen. Um den dargestellten Verlauf der Signalthöhe besser zu verstehen, kann auf die Annahme von nicht wechselwirkenden Momenten zurückgegriffen und die Beziehung

$$\Delta m(B, T) \simeq \frac{C_z(B, T)}{C_z(B, T) + C_e(T) + C_{\text{ph}}(T)} \frac{E}{B} \quad (3.16)$$

gefunden werden [Hen17]. Die Gesamtwärmekapazität des Detektors ist durch $C_{\text{ges}} = C_z + C_e + C_{\text{ph}}$ gegeben. Für sehr kleine magnetische Felder dominiert die Wärmekapazität C_e der Leitungselektronen. Wie anhand von Gleichung 3.10 zu sehen ist, gilt für $B < k_{\text{B}}T/\tilde{g}\mu_{\text{B}}$ die Wärmekapazität des Sensors $C_z \propto B^2$, wodurch sich für die Änderung des magnetischen Moments der lineare Zusammenhang $\Delta m \propto B$ ergibt. Das Maximum der Signalthöhe ist für eine gegebene Temperatur $k_{\text{B}}T > \tilde{g}\mu_{\text{B}}B$ bei $C_z(B) = C_e + C_{\text{ph}}$ aufzufinden. Für ausreichend hohe magnetische Felder gilt der Zusammenhang $C_z(B, T) \gg C_e(T) + C_{\text{ph}}(T)$ und somit für die Änderung des Moments $\Delta m \propto 1/B$. Bei diesen hohen Feldern ist die Signalthöhe so gut wie temperaturunabhängig, da nahezu die komplette deponierte Energie im Detektor vom Spin-System absorbiert wird und eine Spin-Umkehr der magnetischen Momente im Sensor hervorruft. Zwar ist die Signalthöhe bei höheren Feldern um einiges kleiner, was die theoretisch mögliche Energieauflösung verschlechtert. Allerdings wird der Detektor aufgrund der schwächeren Temperaturabhängigkeit der Signalthöhe weniger sensitiv auf Schwankungen der Detektortemperatur, was sich wiederum positiv auf die Energieauflösung auswirken kann.

3.3.5 Das Isotop ^{167}Er

Die Sensoreigenschaften werden nicht ausschließlich durch die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten beeinflusst. Das Erbium-Isotop ^{167}Er trägt einen Kernspin von $7/2$, wodurch sich die thermodynamischen Eigenschaften des Sensors verändern und es mit einem Anteil von 22,9 % relativ häufig in der natürlichen Isotopenzusammensetzung vertreten ist. Der Effekt dieses Isotops auf die Wärmekapazität des paramagnetischen Temperatursensors ist im Detail in [Fle03] erläutert. Hierbei tritt ein zusätzliches Maximum in der Wärmekapazität bei einer Temperatur von 55 mK auf. In dem Temperaturbereich um 50 mK ist dies für kleine Magnetfelder der dominante Beitrag zur Wärmekapazität des Materials, wodurch die Signalhöhe reduziert ist. Deswegen wurde in der vorliegenden Arbeit für den paramagnetischen Temperatursensor angereichertes ^{168}Er oder ^{166}Er verwendet⁴, welches keinen Kernspin besitzt. Der Anteil des Isotops ^{167}Er beträgt dabei nur noch 1,2 %.

3.3.6 Silber als Wirtsmaterial für Erbium

Von den im Detektor verwendeten Materialien ist ^{167}Er nicht das einzige Isotop welches einen Kernspin besitzt. Gold besteht in seiner natürlichen Isotopenzusammensetzung nur aus dem Isotop ^{197}Au welches einen Kernspin von $3/2$ trägt. Das damit einhergehende Kernquadrupolmoment ist zudem mit 0,55 b vergleichsweise groß [Pow74]. Die Energie-Eigenwerte der Kerne sind in reinem Gold aufgrund der kubischen Symmetrie des fcc-Gitters entartet. Durch das Einbringen von Er^{3+} -Ionen in das Gitter wird diese Symmetrie zerstört. Einerseits durch die unterschiedliche Größe der Er^{3+} -Ionen und der Goldatome wodurch das Gitter verzerrt wird und andererseits durch die veränderte Ladungsverteilung in der Nähe der Erbiumionen. Dadurch wird die Entartung der Energie-Eigenzustände aufgehoben und ein zusätzlicher Beitrag zur Wärmekapazität erzeugt, welcher mit sinkender Temperatur ansteigt [Her00]. Dies führt in metallischen Kalorimetern zu einem zusätzlichen schnellen Abklingen des Signals, da sich die im System der Er^{3+} -Ionen gespeicherte Energie in das System der Kernquadrupolmomente umverteilt. Die Zeitskala in der diese Umverteilung stattfindet ist im Bereich zwischen 0,2 ms und 1 ms je nach angelegtem Magnetfeld [Fle98]. Silber jedoch, mit seinen natürlich vorkommenden Isotopen ^{107}Ag und ^{109}Ag , besitzt einen Kernspin von $I = 1/2$ und daher kein Kernquadrupolmoment. Bei der Verwendung von Silber als Wirtsmaterial wiederum, ist die RKKY-Wechselwirkung zwischen den Er^{3+} -Ionen ausgeprägter. Dies kann durch einen größeren Wechselwirkungsparameter α ausgedrückt werden, welcher für Silber im Bereich zwischen $\alpha = 6,4$ und $\alpha = 13,7$ erwartet wird [Bur08]. In [Hen17] konnten die experimentellen Messdaten am ehesten mit $\alpha \approx 12,5$, in [Bur08] mit $\alpha \approx 15$ und in [Rei17] mit $\alpha = 8,5$

⁴Lieferant: Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TE 37831, USA

beschrieben werden. Da sich das im Rahmen dieser Arbeit hergestellte Detektorarray ebenfalls einen Sensor aus Ag:Er zunutze macht, ist eine numerische Beschreibung der thermodynamischen Eigenschaften der Ag:Er-Legierung notwendig. Für kleine Konzentrationen von einigen hundert ppm kann dies durch eine geeignete Skalierung aus den numerischen Simulationen von Au:Er erreicht werden, wie in [Dan05] gezeigt ist. Mit den in Abschnitt 3.3.3 diskutierten Simulationen für Au:Er mit Wechselwirkungsparameter $\alpha' = 5$ folgt für die Skalierung der Wärmekapazität von Ag:Er

$$c_{\text{Er}}(B, T, x, \alpha) = \frac{\alpha'}{\alpha} \cdot c_{\text{Er}}\left(B, T, \frac{\alpha}{\alpha'}x, \alpha'\right). \quad (3.17)$$

Für die Skalierung der Magnetisierung ergibt sich

$$M(B, T, x, \alpha) = \frac{\alpha'}{\alpha} \cdot M\left(B, T, \frac{\alpha}{\alpha'}x, \alpha'\right). \quad (3.18)$$

Der Parameter x steht in beiden Gleichungen für die Konzentration der Er^{3+} -Ionen.

3.4 Detektionsspule und Detektorgeometrie

Für die Anwendung des in Abschnitt 3.1 gezeigten Detektionsprinzips gibt es verschiedene Möglichkeiten. Vor allem die Detektionsspule kann in unterschiedlichen Varianten ausgeführt werden. Zwei solcher Möglichkeiten sind in Abbildung 3.7 zu sehen. In einer einfachen Variante ist der zylinderförmige paramagnetische Temperatursensor direkt in der supraleitenden Spule eines SQUIDs angebracht, zu sehen links in Abbildung 3.7. Im Unterschied zu Abbildung 3.1 wurde eine planare Geometrie gewählt. Aufgrund der flachen Bauweise des planaren Sensors kann der Detektor mit den hier verwendeten Mikrofabrikationstechniken, siehe Kapitel 5.4, zuverlässig hergestellt werden. Das für den Sensor benötigte Magnetfeld, in dem sich die magnetischen Momente ausrichten, wird in dieser Anordnung von einer externen Spule erzeugt. Zwar wurden mit solch einem Detektor Energieauflösungen von bis zu 2,7 eV erreicht [Lin07], jedoch wird heutzutage das rechts in Abbildung 3.7 zu sehende Schema verwendet, welches mehrere Vorteile bietet, die im Folgenden erläutert werden. Das gradiometrische Design, bestehend aus zwei Sensoren – wie es in [Bur04] das erste Mal zum Einsatz kam – hat einerseits den Vorteil, dass das Magnetfeld für die Ausrichtung der magnetischen Momente im Sensor mittels eines in die Detektionsspulen eingepprägten Dauerstroms (vergleiche Kapitel 5.3) im Detektor selbst erzeugt werden kann. Andererseits hat die gradiometrische Anordnung den Vorteil, dass sich sowohl der Einfluss von Temperaturfluktuationen des Wärmebads als auch

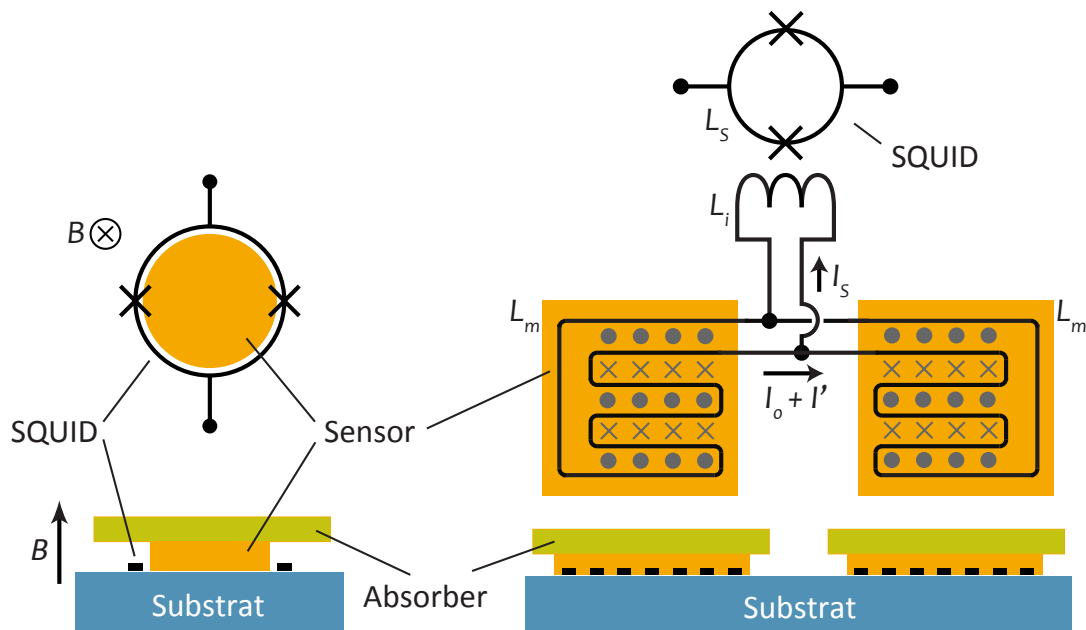


Abbildung 3.7: Schematische Abbildung zweier möglicher Varianten der Detektionsspule nach [Fle05]. **Links:** Zylindrische Geometrie bei der der paramagnetische Temperatursensor direkt in der supraleitenden Spule eines SQUIDs angebracht ist und von einem externen Magnetfeld durchflossen wird. **Rechts:** Gradiometrischer Aufbau mit planarer Sensorgeometrie. Zwei Sensoren sind dabei auf zwei mäanderförmigen Detektionsspulen angebracht, welche an ein separates SQUID gekoppelt sind. Das für den Sensor benötigte Magnetfeld wird von einem Dauerstrom in den Detektionsspulen erzeugt.

von externen magnetischen Feldern auf den Detektor reduzieren, da die beiden Spulen Signale mit unterschiedlicher Polarität erzeugen, welche sich gegenseitig aufheben. Die beiden gradiometrischen Spulen sind mäanderförmig ausgeführt, wodurch das Übersprechen zwischen benachbarten Detektoren reduziert wird, was für große zweidimensionale Detektorarrays wichtig ist. Zusätzlich ist die Verwendung einer separaten SQUID-Schleife, welche über eine dritte Spule die parallel zu den beiden Detektionsspulen liegt und induktiv mit dem Detektor gekoppelt ist, im Vergleich zu einer direkten SQUID-Schleife um den Sensor, sinnvoll. Das erlaubt die Mikrofabrikation des Detektors und des SQUIDs auf unterschiedlichen Substraten. Dadurch können Verlustleistungen, die im SQUID erzeugt werden und einen Wärmeeintrag in den Detektor liefern, reduziert werden. Außerdem kann dadurch bei fehlerhafter Funktion des SQUIDs, dieses einfach und schnell ausgetauscht werden. Ein weiterer Vorteil besteht in der einfacheren Mikrofabrikation. Durch die Trennung von Detektor und SQUID können die notwendigen Prozessschritte bei der Herstellung für jedes Bauteil separat angewandt werden.

3.4.1 Erzeugung des Magnetfelds

Das für die Ausrichtung der magnetischen Momente im paramagnetischen Sensor benötigte Magnetfeld wird durch einen in die mäanderförmigen Detektionsspulen eingepprägten Dauerstrom I_0 erzeugt. Das resultierende inhomogene Magnetfeld kann mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode numerisch simuliert werden. Abbildung 3.8 zeigt die mittels des Programms FEMM⁵ simulierte Verteilung des Magnetfelds. Zu

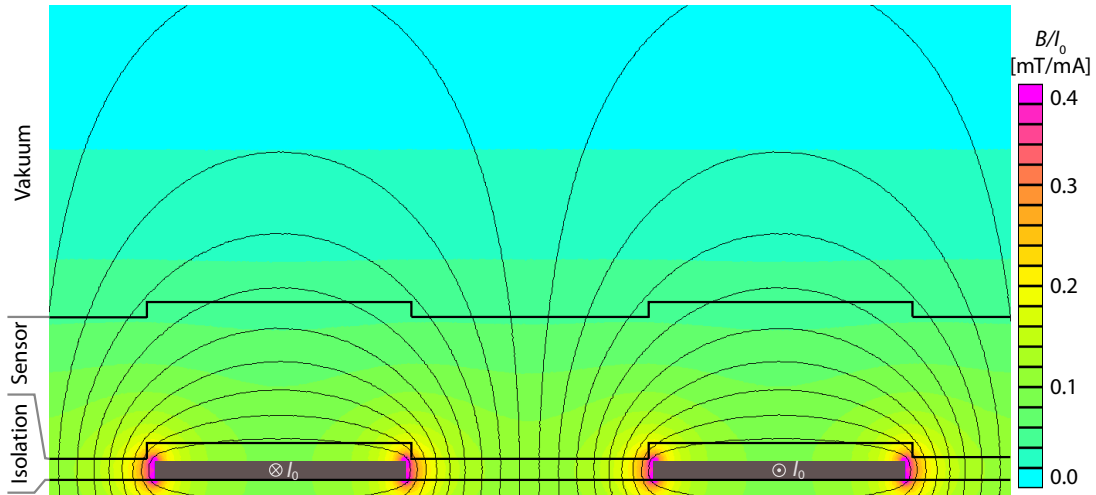


Abbildung 3.8: Querschnitt durch zwei benachbarte Leiterbahnen der mäanderförmigen Detektionsspule (dunkelgrau). Zu sehen ist die Verteilung der Magnetfeldstärke in Falschfarben und die Magnetfeldlinien, welche durch den in den Spulen eingepprägten Dauerstrom I_0 hervorgerufen werden. Der Umriss eines $2\ \mu\text{m}$ dicken Sensors und der darunter befindlichen $300\ \text{nm}$ dicken Isolationsschicht ist ebenfalls gekennzeichnet.

sehen ist der Querschnitt zweier benachbarter Leiterbahnen einer mäanderförmigen Detektionsspule mit $250\ \text{nm}$ Dicke, einer Bahnbreite von $w = 3,5\ \mu\text{m}$ und einem Mitte-zu-Mitte-Abstand der Streifen von $p = 7\ \mu\text{m}$. In Falschfarben ist die resultierende Magnetfeldstärke angegeben. Die Bahnen der supraleitenden Spule wurden als perfekt diamagnetisch angenommen. Ebenfalls zu sehen ist die Umrandung eines $2\ \mu\text{m}$ dicken paramagnetischen Sensors, welcher durch eine $300\ \text{nm}$ dicke SiO_2 -Schicht von der Detektionsspule isoliert ist. Aufgrund der geringen Suszeptibilität des Sensormaterials wurde dessen Einfluss bei der Simulation nicht berücksichtigt. Wie zu erkennen ist, ist das Magnetfeld inhomogen über dem Sensor verteilt, insbesondere am Rand der Leiterbahnen. Der dimensionslose Geometriefaktor [Bur04]

$$G(\mathbf{r}/p) = \frac{p}{\mu_0} \frac{|\mathbf{B}(\mathbf{r})|}{I_0} \quad (3.19)$$

⁵Finite Element Method Magnetics von David Meeker (<http://www.femm.info>)

beschreibt den Zusammenhang zwischen dem in der Spule eingepprägten Dauerstrom I_0 , welcher das Magnetfeld erzeugt, und dem Magnetfeld B an der Stelle \mathbf{r} . Dabei ist p der Mitte-zu-Mitte-Abstand der Leiterbahnen und $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs}/(\text{Am})$ die magnetische Permeabilität. Wie im nächsten Abschnitt zu sehen ist, ist für die Bestimmung der Signalgröße, welche durch eine Änderung der Magnetisierung im Sensor verursacht wird, ausreichend die Häufigkeitsverteilung des Geometriefaktors zu verwenden. Die genaue Konfiguration des Feldes in drei Dimensionen ist nicht von Nöten. Abbildung 3.9 zeigt die Häufigkeitsverteilung des Geometriefaktors für einen Detektor mit den oben verwendeten Werten. Der im Mittel vorkommende Geo-

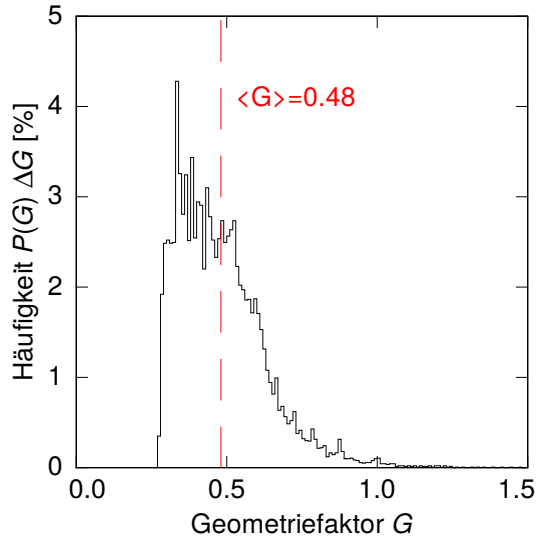


Abbildung 3.9: Häufigkeitsverteilung des Geometriefaktors in einem Volumen mit $2 \mu\text{m}$ Höhe. Getrennt wird dieses Volumen, dass über der mäanderförmigen Detektionsspule, mit Dicke 300 nm , Bahnbreite $w = 3,5 \mu\text{m}$ und Mitte-zu-Mitte Abstand der Streifen $p = 7 \mu\text{m}$ liegt, von einer 300 nm dicken Isolations-schicht.

metriefaktor von $\langle G \rangle = 0,48$ ist ebenfalls eingezeichnet. Vergleicht man diesen mit dem Wert eines zylindrischen Sensors innerhalb einer supraleitenden SQUID-Schleife aus [Fle05] so erkennt man, dass dieser mit $\langle G \rangle = 0,5$ nur leicht größer ist. Größere Werte können durch dünnere Sensoren und mäanderförmige Detektionsspulen mit kleinerem Mitte-zu-Mitte-Abstand erreicht werden.

3.4.2 Auslese des Signals

Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, kommt es durch eine Temperaturänderung des Detektors zu einer Änderung der Sensormagnetisierung $\Delta M(\mathbf{r})$. Diese Magnetisierungsänderung koppelt für jedes Volumenelement dV am Ort \mathbf{r} in die supraleitende Detektionsspule ein und erzeugt in ihr eine magnetische Flussänderung zu

$$d(\Delta\Phi) = \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \Delta M(\mathbf{r}) dV, \quad (3.20)$$

mit p als Mitte-zu-Mitte-Abstand zweier benachbarter Leiterbahnen der Spule. Der

dimensionslose Geometriefaktor $G(\mathbf{r}/p)$ aus Gleichung 3.19 beschreibt die magnetische Kopplung zwischen Volumenelement dV und der Detektionsspule. Durch Integration von Gleichung 3.20 über das Volumen V des Sensors und mit Hilfe von Gleichung 3.2, erhält man die komplette magnetische Flussänderung in der Detektionsspule

$$\Delta\Phi = \int_V \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \frac{\partial M(B(\mathbf{r}), T)}{\partial T} \Delta T(\mathbf{r}) dV \quad (3.21)$$

$$= \Delta T \int_V \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \frac{\partial M(B(\mathbf{r}), T)}{\partial T} dV \quad (3.22)$$

bei einer Temperaturänderung ΔT des Sensors. Hierbei wurde angenommen dass sich der Sensor im thermischen Gleichgewicht $\Delta T(\mathbf{r}) = \Delta T$ befindet. Außerdem gilt $\Delta T = E / (C_e + \int_V c_{\text{Er}}(\mathbf{r}) dV)$ mit der spezifischen Wärme C_e der Elektronen von Absorber und Sensor und der ortsabhängigen spezifischen Wärme $c_{\text{Er}}(\mathbf{r})$ der Er^{3+} -Ionen. Aufgrund der Ortsabhängigkeit von $G(\mathbf{r}/p)$ und $B(\mathbf{r})$, welche durch die Inhomogenität des Magnetfeldes verursacht wird, ist das Integral nur mit sehr viel rechnerischem Aufwand numerisch zu lösen. Mit Hilfe der Häufigkeitsverteilung des Geometriefaktors $P(G)$, welche gleichzeitig auch die Verteilung der magnetischen Feldstärken beschreibt, kann die Integration vereinfacht werden. Dazu führen wir den gewichteten Mittelwert

$$\langle X \rangle_G = \int P(G) X(G) dG \quad (3.23)$$

einer Größe X ein und erhalten den vereinfachten Ausdruck der magnetischen Flussänderung bei einem Energieeintrag E mit

$$\frac{\Delta\Phi}{E} = \frac{V}{C_e + V \langle c_z \rangle_G} \left\langle \mu_0 \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle_G = \frac{V}{C_e + C_z} \left\langle \mu_0 \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle_G. \quad (3.24)$$

3.4.3 Kopplung an das SQUID-Magnetometer

Im Folgenden soll ein magnetisches Kalorimeter mit gradiometrischem Aufbau, zu sehen rechts in Abbildung 3.7, näher betrachtet werden. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Detektoren basieren auf solch einem gradiometrischen Aufbau. Hierbei sind zwei identische mäanderförmige Detektionsspulen mit Induktivität L_m parallel geschaltet und bilden gemeinsam eine supraleitende Schleife. Über eine, ebenfalls parallel verschaltete, Einkoppelspule mit Induktivität L_i ist das SQUID induktiv

an die Schleife gekoppelt. In einer supraleitenden Schleife ist der magnetische Fluss erhalten. Ändert sich nun der magnetische Fluss $\Delta\Phi$ in der Schleife aufgrund einer Magnetisierungsänderung von einem der beiden Sensoren, so wird in der Schleife ein Abschirmstrom erzeugt der exakt die anfängliche Flussänderung kompensiert. Mit Hilfe der Kirchhoffschen Regeln und unter Berücksichtigung der Flusserhaltung erhält man den Teil des Abschirmstroms

$$\Delta I = \frac{\Delta\Phi}{L_m + 2(L_i + L_p)} \quad (3.25)$$

welcher durch die Einkoppelspule des SQUIDs fließt. Dabei beschreibt L_p die parasitären Induktivitäten der Verbindungsleitungen zwischen Detektor und SQUID.

Ändert sich in beiden Detektionsspulen der magnetische Fluss in gleicher Weise, so besitzen die in ihnen generierten Abschirmströme ΔI_1 und ΔI_2 entgegengesetzte Polarität. Für ein Detektor basierend auf einem perfekt gradiometrischen Aufbau wird der Strom in der Einkoppelspule des SQUIDs daher mit

$$\Delta I_s = \Delta I_1 - \Delta I_2 \quad (3.26)$$

$$= \frac{(\Delta\Phi_1 - \Delta\Phi_2)}{(L_m + 2(L_i + L_p))} \quad (3.27)$$

beschrieben. Die Flussänderungen $\Delta\Phi_1$ und $\Delta\Phi_2$ in den Detektionsspulen sind durch Gleichung 3.24 gegeben. Schaut man sich Gleichung 3.27 an, so erkennt man, dass durch Temperaturschwankungen des Wärmebads, welche in beiden Detektionsspulen ein Abschirmstrom mit gleichem Betrag jedoch gegensätzlicher Polarität erzeugen, kein Strom in der Einkoppelspule des SQUIDs fließt.

Aufgrund der induktiven Kopplung zwischen SQUID und dessen Einkoppelspule erzeugt der Strom ΔI_s eine Flussänderung $\Delta\Phi_s = M_{is}\Delta I_s$ im SQUID, wobei M_{is} die Gegeninduktivität zwischen Einkoppelspule und SQUID beschreibt. Somit erhalten wir letztendlich für eine Änderung des Flusses im SQUID den Ausdruck

$$\Delta\Phi_s = \frac{M_{is}}{L_m + 2(L_i + L_p)} (\Delta\Phi_1 - \Delta\Phi_2) \propto (\Delta T_1 - \Delta T_2) . \quad (3.28)$$

Die Amplitude der Flussänderung im SQUID ist direkt proportional zum Energieeintrag des absorbierten Photons und der dadurch einhergehenden Temperaturerhöhung im Sensor, während über die Polarität des Signals die Unterscheidbarkeit der beiden Sensoren gegeben ist.

3.5 Energieauflösung metallischer magnetischer Kalorimeter

Für die Bestimmung der erwarteten Energieauflösung des Detektors müssen mehrere Faktoren berücksichtigt werden. So ist sowohl die Signalgröße aus Abschnitt 3.3.4 als auch die Signalform von Bedeutung. Des Weiteren haben die verschiedenen Rauschbeiträge Einfluss auf die Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters. Im Folgenden werden sowohl die Signalform als auch die unterschiedlichen Rauschbeiträge und die erwartete Energieauflösung diskutiert.

3.5.1 Detektorsignal

Die thermodynamische Beschreibung eines metallischen magnetischen Kalorimeters kann in erster Näherung durch ein thermodynamisches System, bestehend aus zwei Subsystemen wie in Abbildung 3.10 gezeigt, erfolgen [Fle05]. Das eine Subsystem repräsentiert die Leitungselektronen im Absorber und im Sensor und das zweite die Er^{3+} -Spins im Sensor. Kernquadrupolmomente die bei bestimmten Sensormaterialien, wie zum Beispiel Au:Er (vergleiche Abschnitt 3.3.6), vorkommen können, werden in dieser Näherung vernachlässigt. Aufgrund der benötigten tiefen Arbeitstempe-

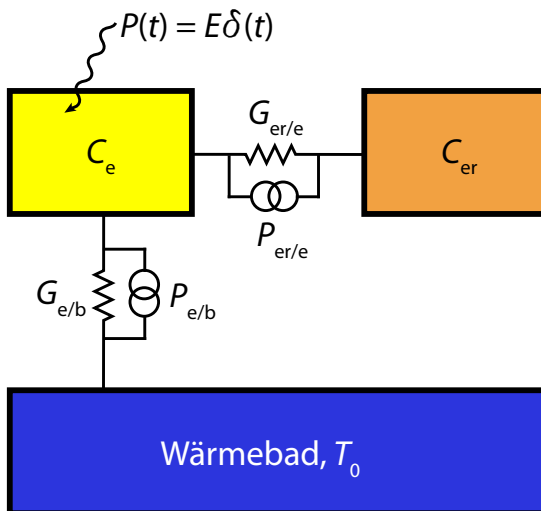


Abbildung 3.10: Thermodynamisches Modell eines metallischen magnetischen Kalorimeters mit zwei Subsystemen nach [Fle05]. Die Subsysteme beschreiben die Systeme der Elektronen und der Er^{3+} -Spins. Zusätzlich sind sowohl deren Wärmekapazitäten C_e und C_{er} als auch die thermischen Verbindungen zwischen den Subsystemen eingezeichnet.

raturen im unteren zweistelligen Millikelvin-Bereich eines solchen Detektors kann der Beitrag C_{ph} der Phononen zur Wärmekapazität ebenfalls vernachlässigt werden. Mittels der Wärmeleitfähigkeit $G_{er/e}$ kann die Kopplung zwischen dem System der Elektronen mit dem der magnetischen Momente des Sensors beschrieben werden. Die Wärmekapazität des paramagnetischen Sensors ist durch C_{er} und die der Elektronen durch C_e gegeben. Über eine schwache thermische Verbindung $G_{e/b}$ ist das System der Elektronen mit dem Wärmebad bei konstanter Temperatur T_0 gekoppelt. Hierbei beschreiben $P_{er/e}$ und $P_{e/b}$ thermische Rauschquellen, welche für die Signalform nicht

relevant sind und daher vernachlässigt werden. Der Energieeintrag eines absorbierten Photons mit der Energie E wird durch den Leistungseintrag $P(t) = E\delta(t)$ im System der Elektronen mit der Delta-Distribution $\delta(t)$ dargestellt.

Durch die zwei gekoppelten Differentialgleichungen

$$\dot{E}_e = C_e \dot{T}_e = (T_{\text{er}} - T_e) G_{\text{er}/e} + (T_0 - T_e) G_{e/b} + E\delta(t) \quad (3.29)$$

$$\dot{E}_{\text{er}} = C_{\text{er}} \dot{T}_{\text{er}} = (T_e - T_{\text{er}}) G_{\text{er}/e} \quad (3.30)$$

kann das in Abbildung 3.10 gezeigte Modell mit dessen zeitlichen Verläufen der Energien $E_e(t)$ und $E_{\text{er}}(t)$ sowie der Temperaturen $T_e(t)$ und $T_{\text{er}}(t)$ der zwei Subsysteme beschrieben werden. Für den Temperaturanstieg im System der Er^{3+} -Spins findet man

$$\Delta T_{\text{er}}(t) = T_{\text{er}}(t) - T_0 = \frac{E_{\text{er}}(t)}{C_{\text{er}}} =: \frac{E}{C_{\text{er}}} p(t) \quad (3.31)$$

mit der Punktantwortfunktion

$$p(t) = \beta \left(-e^{-t/\tau_0} + e^{-t/\tau_1} \right) = \frac{C_{\text{er}}}{C_{\text{er}} + C_e} \left(-e^{-t/\tau_0} + e^{-t/\tau_1} \right), \text{ für } t > 0. \quad (3.32)$$

Der Faktor β beschreibt den Beitrag der Wärmekapazität der Spins an der Gesamtwärmekapazität. Mit der Zeitkonstante τ_0 steigt die Temperatur des Spinsystems exponentiell bis zu einem Maximum an. Durch die Thermalisierung des Systems mit dem Wärmebad folgt nach dem Anstieg ein exponentielles Abklingen mit der Zeitkonstanten τ_1 . Beide Zeitkonstanten

$$\tau_{0/1} = \frac{C_e G_{\text{er}/e} + C_{\text{er}} (G_{\text{er}/e} + G_{e/b})}{2G_{\text{er}/e} G_{e/b}} \mp \sqrt{\frac{(C_e G_{\text{er}/e} + C_{\text{er}} (G_{\text{er}/e} + G_{e/b}))^2}{G_{\text{er}/e}^2 G_{e/b}^2} - \frac{4C_{\text{er}} C_e}{G_{\text{er}/e} G_{e/b}}}. \quad (3.33)$$

hängen von den Wärmekapazitäten und den Wärmeleitfähigkeiten im System ab. Mit den Annahmen $C_e \approx C_{\text{er}}$ und dass der Detektor nur schwach mit dem Wärmebad gekoppelt ist ($G_{e/b} \ll G_{\text{er}/e}$) erhält man den Ausdruck

$$\tau_1 = \frac{C_{\text{ges}}}{G_{e/b}} \quad (3.34)$$

für die Abklingzeit des Detektors. Für die Gesamtwärmekapazität gilt dabei der Ausdruck $C_{\text{ges}} = C_{\text{er}} + C_{\text{e}}$. Der exponentielle Anstieg des Signals ist durch die Korringa-Relation

$$\tau_0 = (1 - \beta)\tau_K \quad (3.35)$$

limitiert und hängt im Wesentlichen von der Zeitkonstante $\tau_K \propto T^{-1}$ ab. Diese beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Er^{3+} -Spins und den Leitungselektronen.

Wie in Abschnitt 3.2.2 erwähnt, ist es ratsam zwischen Absorber und Sensor einen thermischen Flaschenhals einzuführen, der das Signal ausbremst. Der Austausch der Energie zwischen Absorber und Sensor ist dann viel langsamer als der zwischen Er^{3+} -Spins und Elektronen im Sensor. Das neue System besteht in Analogie zum oben erwähnten ebenfalls nur aus zwei Subsystemen. Eines bestehend aus der Wärmekapazität C_{a} der Leitungselektronen im Absorber und eines aus den Wärmekapazitäten C_{s} der Spins und Elektronen im Sensor. Die analoge Annahme $C_{\text{a}} \approx C_{\text{s}}$ wird verwendet sowie die Annahme dass die thermische Kopplung zwischen Sensor und Wärmebad viel schwächer ist als die zwischen Sensor und Absorber. Man erhält dadurch eine analoge Gleichung zu 3.31. Während die Abklingzeit des Signals immer noch durch Gleichung 3.34 gegeben ist, wird die Anstiegszeit nun durch den Ausdruck $\tau_0 = C_{\text{a}}/(2G_{\text{a/s}})$ bestimmt. Der Parameter $G_{\text{a/s}}$ beschreibt dabei die Wärmeleitfähigkeit zwischen Absorber und Sensor.

3.5.2 Rauschbeiträge in magnetischen Kalorimetern

Im Folgenden werden die verschiedenen Rauschquellen, welche zum Gesamtrauschen des Kalorimeters beitragen und die Energieauflösung beeinflussen, beschrieben. Das ebenfalls beitragende SQUID-Rauschen wird in Kapitel 6.2.3 erläutert.

Thermodynamische Energiefluktuationen

Ein fundamentaler Beitrag zum Gesamtrauschen des Detektors stellen thermodynamische Energiefluktuationen dar, bei denen Energie zwischen den Subsystemen fluktuiert. Mit dem Leistungsspektrum

$$S_{\text{P}} = 4k_{\text{B}}T^2G \quad (3.36)$$

können diese Fluktuationen beschrieben werden, wobei die Größe G für die Wärmeleitfähigkeit zwischen den dazugehörigen Subsystemen steht. Bei Verwendung des

thermodynamischen Modells aus Abbildung 3.10 kann, durch Wegfall des Energieeintrags durch das Photon und die parallel zu den thermischen Verbindungen eingezeichneten Rauschquellen $P_{e/b}$ und $P_{er/e}$, das System mit

$$\dot{E}_e = C_e \dot{T}_e = G_{er/e} (T_{er} - T_e) + G_{e/b} (T_0 - T_e) + P_{e/b} - P_{er/e} \quad (3.37)$$

$$\dot{E}_{er} = C_{er} \dot{T}_{er} = G_{er/e} (T_e - T_{er}) + P_{er/e} \quad (3.38)$$

beschrieben werden. Aus der Lösung dieses Differentialgleichungssystems erhält man nach einer Fouriertransformation das Leistungsspektrum

$$S_{E_{er,td}}(f) = k_B C_{er} T^2 \left((1 - \beta) \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi\tau_0 f)^2} + \beta \frac{4\tau_1}{1 + (2\pi\tau_1 f)^2} \right) \quad (3.39)$$

im Spin-System unter Berücksichtigung der Annahmen $C_e \approx C_{er}$ und $\tau_0 \ll \tau_1$ [Fle05]. Wählt man für einen Detektor eine Wärmekapazität des Spin-Systems von $C_{er} = 50$ pJ/K, eine Signalanstiegszeit von $\tau_0 = 10$ μ s und eine Signalabklingzeit von $\tau_1 = 10$ ms bei einer Betriebstemperatur von $T = 20$ mK sowie $\beta = 1/2$, so erhält man das in Abbildung 3.11 gezeigte Leistungsspektrum der thermodynamischen Energiefluktuationen in Abhängigkeit von der Frequenz f . Die beiden Plateaus besitzen jeweils eine Abschneidefrequenz, welche von der Signalanstiegszeit $(2\pi\tau_0)^{-1}$ und der Signalabklingzeit $(2\pi\tau_1)^{-1}$ abhängen.

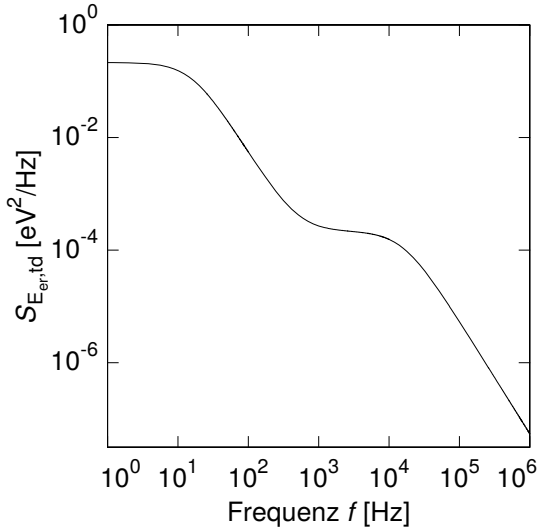


Abbildung 3.11: Leistungsspektrum der thermodynamischen Energiefluktuationen in Abhängigkeit von der Frequenz f . Für den Detektor wurden, bei einer Betriebstemperatur von $T = 20$ mK, eine Wärmekapazität des Spin-Systems von $C_{er} = 50$ pJ/K, eine Signalanstiegszeit von $\tau_0 = 10$ μ s und eine Signalabklingzeit von $\tau_1 = 10$ ms gewählt, mit dem Parameter $\beta = 1/2$.

Magnetisches Johnson-Rauschen

In allen normalleitenden Materialien des Detektors führen die Leitungselektronen eine thermisch angeregte Brownsche Bewegung aus. Diese Bewegung führt in der

Nähe der supraleitenden Detektionsspule oder des SQUIDs zu einem Beitrag zum Gesamtrauschen des Detektors. Sowohl der Absorber, der Sensor als auch der Experimentierhalter sind hierbei die Hauptquellen für das zusätzliche Rauschen. Letzterer wurde in dieser Arbeit aus Kupfer hergestellt, um eine gute thermische Ankopplung an die Kryostattemperatur zu gewährleisten. Die bewegten Ladungsträger erzeugen in ihrer Umgebung sich verändernde Magnetfelder, welche wiederum in die Detektionsspule oder in das SQUID selbst einkoppeln. Für das magnetische Flussrauschen findet sich das Leistungsspektrum

$$S_{\Phi,J}(f) = \frac{2,376}{4\pi} \mu_0^2 k_B T \sigma A p \left(e^{-2\pi d/p} - e^{-2\pi(d+h)/p} \right) \quad (3.40)$$

eines metallischen Quaders, hergeleitet in [Pie08, Pie12] nach einer Methode beschrieben in [Har68, Ens00]. Die Parameter T , σ und h stehen dabei für die Temperatur, die elektrische Leitfähigkeit und die Höhe des Quaders. Der Überlapp und Abstand zwischen Quader und Detektionsspule wird durch die Größen A und d beschrieben. Mit p ist der Mitte-zu-Mitte-Abstand zweier benachbarter Streifen der mäanderförmigen Detektionsspule definiert. Üblicherweise ist der Anteil des magnetischen Johnson-Rauschens am Gesamtrauschen des Detektors vernachlässigbar klein.

1/ f -Rauschen der Erbiumionen

Weiterhin existiert ein Rauschbeitrag der vor allem im niederen Frequenzbereich dominiert. Diese nicht vernachlässigbare Rauschquelle wurde in [Dan05] untersucht und ist auf die Er^{3+} -Ionen im Sensor zurückzuführen. Die spektrale Leistungsdichte zeigt eine Frequenzabhängigkeit mit $S_{\Phi,\text{Er}} \propto f^{-\zeta}$. Je nach Herstellungsprozess und Geometrie des Sensors variiert der Wert für den Exponent $\zeta = 0,8 \dots 1$ leicht. Für dieses frequenzabhängige magnetische Flussrauschen des Sensors findet sich der empirische Ausdruck

$$S_{\Phi,\text{Er}} = \frac{\mu_0^2 \langle G^2 \rangle}{p^2} S_m(f) N_{\text{Er}} \quad (3.41)$$

mit dem Mitte-zu-Mitte-Abstand p zweier benachbarter Streifen der mäanderförmigen Detektionsspule und dem Geometriefaktor G , welcher in Abschnitt 3.4.1 definiert wurde. Der Parameter $S_m(f) \approx 0,12 \mu_B^2 \cdot (f/\text{Hz})^{-\zeta}$ beschreibt die Fluktuation des magnetischen Moments eines einzelnen Erbiumions.

Das Rauschen ist dabei im Bereich zwischen 30 mK und 2 K temperaturunabhängig, zeigt jedoch eine Abhängigkeit von der Erbiumkonzentration im Sensor [Fle03]. Fluktuierende magnetische Momente stellen eine mögliche Ursache dieses Rauschens dar. Die Übergangstemperatur zu einem Spin-Glas von Au:Er liegt jedoch mehr als

eine Größenordnung unter den Temperaturen die für den Betrieb von metallischen magnetischen Kalorimetern verwendet werden. Zusätzlich zeigen Effekte die auf Spin-Spin-Korrelationen beruhen eine starke Temperaturabhängigkeit. In [Hof12, Wiß13] wurde durch Messung der Suszeptibilität von Au:Er gezeigt, dass sich diese Rauschbeiträge durch den Imaginärteil der Suszeptibilität komplett beschreiben lassen und ihren Ursprung in dem Umklappen von Clustern bestehend aus magnetischen Momenten besitzen.

3.5.3 Energieauflösung des Detektors

Wie zuvor erwähnt hängt die Energieauflösung des Detektors von dem aus Abschnitt 3.5.1 hergeleiteten Detektorsignal und den diskutierten Rauschbeiträgen aus Abschnitt 3.5.2 ab. Für die Berechnung des fundamentalen Limits der Energieauflösung werden alle Rauschquellen bis auf die thermodynamischen Fluktuationen vernachlässigt. Die erreichbare Energieauflösung eines Detektors hängt zugleich von dem Verfahren ab, welches für die Abschätzung der Energie aus einem aufgenommenen Detektorsignal genutzt wird. Unter Verwendung eines optimalen Filters [Fle03] ergibt sich für die fundamentale Energieauflösung

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2 \ln 2} \left(\int_0^{\infty} \text{SNR}^2(f) \, df \right)^{-1/2} \quad (3.42)$$

von magnetischen Kalorimetern. Hierbei steht

$$\text{SNR}(f) = \frac{\tilde{p}(f)}{\sqrt{S_{\text{Er,td}}(f)}} \quad (3.43)$$

für das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis mit der in Gleichung 3.32 definierten Punktantwort $\tilde{p}(f)$ und dem Leistungsspektrum der thermodynamischen Energiefluktuationen $S_{\text{Er,td}}(f)$. Mit dem thermodynamischen Modell aus Abbildung 3.10 ergibt sich die exakte Lösung der Halbwertsbreite

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{4k_{\text{B}}T^2 C_{\text{e}}} \left(\frac{G_{\text{e/b}}}{G_{\text{er/e}}} + \frac{G_{\text{e/b}}^2}{G_{\text{er/e}}^2} \right)^{1/4} \quad (3.44)$$

wie in [Fle03] gezeigt. Unter der Bedingung $C_{\text{er}} \approx C_{\text{e}} \Rightarrow \beta \approx 1/2$ für die Wärmekapazitäten zweier benachbarter Subsysteme und einer Anstiegs- und Abklingzeit des Signals mit $\tau_0 \ll \tau_1$, lässt sich die resultierende Energieauflösung mit folgender

Näherung

$$\Delta E_{\text{FWHM}} \approx 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{4k_{\text{B}}T^2 C_e} \left(\frac{1}{\beta(1-\beta)} \frac{\tau_0}{\tau_1} \right)^{1/4} \quad (3.45)$$

beschreiben. Weiterhin kann durch Reduzierung der Wärmekapazität C_e und der Betriebstemperatur T des Detektors die Energieauflösung verbessert werden. Auch durch schnellere Anstiegszeiten und langsamere Abklingzeiten lässt sich die Auflösung der Energie weiter verbessern. Jedoch kann die Anstiegszeit, wie in Abschnitt 3.5.1 erwähnt, aufgrund ihrer Limitierung durch die Korringa-Relation nicht beliebig reduziert werden. Eine zu große Abklingzeit limitiert zudem die Messung von Röntgenphotonen mit hoher Rate.

Für einen Detektor mit Absorberwärmekapazität $C_e = 50 \text{ pJ/K}$, betrieben bei einer Temperatur von $T = 20 \text{ mK}$ und einer gewählten Anstiegs- und Abklingzeit des Signals von je $10 \mu\text{s}$ und 10 ms erhält man dessen fundamentale Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3,9 \text{ eV}$. In Abbildung 3.12 ist links die dazugehörige Punktantwort-

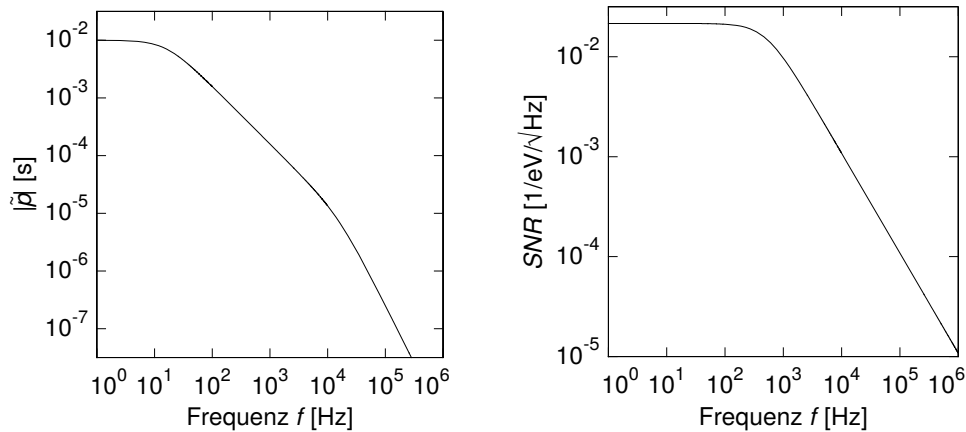


Abbildung 3.12: Punktantwort $|\tilde{p}(f)|$ (links) und Signal-zu-Rauschen-Verhältnis SNR (rechts) in Abhängigkeit von der Frequenz f . Die Parameter für den Detektor, bei einer Betriebstemperatur von $T = 20 \text{ mK}$, betragen $C_e = 50 \text{ pJ/K}$ für die Wärmekapazität des Spin-Systems, $\tau_0 = 10 \mu\text{s}$ und $\tau_1 = 10 \text{ ms}$ für die Signalanstiegs- und Signalabklingzeit sowie $\beta = 1/2$.

funktion $|\tilde{p}(f)|$ und rechts das dazugehörige Signal-zu-Rauschen-Verhältnis SNR in Abhängigkeit von der Frequenz f zu sehen. Die thermodynamischen Energiefluktuationen eines Detektors mit oben genannten Werten sind in Abbildung 3.11 gezeigt.

4. Polarimetrie von Röntgenstrahlung

Dieses Kapitel erläutert die Grundlagen der Compton- und Rayleigh-Streuung, durch welche gestreute linear polarisierte Photonen eine anisotrope azimuthale Winkelverteilung erfahren. Des Weiteren werden einige unterschiedliche Polarimetraufbauten besprochen und bezüglich ihrer Effizienz und Winkelauflösung simuliert.

4.1 Compton-Polarimetrie

4.1.1 Compton-Streuung

Die Compton-Streuung beschreibt den physikalischen Prozess bei dem Photonen an freien oder quasifreien Elektronen inelastisch gestreut werden wie in Abbildung 4.1 gezeigt. Quasifrei bedeutet, dass die Bindungsenergie der betroffenen Elektronen

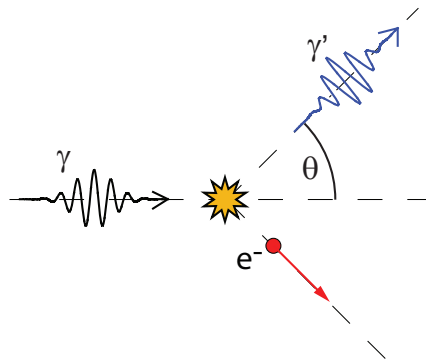


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Compton-Streuung an einem freien Elektron. Das einfallende Photon γ wird an einem Elektron gestreut und gibt ein Teil seiner Energie an dieses ab. Der Streuwinkel θ gibt den Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Photon an.

deutlich kleiner als der Energieübertrag auf diese Elektronen ist. Ein einfallendes Röntgenphoton mit Energie $E = \hbar\omega$ wird dabei an solch einem Elektron gestreut wodurch ein Teil ΔE der Energie des Photons auf das Elektron übertragen wird. Der Compton-Streuwinkel, welcher die Ausbreitungsrichtung des gestreuten Photons relativ zum einfallenden Photon beschreibt, ist mit θ angegeben. Für die Energie

$E' = \hbar\omega'$ des gestreuten Photons folgt aufgrund der Energie- und Impulserhaltung

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (4.1)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Elektronenruhemasse m_e . Für die kinetische Energie des Elektrons folgt

$$\Delta E = \hbar\omega \frac{\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (4.2)$$

In Abbildung 4.2 sind die Energien des gestreuten Photons beziehungsweise des rückgestreuten Elektrons in Abhängigkeit des Streuwinkels θ für ein einfallendes Photon mit 10 keV Anfangsenergie dargestellt. Mit zunehmendem Streuwinkel steigt

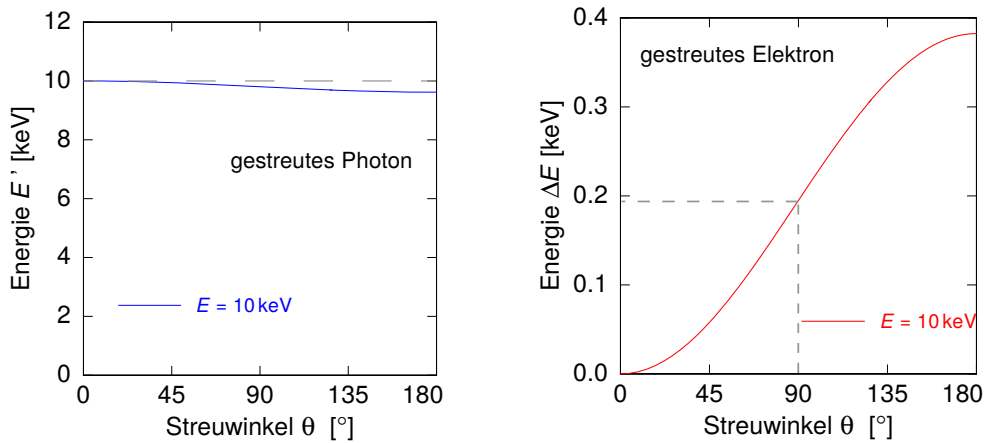


Abbildung 4.2: Energieaufteilung auf das gestreute Photon (links) und auf das Elektron (rechts) bei der Compton-Streuung in Abhängigkeit des Streuwinkels θ für ein einfallendes Photon mit 10 keV Anfangsenergie. Die gestrichelte Linie zeigt den Energieübertrag von 196 eV bei einem Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ an.

der Energieübertrag vom Photon auf das Elektron. Bei dem maximalen Streuwinkel $\theta = 180^\circ$ findet auch der maximale Energieübertrag statt. Schaut man sich die Energie des Rückstoßelektrons bei einem Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ an, so erkennt man dass bei einer Anfangsenergie der Photonen von 10 keV ein Energieübertrag von 196 eV auf das gestoßene Elektron stattfindet. Daher benötigt man neben der Energie des gestreuten Photons ebenfalls eine präzise Messung der kinetischen Energie des Elektrons um Rückschlüsse auf die exakte Energie des ursprünglichen Photons ziehen zu können. In einem realen Detektoraufbau wird nicht an einem isolierten Elektron Compton-gestreut, sondern an allen Elektronen im Festkörper bei denen der Energieübertrag größer ist als deren Bindungsenergie. Eine mögliche Lösung zur Messung

der kinetischen Energie des Elektrons besteht darin, die Energiedeposition innerhalb des Streuers, in dem die Compton-Streuung geschieht, aktiv auszulesen. Dadurch kann die kinetische Energie ΔE des Rückstoßelektrons gemessen werden, solange dieses im Streuer absorbiert wird.

Die Compton-Streuung ist zusätzlich noch abhängig von der Polarisationsrichtung des Photons. Der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung wurde erstmals im Jahre 1929 von O. Klein und Y. Nishina mittels der Quantenelektrodynamik berechnet [Kle29]. Für die an einem einzelnen freien Elektron in ein Raumwinkelement $d\Omega$ gestreuten Photonen ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \right)^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \right) \quad (4.3)$$

mit dem klassischen Elektronenradius $r_e = 2,818 \text{ fm}$ und dem Azimutalwinkel φ . Letzterer beschreibt den Winkel zwischen der Compton-Streuebene und der Ebene welche vom Polarisationsvektor des einfallenden Photons aufgespannt wird, wie links in Abbildung 4.3 gezeigt ist. Die Eigenschaft, dass der Wirkungsquerschnitt

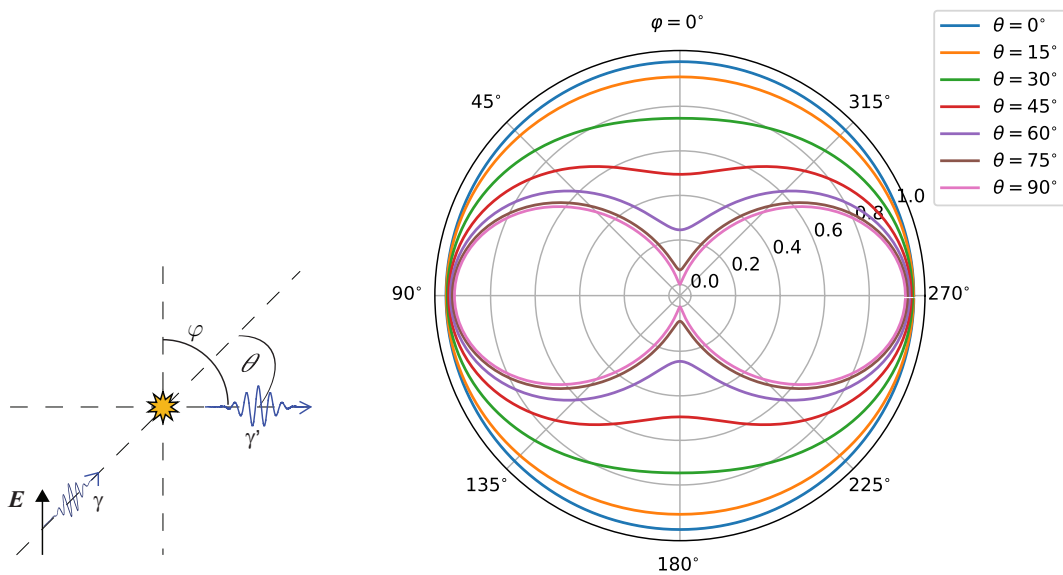


Abbildung 4.3: **Links:** Schematische Darstellung des Compton-Streuprozesses unter Berücksichtigung des Polarisationsvektors E der einfallenden Photonen. Der Azimutalwinkel φ ist der Winkel zwischen dem elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons und der Richtung des gestreuten Photons. **Rechts:** Differentieller Wirkungsquerschnitt des Compton-Streuprozesses in Abhängigkeit des Azimutalwinkels φ für verschiedene Streuwinkel θ zwischen 0° und 90° bei einer Photonenenergie von 10 keV .

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi, \theta)$ und somit der Compton-Streuprozess sensitiv auf die Polarisationsrichtung der einfallenden Photonen ist, macht diesen Prozess zu einem Werkzeug, welches

in der Polarimetrie genutzt wird um die Polarisations-eigenschaften von Röntgenphotonen zu untersuchen. Misst man die azimutale Winkelverteilung der gestreuten Photonen unter einem festen Polarwinkel θ so kann die Orientierung der Polarisation des einfallenden Photonenstrahls bestimmt werden. In Abbildung 4.3 ist rechts die Winkelverteilung des Azimutalwinkels φ für Photonen mit vertikal ausgerichtetem Polarisationsvektor \mathbf{E} und einer Anfangsenergie von 10 keV dargestellt. Wie zu erkennen ist, erfolgt die Streuung hauptsächlich im Winkel von $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$ zur Polarisationsrichtung des Photons. Des Weiteren ist der Einfluss der Polarisation bei Streuwinkeln um $\theta = 90^\circ$ am größten.

Bei der Wahl des Materials für den Streuer ist man an einige Randbedingungen gebunden. So sollte das Photon im Streuer mit hoher Wahrscheinlichkeit gestreut werden, was einen großen Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung voraussetzt, und danach auch diesen noch verlassen können ohne einen weiteren Streu- oder Absorptionsprozess im Streuer zu erfahren. Für die Absorption eines Photons ist der Photoeffekt verantwortlich. Der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{Ph}} \propto \frac{Z^5}{(\hbar\omega)^{7/2}} \quad (4.4)$$

der Photoabsorption hängt von der Kernladungszahl Z zur fünften Potenz ab und nimmt mit steigender Energie $\hbar\omega$ der einfallenden Photonen ab. Der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung an einem Atom mit Z Elektronen hängt jedoch mit

$$\sigma_{\text{C}} \propto Z \quad (4.5)$$

nur linear von der Kernladungszahl ab. Aufgrund dessen ist es sinnvoll für den Streuer Materialien mit kleiner Kernladungszahl zu verwenden.

Beim Durchgang eines monochromatischen Photonenstrahls mit Anfangsintensität I_0 durch ein Material der Dicke x wird die Intensität mit

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\lambda \cdot x} \quad (4.6)$$

abgeschwächt. Hierbei beschreibt $\lambda = n\sigma$ den linearen Abschwächungskoeffizienten, welcher von der Atomdichte n und dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt σ abhängt. In Abbildung 4.4 sind links die Abschwächungskoeffizienten der Compton-Streuung und des Photoeffekts für vier vielversprechende Streuermaterialien mit kleiner Kernladungszahl Z zu sehen. Die Werte für die Abschwächungskoeffizienten stammen aus der XCOM-Datenbank des NISTs¹ [Ber10]. Mit zunehmender Photonenenergie steigt der Compton-Wirkungsquerschnitt in dem gezeigten Energiebereich an

¹National Institute of Standards and Technology

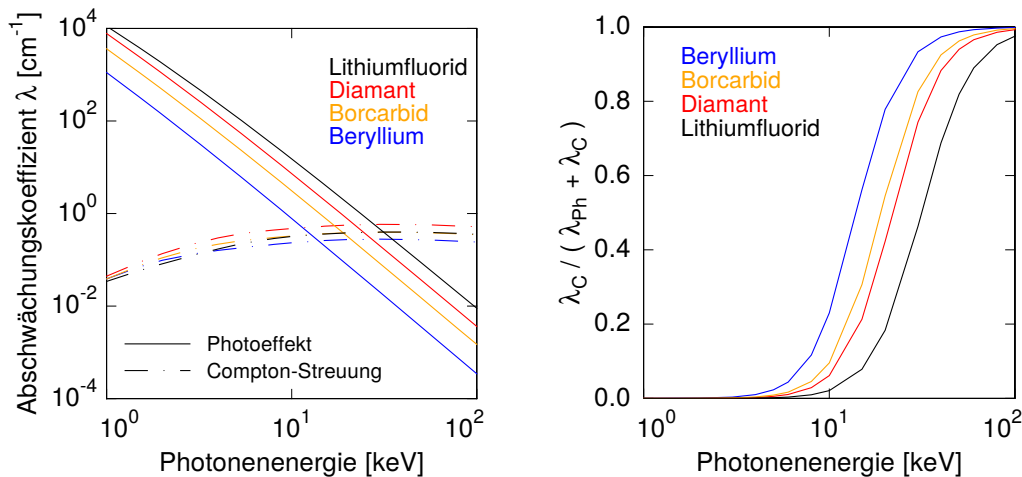


Abbildung 4.4: Links: Lineare Abschwächungskoeffizienten λ der Compton-Streuung und des Photoeffekts in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons für die Materialien Beryllium, Diamant, Lithiumfluorid und Borcarbid. **Rechts:** Anteil der Compton-Streuung an der Gesamtabschwächung der Photonen aufgrund der Compton-Streuung und des Photoeffekts.

während der für den Photoeffekt abnimmt. Wie zu erkennen, ist Beryllium eines der geeignetsten Materialien die für einen Streuer in Frage kommen, da bei Photonenenergien um die 10 keV der Einfluss der Photoabsorption im Vergleich zu dem Einfluss der Compton-Streuung am kleinsten ist. In Abbildung 4.4 rechts ist der Anteil der Compton-Streuung an der Gesamtabschwächung der Photonen aufgrund von Compton-Streuung und Photoeffekt für die selben Materialien in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Photonen aufgetragen. Hier erkennt man deutlich den Vorteil von Beryllium im Vergleich zu den anderen Materialien im gezeigten Energiebereich.

4.1.2 Design eines Compton-Polarimeters

Wie anhand des rechten Bildes in Abbildung 4.3 zu sehen ist, zeigt Compton-Streuung für Streuwinkel um $\theta = 90^\circ$ die ausgeprägteste Winkelverteilung. Ein Polarimeter-Design welches die Polarisationsabhängigkeit dieser Winkelverteilung ausnutzt ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Der aktive Streuer, in grau dargestellt, ist dabei mittig angeordnet und von den einzelnen Pixeln umgeben. Photonen welche unter dem Streuwinkel $\theta \approx 90^\circ$ Compton-Streuung erfahren, werden danach von den umgebenen Pixeln detektiert. Photonen unter anderen Streuwinkeln können mit dieser Anordnung nicht detektiert werden. Besitzen die Photonen eine lineare Polarisation so kann die Intensitätsmodulation in Abhängigkeit des Azimutalwinkels

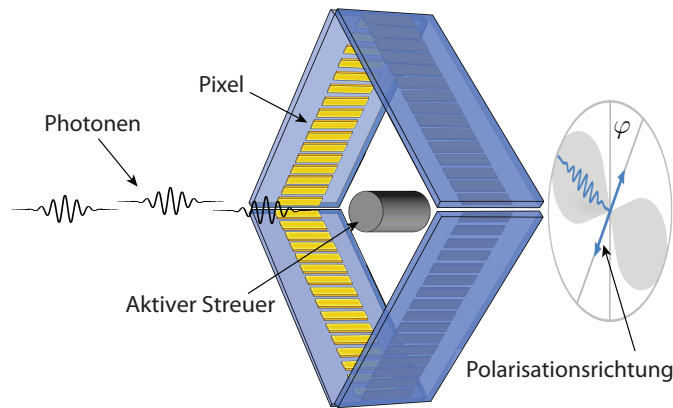


Abbildung 4.5: Schematische Zeichnung eines auf der Compton-Streuung basierenden Polarimeters. Der Streuer ist von Pixeln umgeben um Photonen zu detektieren, welche um $\theta = 90^\circ$ gestreut wurden.

φ nach Gleichung 4.3 und somit auch die Richtung der Polarisation bestimmt werden. Dies ist in Abbildung 4.5 rechts schematisch dargestellt. Die umliegenden Pixel könnten aus vier Detektoren des Typs maXs-200 bestehen, welche in [Pie12] entwickelt und charakterisiert wurden. Jede Seite besäße somit acht Absorber mit jeweils $500\ \mu\text{m} \times 2\ \text{mm}$ Kantenlänge. Die Dicke der Absorber würde in diesem Fall jedoch auf $30\ \mu\text{m}$ festgelegt um im Energiebereich bis $20\ \text{keV}$ genügend Photonen zu stoppen und gleichzeitig die Wärmekapazität so gering wie möglich zu halten, um eine möglichst gute Energieauflösung zu erreichen. Wie im folgenden Abschnitt zu sehen ist, lässt sich mit dieser Anordnung sehr genau die Intensitätsmodulation in Abhängigkeit von φ bestimmen.

4.1.3 Simulation eines Compton-Polarimeters

Das in Abschnitt 4.1.2 vorgestellte Design wurde mit Hilfe des EGS5²-Programmcodes simuliert. Dieser Code ermöglicht eine auf der Programmiersprache Fortran basierende Monte-Carlo-Simulation, welche den Transport von Elektronen und Photonen in einer beliebigen Geometrie für Teilchen mit Energien von wenigen keV bis zu einigen hundert GeV berechnet. Dabei können die verschiedensten physikalischen Wechselwirkungen von Elektronen und Photonen wie zum Beispiel Bremsstrahlung, Photoeffekt, Compton- oder Rayleigh-Streuung für linear polarisierte Photonen berücksichtigt werden.

Abbildung 4.6 zeigt die simulierte Anordnung. In rot dargestellt ist ein zylindrischer Körper mit Durchmesser und Länge von jeweils $2\ \text{mm}$ welcher in der Mitte des Detek-

²Electron-Gamma-Shower, <http://rcwww.kek.jp/research/egs/egs5.html>

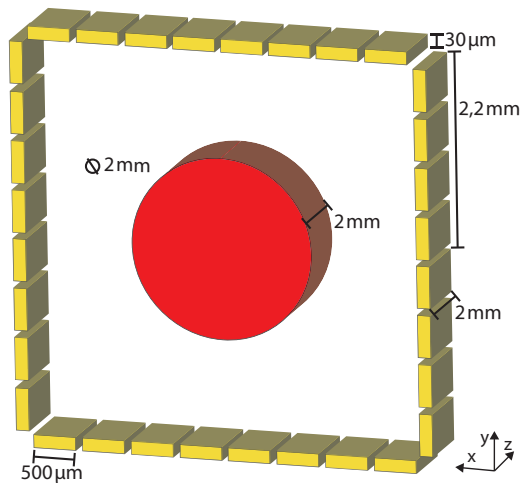


Abbildung 4.6: Anordnung des zylinderförmigen Streuers (rot) und der umliegenden Absorber (gelb) für die Simulation.

tors als Streuer fungiert. Um den Streuer sind die Absorber, dargestellt in gelb, mit einem Mindestabstand von 2,2 mm zum Mittelpunkt des Streuers positioniert womit der Raum um diesen in der $\theta = 90^\circ$ -Ebene komplett abgedeckt wird. Die einzelnen Pixel haben dabei eine Breite von 500 μm , eine Dicke von 30 μm und eine Länge von 2 mm. Wie in Kapitel 4.1.1 gezeigt wurde, ist bei einem Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ die ausgeprägteste Winkelabhängigkeit der Intensität zu finden. Aufgrund der Länge von Streuer und Absorber werden bei diesem Detektor Photonen detektiert welche von $\theta \approx 50^\circ$ bis $\theta \approx 130^\circ$ Compton-gestreut wurden.

Abbildung 4.7 zeigt das Ergebnis der Simulation für Beryllium als Streuermaterial und 50 000 auf die Mitte des Streuers einfallende Photonen mit einer anfänglichen

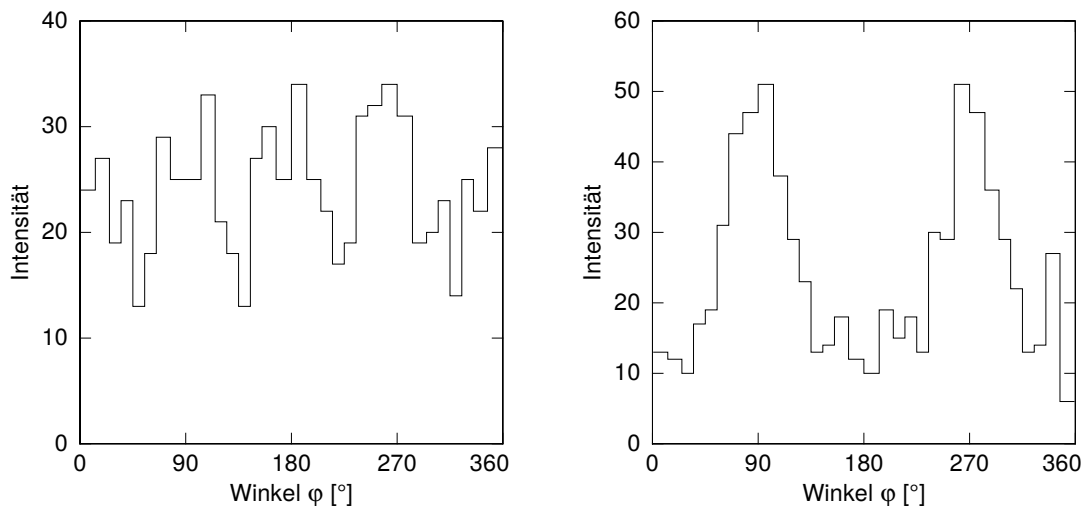


Abbildung 4.7: Winkelabhängigkeit der in Beryllium Compton-gestreuten Photonen mit Anfangsenergie 10 keV: (Links) Photonen ohne Polarisation; (Rechts) Photonen mit linearer Polarisation in y -Richtung.

Energie von 10 keV. Das linke Bild in Abbildung 4.7 zeigt die Winkelverteilung für unpolarisierte Photonen. Das Profil der Intensität $I(\varphi)$ kommt dadurch zustande, dass die Absorber nicht kreisförmig um den Streuer verteilt sind und somit unterschiedliche effektive Flächen für verschiedene Azimutalwinkel φ abdecken. Wäre dies nicht der Fall so wären alle Winkel gleichverteilt. Rechts in Abbildung 4.7 erkennt man die Verteilung des Winkels φ für Photonen mit einer vollständigen Polarisati-on in y -Richtung. Korrigiert man die Daten in Bezug auf die effektive Fläche der einzelnen Absorber, indem man die Ergebnisse der Winkelverteilung für polarisierte Photonen durch die ohne Polarisation teilt, so erhält man das Histogramm, welches in Abbildung 4.8 zu sehen ist.

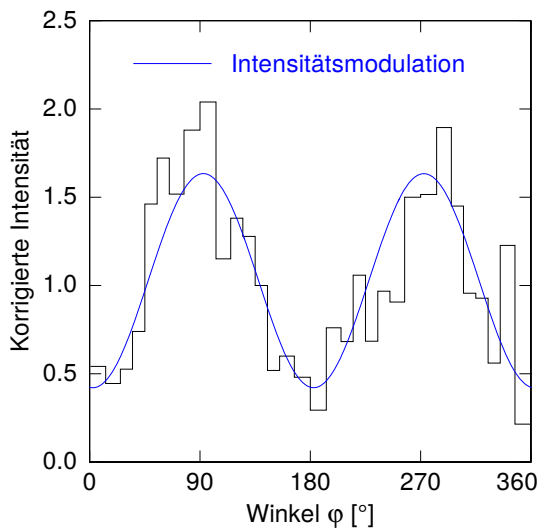


Abbildung 4.8: Geometriekorrigierte Winkelverteilung der gestreuten Photonen mit linearer Polarisation in y -Richtung. In blau ist die nach Gleichung 4.7 erwartete Intensitätsmodulation überlagert.

Um die Richtung der Polarisation zu bestimmen wurde an die simulierten Daten analog nach Gleichung 4.3

$$I(\varphi) = A \cdot \xi^2(\theta_{\text{eff}}) \cdot \left(\xi(\theta_{\text{eff}}) + \frac{1}{\xi(\theta_{\text{eff}})} - 2 \sin^2(\theta_{\text{eff}}) \cos^2(\varphi_0 + \varphi) \right) \quad (4.7)$$

numerisch angepasst, mit der Polarisationsrichtung φ_0 der Photonen, dem effektiven Streuwinkel θ_{eff} und dem Verhältnis der Energien des Photons $\xi = E'(\theta_{\text{eff}})/E$ nach und vor der Streuung mit Gleichung 4.1. Durch die Größe φ_0 erhält man direkt den Winkel der mit der Richtung der Polarisations ebene übereinstimmt. Die Polarisationsrichtung der simulierten Photonen ist zwar schon bekannt, da diese als Startbedingung in die Simulation eingegeben wurde, jedoch lässt sich auf diese Art die Ungenauigkeit des Detektors abschätzen. Bei der numerischen Anpassung der Intensitätsmodulation wurde mit einem effektiven Streuwinkel θ_{eff} gerechnet, da der Streuer und die Absorber eine endliche Ausdehnung besitzen. Dies ist links in Abbildung 4.9 verdeutlicht. Photonen welche am Anfang des Streuers am Punkt 1 eine

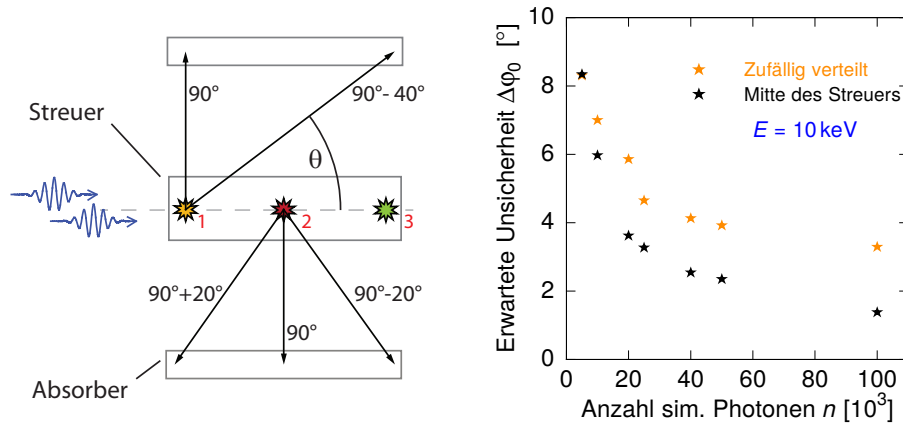


Abbildung 4.9: Links: Schematische Skizze des Compton-Streuprozesses und der möglichen auftretenden Streuwinkel θ in der Anordnung wie sie bei der Simulation verwendet wurde. **Rechts:** Erwartete Unsicherheit des Winkels φ bei Bestimmung der Polarisationsrichtung in Abhängigkeit von der Anzahl n an simulierten Photonen von 10 keV. In schwarz für Photonen, welche auf den Mittelpunkt des Streuers auftreffen und in orange für Photonen, welche zufällig verteilt auf der gesamten Fläche des Streuers auftreffen.

Streuung erfahren, können sowohl unter einem Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ als auch unter allen anderen Streuwinkeln bis $\theta = 90^\circ - 40^\circ$ detektiert werden. Selbes gilt für eine Streuung am Ende des Streuers an Punkt 3, jedoch für Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ bis $\theta = 90^\circ + 40^\circ$. An Punkt 2 in der Mitte des Streuers liegt der Detektionsbereich der Compton-gestreuten Photonen zwischen $\theta = 90^\circ - 20^\circ$ und $\theta = 90^\circ + 20^\circ$. Aufgrund des $\sin^2(\theta)$ -Terms in Gleichung 4.3 und da E' nur schwach θ -abhängig ist, wie Abbildung 4.2 links zeigt, gilt $\sigma(\theta = 90^\circ + \epsilon) \approx \sigma(\theta = 90^\circ - \epsilon)$, wodurch der mittlere, effektive Streuwinkel θ_{eff} für allgemeines φ ungleich 90° ist und ebenfalls als freier Parameter angepasst wird. Um die Ungenauigkeit der Messung der Polarisationsrichtung zu bestimmen wurden insgesamt $N = 10^6$ einfallende Photonen simuliert, und zwar in 20 Datensätzen mit jeweils 50 000 Photonen. Hierbei wurde an jeden Datensatz Gleichung 4.7 numerisch angepasst und die Polarisationsrichtung φ_0 bestimmt. Aus allen durch die Anpassung erhaltenen Werten von φ_0 konnte deren Abweichung

$$\Delta\varphi_0 = \sqrt{\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k (\varphi_{0,i} - \varphi_{0,\text{theo}})^2} \quad \text{mit} \quad k = \frac{N}{n} \quad (4.8)$$

vom theoretischen Wert der Polarisationsrichtung $\varphi_{0,\text{theo}}$ – den man der Simulation vorgibt – ermittelt werden. Die Polarisationsrichtung kann für $n = 50\,000$ einfallende Photonen mit einer Genauigkeit von $\Delta\varphi_0 = 2,4^\circ$ bestimmt werden. Abbildung 4.9 rechts zeigt die jeweilige erwartete Messungenauigkeit für die Bestimmung der

Polarisationsrichtung in Abhängigkeit von der Anzahl an gemessenen Photonen. Dabei wurden immer insgesamt $N = 10^6$ einfallende Photonen simuliert die jeweils aus Datensätzen mit n Photonen bestanden. In schwarz ist die Unsicherheit bei der Bestimmung der Polarisationsrichtung für Photonen gezeigt, welche auf den Mittelpunkt des Streuers auftreffen und in orange für Photonen, welche zufällig verteilt auf der gesamten Fläche des Streuers auftreffen. Wie zu erkennen ist, steigt die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Polarisationsrichtung mit sinkender Anzahl an gemessenen Photonen, jedoch weicht die Unsicherheit beider Datensätze für wenige auf den Streuer einfallende Photonen nicht stark voneinander ab. Hier bestimmt die Statistik die Unsicherheit bei der Bestimmung der Polarisationsrichtung. Für viele auf den Streuer einfallende Photonen ist hingegen die Geometrie des Streuers und der Absorber der begrenzende Faktor, wie man anhand von $n = 200\,000$ einfallender Photonen sehen kann. Dennoch lässt sich mit dieser Anordnung von Streuer und Absorbern die Modulation der Intensität und somit die Polarisationsrichtung bei einer Anzahl von $n = 5000$ einfallenden Photonen noch mit einer Genauigkeit von $8,3^\circ$ bestimmen.

Simulation für verschiedene Energien und Streuermaterialien

Um beispielhaft den Einfluss verschiedener Streuermaterialien bei der Compton-Streuung zu untersuchen wurden Simulationen mit der in Abbildung 4.6 gezeigten Anordnung durchgeführt. Hierbei wurde sowohl die Energie der einfallenden Photonen im Bereich zwischen 6 keV und 50 keV variiert als auch fünf unterschiedliche Streuermaterialien getestet. Diese Materialien sind Beryllium, Diamant, Lithiumfluorid, Borcarbid und zusätzlich noch Graphit welche alle eine geringe Kernladungszahl Z aufweisen. Die Anzahl an simulierten Photonen beträgt jeweils $N = 10^6$ und die Photonen waren in y -Richtung linear polarisiert. Der Auftreffpunkt der einfallenden Photonen wurde dafür auf den Mittelpunkt der Kreisfläche des Streuers festgelegt.

Anfangsenergie der Photonen	10 keV
Ohne Wechselwirkung	54,2 %
Compton mit $\theta \neq 90^\circ$ oder Photoeffekt	44,2 %
Compton mit $\theta \approx 90^\circ$	1,6 %

Tabelle 4.1: Häufigkeiten unterschiedlicher Wechselwirkungsprozesse bei einem 2 mm dicken Streuer aus Beryllium für Photonen mit einer Anfangsenergie von 10 keV.

In Tabelle 4.1 sind die Häufigkeiten unterschiedlicher Prozesse der simulierten Photonen mit einer Energie von 10 keV am Beispiel eines 2 mm dicken Streuer aus Beryllium zu sehen. Hier fällt auf, dass ungefähr 54 % der Photonen den Streuer passieren ohne eine Wechselwirkung zu erfahren. Etwa 44 % aller Photonen werden entweder

im Streuer aufgrund des Photoeffekts gestoppt oder erfahren zwar die Compton-Streuung, werden jedoch nicht in den Winkelbereich gestreut, der von den umliegenden Absorbern abgedeckt wird. Etwa 1,6% der Photonen werden im richtigen Winkel gestreut und können dadurch für die Bestimmung der Polarisation herangezogen werden.

Abbildung 4.10 zeigt für die verschiedenen Materialien die Effizienz des Detektors, also die Anzahl der im $\theta \approx 90^\circ$ -Winkel gestreuten und detektierten Photonen im Verhältnis zur Gesamtanzahl auf den Streuer treffender Photonen, in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Photonen. Im unteren Energiebereich scheint Beryllium

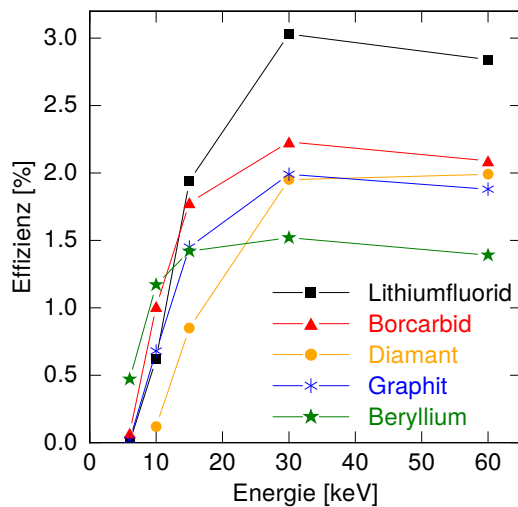


Abbildung 4.10: Effizienz der Compton-gestreuten und detektierten Photonen bei verschiedenen Streumaterialien in Prozent in Abhängigkeit von deren Energie.

als Streuer das geeignetste Material zu sein. Dies ist auf die niedrige Kerladungszahl Z von Beryllium zurückzuführen und die dadurch niedrigere Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts im Vergleich zu den anderen Materialien wie in Abschnitt 4.1.2 gezeigt wurde. Diamant weist für Energien ab ungefähr 20 keV eine bessere Effizienz als Beryllium auf, ist jedoch für Photonen mit Energien unter 10 keV ungeeignet, da in der Simulation keine Compton-gestreuten Photonen detektiert werden konnten. Die Anzahl der gestreuten und detektierten Photonen ist bei Lithiumfluorid, Borcarbid und Graphit für Photonenenergien oberhalb 15 keV im Vergleich zu Beryllium ebenfalls größer. Doch auch bei diesen Materialien ist die Compton-Streuung von Photonen mit 6 keV Energie mit diesem Aufbau kaum nachzuweisen.

Für die Auswahl eines geeigneten Streuermaterials sind jedoch noch andere Eigenschaften ausschlaggebend. So ist Beryllium krebserregend und kann beim Einatmen schwerste Erkrankungen hervorrufen. Außerdem wird Beryllium bei einer Temperatur von 26 mK supraleitend was etwa den typischen Betriebstemperaturen von metallischen magnetischen Kalorimetern entspricht. Dies würde wie in Kapitel 3.2.1 erwähnt zu sehr langen Thermalisierungszeiten im Streuer und somit zu großen Ab-

klingszeiten führen. Lithiumfluorid ist ein Isolator in welchem bei der Absorption von Photonen Elektron-Loch-Paare erzeugt werden und dadurch die Energieauflösung reduziert wird, wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben. Des Weiteren werden die in der Arbeitsgruppe entwickelten Detektoren alle mittels Mikrostrukturierung hergestellt und folgen einer planaren Detektorgeometrie wie später in Kapitel 5.4 zu sehen ist. Aufgrund der Notwendigkeit eines aktiven Streuers, um die vom rückgestreuten Elektron deponierte Energie zu messen wie in Abschnitt 4.1.1 erläutert wurde, ist die Mikrostrukturierbarkeit des Streuers daher von großer Bedeutung. Nach allen anderen Detektorlagen beinhaltet dies als letzten Herstellungsschritt die elektrochemische Abscheidung oder die Kathodenzerstäubung des Streuermaterials. Hier scheinen jedoch alle Materialien mit den in unserem Reinraum zur Verfügung stehenden Prozessen nicht kompatibel zu sein. Eine alternative Möglichkeit wäre es den Streuer auf den ansonsten fertiggestellten Detektor zu kleben. Hierbei ist jedoch die thermische Ankopplung nicht optimal, was eine vergrößerte Signalanstiegszeit zur Folge hätte. Ein anderer Weg wäre das Streuermaterial als Substrat zu verwenden und alle benötigten Detektorlagen in umgekehrter Reihenfolge auf diesem zu prozessieren. Dazu müsste das Substratmaterial jedoch chemisch inert sein, da es so mit allen benötigten Lösemittel, Fotolackentwickler und Ätzprozessen, welche bei der Herstellung notwendig sind, in Berührung käme.

4.2 Rayleigh-Polarimetrie

Aufgrund der Schwierigkeiten bei der Herstellung eines aktiven Streuers mit den in Frage kommenden Materialien wurde eine weitere Methode in Betracht gezogen welche die Rayleigh-Streuung als zu Grunde liegenden physikalischen Prozess verwendet. Hierbei wurde eine planare Detektorgeometrie gewählt um die Fabrikation im Reinraum möglichst einfach zu halten.

4.2.1 Rayleigh-Streuung

Als Rayleigh-Streuung bezeichnet man die elastische kohärente Streuung von Photonen an der Atomhülle eines Atoms wie in Abbildung 4.11 schematisch dargestellt. Hierbei wird das Photon im Gegensatz zur Compton-Streuung nicht an freien sondern an den stark gebundenen Elektronen gestreut und es findet kein Energieübertrag auf das Atom oder die Elektronen statt. Das gestreute Photon ändert dabei nur seine Ausbreitungsrichtung. Aufgrund dessen ist es möglich einen passiven Streuer zu verwenden der nicht wie im Fall der Compton-Streuung ausgelesen werden muss. Die Berechnung der Rayleigh-Streuung führt man häufig mit Hilfe einer Formfaktornäherung durch [Bat12]. Dabei wird die Streuamplitude mit einem Formfaktor $f(q, Z)$

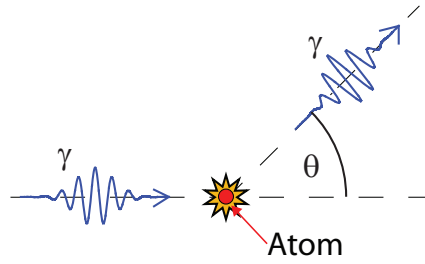


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung der Rayleigh-Streuung an einem stark gebundenen Elektron eines Atoms. Das einfallende Photon γ wird an der Atomhülle gestreut ohne dass ein Energieübertrag auf das Elektron oder das Atom stattfindet. Der Streuwinkel θ gibt den Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Photon an.

[Hub75] beschrieben, welcher der Fourier-Transformation der Ladungsverteilung eines Atoms entspricht. Für Photonenenergien viel größer als die Bindungsenergie der Elektronen kann der differentielle Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \theta) f^2(q, Z) \quad (4.9)$$

mit dem klassischen Elektronenradius r_e beschrieben werden [Kan86]. Für eine sphärische Ladungsverteilung $\rho(r)$ eines Streuatoms mit Kernladungszahl Z erhält man mit dem Impulsübertrag von

$$q = \frac{2E}{\hbar c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (4.10)$$

den Formfaktor

$$f(q, Z) = 4\pi \int \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr. \quad (4.11)$$

Die bei der Rayleigh-Streuung gestreuten Photonen orientieren sich für höhere Energien stark in Vorwärtsrichtung und für den totalen Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung pro Atom folgt

$$\sigma_R = \pi r_e^2 \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2 \theta) f^2(\theta, Z) d(\cos \theta) \quad (4.12)$$

[Hub75]. In Abbildung 4.12 ist der atomare Formfaktor $f(\theta)$ für das Element Kupfer in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ und für unterschiedliche Energien der einfallenden

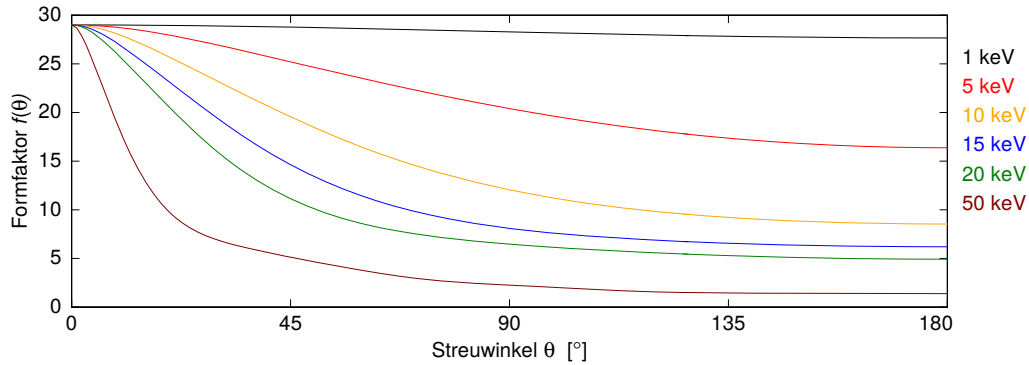


Abbildung 4.12: Atomarer Formfaktor $f(\theta)$ für das Element Kupfer in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ für unterschiedliche Energien der Photonen. Die Werte des Formfaktors stammen aus [Hub75].

Photonen gezeigt. Wie zu erkennen nimmt er für steigende Energien und steigende Streuwinkel θ rapide ab. Aufgrund dessen ist es ratsam beim Aufbau eines Detektors den Streuer so zu positionieren, dass eher bei kleineren Winkeln die bevorzugt vorwärts gestreuten Photonen nachgewiesen werden. Jedoch ist die Intensitätsmodulation der gestreuten Photonen am größten für $\theta = 90^\circ$ [Roy86]. Somit muss für die Positionierung des Streuers ein Kompromiss gefunden werden, bei dem genügend Photonen Rayleigh-gestreut werden die trotzdem eine ausreichende Intensitätsmodulation aufweisen um die Polarisation zu bestimmen.

Um eine große Ausbeute an Rayleigh-gestreuten Photonen zu erhalten ist wie bei der Compton-Streuung die richtige Wahl des Streuermaterials ein wichtiges Kriterium. Der Wirkungsquerschnitt 4.12 der Rayleigh-Streuung σ_R hängt in guter Näherung mit $\sigma_R \propto Z^2$ von der Kernladungszahl ab. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung von der Kernladungszahl ist durch $\sigma_C \propto Z$ gegeben. Damit die Rayleigh-Streuung der dominanteren Streueffekt ist sind Materialien mit größerem Z als Streuer geeigneter. Links in Abbildung 4.13 sind die Abschwächungskoeffizienten λ der in dem Energiebereich von 1 keV bis 100 keV dominanten Prozesse für die drei Materialien Kupfer, Silber und Gold zu sehen. Wie zu erkennen ist, ist die Rayleigh-Streuung in Gold und Silber ausgeprägter als bei Kupfer. Jedoch ist bei diesen zwei Materialien die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts für Energien zwischen 3 keV und 9 keV um bis zu einer Größenordnung höher als die in Kupfer. Damit die Photonen, nachdem sie Rayleigh-gestreut wurden, den Streuer auch verlassen können, sollte die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts so klein wie möglich sein. Die Compton-Streuung ist bei den drei Materialien erst ab Energien von ungefähr 60 keV von Bedeutung. Dadurch scheinen diese Materialien vielversprechende Kandidaten für einen passiven Streuer bei einem Rayleigh-Polarimeter

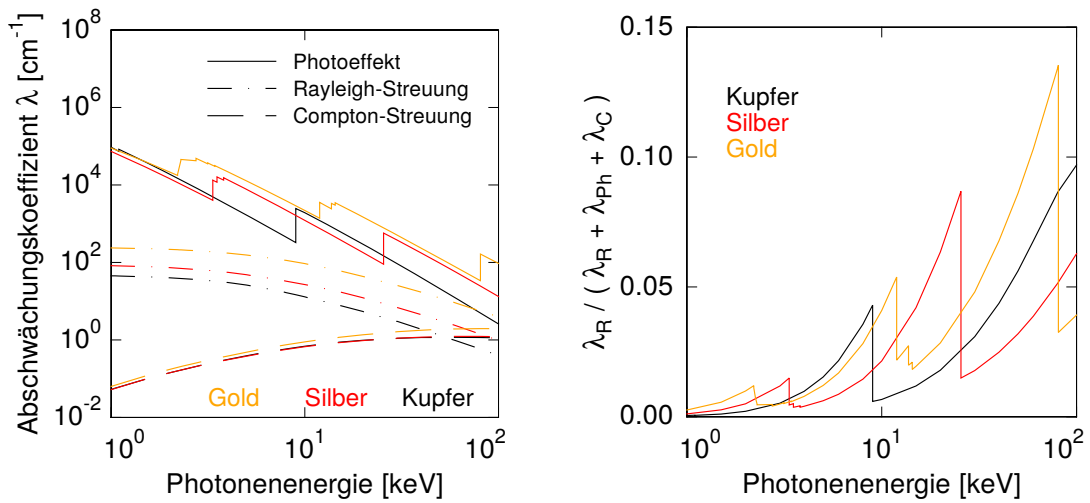


Abbildung 4.13: Links: Lineare Abschwächungskoeffizienten λ der Rayleigh-Streuung, der Compton-Streuung und des Photoeffekts in Abhängigkeit der einfallenden Photonenergie für die Materialien: Kupfer, Gold und Silber. Die Werte der Wirkungsquerschnitte stammen aus [Ber10]. **Rechts:** Anteil der Rayleigh-Streuung an der Gesamtabschwächung der Photonen aufgrund Rayleigh-Streuung, Compton-Streuung und Photoeffekt.

zu sein. Rechts in Abbildung 4.13 ist der Anteil der Rayleigh-Streuung an der Gesamtabschwächung in Abhängigkeit der Photonenergie für die drei oben erwähnten Materialien aufgetragen. Hier erkennt man, dass für Photonenergien zwischen ungefähr 3 keV und 9 keV Kupfer das geeignetste Material für einen passiven Streuer ist, da hier der Anteil der Rayleigh-Streuung am größten ist. Aufgrund der Absorptionskante fällt nach 9 keV der Anteil der Rayleigh-Streuung schlagartig ab. Zwischen 9 keV und 12 keV ist bei einem Streuer aus Gold der Anteil der Rayleigh-Streuung am ausgeprägtesten und der Rayleigh-Anteil an der Gesamtabschwächung bei Silber ist zwischen 12 keV und 26 keV am größten. Somit hängt die Wahl des Streuermaterials auch vom betrachteten Energiebereich ab.

Eine lineare Polarisation der eingehenden Photonen führt bei Rayleigh-Streuung, wie links in Abbildung 4.3 für die Compton-Streuung angedeutet, ebenfalls zu einer Intensitätsmodulation der Photonen die unter einem Azimutalwinkel φ im Bezug zum Polarisationsvektor gestreut werden. Für die Intensitätsmodulation findet sich folgender Zusammenhang

$$I(\varphi) \propto M \cdot P \cdot \sin^2(\varphi + \varphi_0) + \frac{1}{2}(1 - M \cdot P) \quad (4.13)$$

[Tas09]. Hierbei ist P der Grad der linearen Polarisierung, φ_0 die Polarisationsrichtung der Photonen und M eine Modulationsfunktion. In allen Theorien, welche auf

Formfaktornäherungen basieren, ist die Modulation der Intensität unabhängig vom Streuatom und der Photonenenergie im Bereich bis 100 keV und für komplett polarisierte Strahlung durch

$$M = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (4.14)$$

gegeben [Roy86]. Diese erreicht ihr Maximum für $\theta = 90^\circ$. Dadurch ist bei einem Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ die Intensitätsverteilung der Rayleigh-gestreuten Photonen am ausgeprägtesten. Die Rayleigh-Streuung selbst findet aber aufgrund des rapide abnehmenden Formfaktors, wie in Abbildung 4.12 gezeigt, bevorzugt in Vorwärtsrichtung statt.

4.2.2 Design eines Rayleigh-Polarimeters

Um eine planare Detektorgeometrie zu ermöglichen welche durch Mikrostrukturierungsprozesse im Reinraum leicht realisierbar ist, wurde als Teil dieser Arbeit ein Design entwickelt welches die Rayleigh-Streuung als physikalischen Streuprozess verwendet und somit nur einen passiven Streuer benötigt. Abbildung 4.14 zeigt schematisch die Idee solch einer Anordnung, bei der die Absorber planar in einem festen Abstand unter dem Streuer angebracht sind. Hierbei wird durch eine Schattenmaske

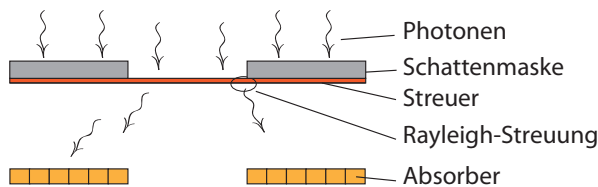


Abbildung 4.14: Schematische Skizze einer Anordnung in der Photonen an einem durch eine Schattenmaske abgedeckten Streuer Rayleigh-gestreuert und von den Absorbern detektiert werden.

gewährleistet, dass die Photonen nur an bestimmten Stellen auf den Streuer treffen können um dort Rayleigh-Streuung zu erfahren. Die, wie in Abschnitt 4.2.1 gezeigt, bevorzugt vorwärts gestreuten Photonen werden dann von den darunter liegenden Absorbern detektiert. Unterhalb des Streuers selbst dürfen sich keine Absorber befinden, da diese durch die Photonen, welche den Streuer ohne Interaktion passieren, gesättigt würden. Weiterhin werden in diesen Raumbereich zwar viele Photonen Rayleigh-gestreuert, jedoch ist nach Gleichung 4.13 die Polarisationsabhängigkeit der Intensität $I(\varphi)$ und damit der Informationsgehalt dieser Photonen für diese Winkel stark reduziert.

Das Design welches in dieser Arbeit entwickelt und im hauseigenen Reinraum gefertigt wurde ist in Abbildung 4.15 zu sehen. Das Polarimeter besteht aus zwei Ebenen. Eine Ebene welche den Streuer beinhaltet und in einem festen Abstand über

der zweiten Ebene, dem eigentlichen Detektorchip, platziert ist. Durch den gewählten Abstand kann der Streuwinkel θ festgelegt werden unter welchem die Rayleigh-gestreuten Photonen detektiert werden sollen. Die Schattenmaske definiert die ak-

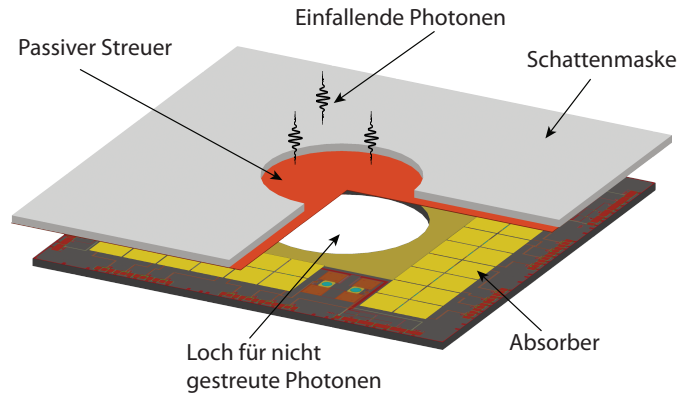


Abbildung 4.15: Schematische Zeichnung eines auf der Rayleigh-Streuung basierenden Polarimeters. Die Streufläche ist durch eine Schattenmaske begrenzt, die Absorber liegen seitlich versetzt unter dem Streuer. Ein Loch in der Mitte des Detektorchips sorgt dafür, dass nicht gestreute Photonen nicht auf das Substrat treffen und dadurch das Detektorarray erwärmen.

tive Fläche des Streuers und eine thermische Ankopplung der Schattenmaske zum Wärmebad des Kryostaten verhindert eine Erwärmung der Maske aufgrund von absorbierten Photonen. Der Streuer besitzt eine effektive Streufläche von 31 mm^2 . Die Absorber liegen rechteckig um den Streuer verteilt. Der Detektorchip besteht aus 64 Pixeln, wobei sich immer zwei Pixel einen Auslesekanal teilen, wie in Kapitel 3.4.3 gezeigt wurde. Durch die hohe Anzahl an Pixeln wird die benötigte hohe Ortsauflösung erreicht um die Intensitätsmodulation in Abhängigkeit des Azimutalwinkels φ zu vermessen. Damit die nicht gestreuten Photonen nicht nur nicht detektiert werden, sondern auch nicht auf das Substrat des Detektorchips treffen, absorbiert werden und diesen somit erwärmen, sorgt ein durch den Wafer geätztes Loch unterhalb des Streuers dafür, dass diese direkt auf den Experimentierhalter auftreffen.

4.2.3 Simulation eines Rayleigh-Polarimeters

Bei dem, in Abschnitt 4.2.2 gezeigten, Rayleigh-Polarimeter, befindet sich der Streuer in einem Abstand von 5 mm über dem Detektorchip. Die Anordnung der Pixel für die Simulation ist links in Abbildung 4.16 zu sehen. Der Streuer (in rot eingefärbt) besitzt eine effektive Streufläche von 31 mm^2 . Durch die gewählte Geometrie werden in Richtung von Pixel (1) nur die Photonen detektiert, welche vom Mittelpunkt des

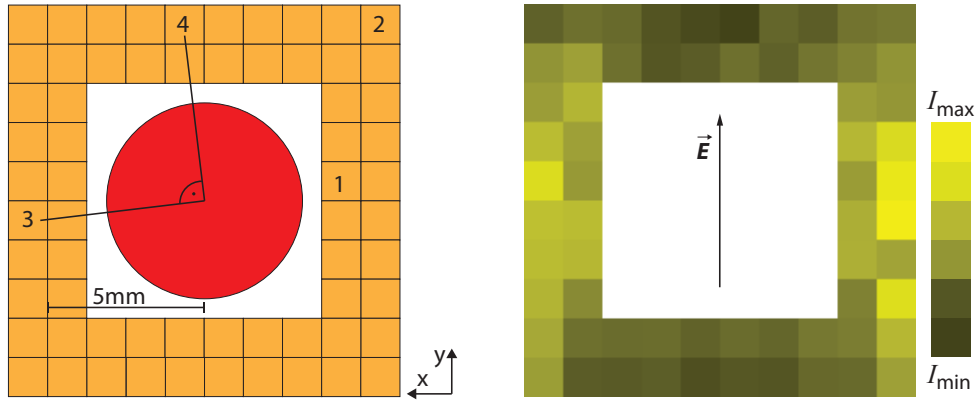


Abbildung 4.16: Links: Simulationsanordnung der Verteilung der 64 Pixel (orange) um den Streuer (in rot eingefärbt). **Rechts:** Relative Intensitätsverteilung von $4 \cdot 10^6$ in $20 \mu\text{m}$ dickem Kupfer gestreuten Photonen mit Energien von 8 keV und linearer Polarisation in y -Richtung.

Streuer aus gesehen im Winkelbereich zwischen $\theta = 37^\circ$ und $\theta = 51^\circ$ gestreut wurden. Für die in den Ecken liegenden Pixeln (zum Beispiel Pixel (2)) weicht dieser Winkelbereich ab und reicht von $\theta = 47^\circ$ bis $\theta = 61^\circ$. Die einzelnen Absorber haben eine Kantenlänge von $1250 \mu\text{m}$, eine Dicke von $30 \mu\text{m}$ und insgesamt sind 64 Absorber um den Streuer verteilt. Für den Streuer wurden die Materialien Kupfer, Silber und Gold, mit ihren in Abbildung 4.13 gezeigten Abschwächungskoeffizienten, simuliert. Die Dicke des Streuermaterials wurde so gewählt, dass die Intensität der auftreffenden Photonen hinter dem Streuer auf $1/e$ abfällt. Die Energie der Photonen beträgt 8 keV und die lineare Polarisation der Photonen wurde in y -Richtung angenommen. Es wurden insgesamt $N = 4 \cdot 10^6$ einfallende Photonen simuliert, welche zufällig verteilt auf der gesamten aktiven Fläche des Streuers auftreffen. Abbildung 4.16 zeigt rechts die relative Intensitätsverteilung der Pixel für einen Kupferstreuer mit $20 \mu\text{m}$ Dicke. Diese erhält man, indem die Intensität I_φ eines Pixels durch die Intensität $I_{\varphi+90^\circ}$ des um 90° rotierten Pixels geteilt wird. Diese interne Normierung kann verwendet werden, da, aufgrund der 90° -Rotationssymmetrie des Detektoraufbaus, für jedes Pixel (zum Beispiel Pixel (3) in Abbildung 4.16), immer ein weiteres Pixel (Pixel (4)) mit identischem Abstand zum Streuer existiert jedoch mit um $\varphi + 90^\circ$ verschiedenem Winkel. Durch diese Normierung werden geometrische Effekte wie unterschiedliche Abstände der Pixel vom Streuer korrigiert [Tas05]. Wie man gut erkennen kann erfolgt die Streuung der Photonen bevorzugt im Winkel von $\varphi = 90^\circ$ zur eingezeichneten Polarisationsrichtung, denn hier wurde die größte Intensität in den Pixeln detektiert. Die Effizienzen der Rayleigh-gestreuten und detektierten Photonen für die unterschiedlichen Streuermaterialien sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Zu erkennen ist, dass wie bei der Compton-Streuung, die Photonen hauptsächlich den Streuer passieren oder in Richtungen gestreut werden in denen sie nicht detektiert

Material; Dicke	Kupfer; 20 μm	Gold; 2,5 μm	Silber; 4,4 μm
Effizienz	0,20 %	0,14 %	0,07 %

Tabelle 4.2: Effizienz der verschiedenen Streuermaterialien für die Rayleigh-Streuung bei einer Photonenenergie von 8 keV. Angegeben ist die Anzahl der Rayleigh-gestreuten und gleichzeitig detektierten Photonen.

werden können. Für Kupfer mit einer Dicke von 20 μm werden 0,20 % der Rayleigh-gestreuten Photonen detektiert.

Aus der Winkelverteilung der Rayleigh-gestreuten Photonen kann die Polarisationsrichtung der einfallenden Photonen bestimmt werden. Links in Abbildung 4.17 ist die Winkelabhängigkeit der relativen Intensität der Rayleigh-gestreuten Photonen mit 8 keV Energie und linearer Polarisation in y -Richtung für einen Kupferstreuer mit der Dicke 20 μm und für insgesamt $N = 2 \cdot 10^6$ simulierte einfallende Photonen dargestellt. Für die Bestimmung der Ungenauigkeit wurden, wie zuvor in Abschnitt

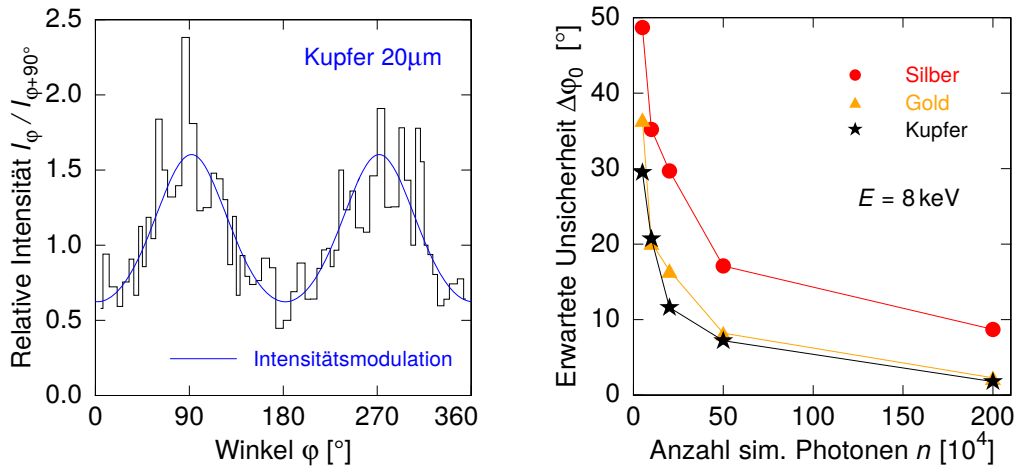


Abbildung 4.17: Links: Winkelabhängigkeit der Streuintensität für Photonen mit 8 keV Energie. Die angepasste Intensitätsmodulation ist in blau dargestellt. **Rechts:** Erwartete Unsicherheit des Winkels φ_0 der Polarisationsrichtung in Abhängigkeit von der Anzahl n an simulierten Photonen mit einer Energie von 8 keV bei drei unterschiedlichen Streuermaterialien. Die erwarteten Unsicherheiten sind dabei als Messpunkte aufgetragen. Zur besseren Übersichtlichkeit des Verlaufs wurden die Messpunkte durch Linien miteinander verbunden.

4.1.3 erwähnt, insgesamt $N = 4 \cdot 10^6$ auf den Streuer treffende Photonen simuliert, die aus einzelnen Datensätzen mit jeweils n Photonen bestehen. An jeden einzelnen Datensatz bestehend aus n Photonen wurde dann die Gleichung $I_\varphi / I_{\varphi+90^\circ}$ numerisch angepasst mit φ_0 und P als freie Parameter. Für die Modulationsfunktion M wurde ein konstanter Wert für das jeweilige Streuermaterial verwendet. Dieser Wert wurde bestimmt, indem an $N = 4 \cdot 10^6$ simulierte Photonen selbige Gleichung angepasst

wurde, jedoch mit den in der Simulation eingestellten Werten $\varphi_0 = 0^\circ$ und $P = 1$. Der so bestimmte Parameter M entspricht dadurch einem effektiven Streuwinkel θ_{eff} . Abbildung 4.17 zeigt rechts die erwartete Unsicherheit des Winkels φ_0 der Polarisationsrichtung in Abhängigkeit von der Anzahl n an simulierten Photonen, welche nach Gleichung 4.8 bestimmt wurde. Die Energie der simulierten Photonen beträgt 8 keV und die Simulation wurde mit den drei Streuermaterialien Kupfer, Silber und Gold durchgeführt. Wie man gut erkennen kann, beträgt die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Polarisationsrichtung ab 200 000 auf den Streuer treffende Photonen in etwa $\Delta\varphi_0 = 10^\circ$ für einen Streuer aus Kupfer. Silber als Streuermaterial weist eine deutlich höhere Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Polarisationsrichtung auf. Dies ist auf die bei dieser Energie geringe Effizienz der Rayleigh-Streuung im Vergleich zur Gesamtabschwächung, wie rechts in Abbildung 4.13 zuvor gezeigt, und den dadurch viel weniger gestreuten und detektierten Photonen zurückzuführen. Die Ungenauigkeit der Polarisationsrichtungsbestimmung bei Verwendung eines Streuers aus Gold weicht nicht stark von der bei einem Streuer aus Kupfer ab. Jedoch beträgt die Dicke des Streuers aus Gold, aufgrund der geforderten Abschwächung auf $1/e$ der Gesamtintensität nur $2,5\ \mu\text{m}$. In Folge dessen ist Kupfer als Streuermaterial durch die einfachere Handhabung einer $20\ \mu\text{m}$ dicken Folie unter den gegebenen Anforderungen die beste Wahl. Allerdings lässt sich das Streuermaterial aufgrund der Geometrie mit zwei Ebenen leicht austauschen und an die gewünschte Energie anpassen. Zum Beispiel kann für 20 keV ein Streuer aus Silber gewählt werden.

Aufgrund der großen Fläche des Streuers relativ zu der Fläche eines Absorbers existiert eine große Unsicherheit im Streuwinkel θ und es kommt zu einer Verschmierung des Azimutalwinkels φ . Um zu untersuchen ob ein flächenmäßig kleinerer Streuer eine genauere Winkelbestimmung liefert, wurde am Beispiel von Kupfer, selbige Simulation mit insgesamt $N = 4 \cdot 10^6$ auf den Streuer treffende Photonen an einem Streuer mit 1 mm Durchmesser durchgeführt. Dadurch erhält man, beispielhaft bei 100 000 auf den Streuer einfallende Photonen, eine Verbesserung bei der Winkelbestimmung von $\Delta\varphi_0 = 20^\circ$ auf $\Delta\varphi_0 = 18^\circ$. Diese Verbesserung rechtfertigt jedoch nicht einen kleineren Streuer, da hierbei die 100 000 Photonen nicht auf die gleiche sondern die neunfach kleinere Fläche treffen. Die Zeit, welche benötigt würde um die gleiche Anzahl an Photonen zu erhalten, wäre somit ebenfalls neunmal größer.

5. Das zweidimensionale Detektorarray PolarmaXs zur Polarisationsmessung

Auf den folgenden Seiten werden das Design sowie die Optimierung und die Herstellung der PolarmaXs-Detektoren genauer erläutert. Aufgrund der hohen Anzahl von 64 einzelnen Absorbern und deren großer Fläche wird mit dieser Anordnung einerseits ein größerer Raumwinkel im Vergleich zu älteren Detektoren abgedeckt, andererseits ermöglicht dies in Kombination mit einem Streuer die Messung der Polarisationsrichtung von polarisierten Photonen, wie in Kapitel 4.2.3 gezeigt, und zwar mit einer höheren Energieauflösung im Vergleich zu herkömmlichen Halbleiter-Polarisationsdetektoren.

Der Detektor ist auf Photonenenergien von bis zu 20 keV optimiert, wie in Kapitel 2 erwähnt wurde. Die Absorberdicke wurde daher auf 30 μm mit Gold als Absorbermaterial festgelegt. Die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen mit 20 keV beträgt dann 96 %. Je nach Anforderung kann die Dicke der Absorber jedoch problemlos von 5 μm bis 50 μm variiert werden.

5.1 Detektoroptimierung

In diesem Kapitel wird das in Abschnitt 4.2.2 vorgestellte Rayleigh-Polarimeter betrachtet. Um die bestmögliche Energieauflösung zu erzielen, wurde eine numerische Optimierung durchgeführt. Dazu wurden die zuvor in Kapitel 3.5 beschriebenen Gleichungen verwendet. Tabelle 5.1 zeigt alle Größen die als Randbedingungen in die Simulation eingeflossen sind und im Folgenden genauer erklärt werden. Die Arbeitstemperatur des Detektors ist durch den verwendeten Kryostaten, beschrieben in Kapitel 6.1.1, limitiert und wurde auf $T = 20 \text{ mK}$ festgelegt. Wie im vorigen Kapitel gezeigt, ist es notwendig ein Loch in die Mitte des Detektorchips zu ätzen. Der kreisförmige Streuer hat einen Durchmesser von 6 mm um eine große aktive Fläche zu gewährleisten weswegen dieses Loch im Chip ebenfalls mindestens diesen Durchmesser besitzen muss. Damit die Fläche außerhalb des Loches möglichst lückenlos mit Absorptionsfläche abgedeckt wird, wurde eine Kantenlänge der Absorber von 1250 μm gewählt. Die Dicke der Absorber von 30 μm ist, wie weiter oben erwähnt, aufgrund der Anforderung 20 keV Photonen stoppen zu können festgelegt. Bei einigen der gewählten Größen ist man durch die Techniken der lithographischen Mikrofabrikation begrenzt. Jedoch sind Mäanderstreifenbreiten von $w = 3,5 \mu\text{m}$ und Mitte-zu-Mitte-Abstände von $p = 7 \mu\text{m}$ mit maskenlosen lithografischen Systemen

problemlos möglich. Kleinere Werte für p und w wurden nicht gewählt um die Reproduzierbarkeit bei großen Detektorarrays zu erhöhen und die Fehleranfälligkeit zu

Betriebsparameter		Einkoppelspule	
Betriebstemperatur	20 mK	Mäanderstreifenbreite	3,5 μm
Signalanstiegszeit	25 μs	Mitte-zu-Mitte-Abstand	7 μm
Signalabklingzeit	3 ms	Dicke	250 nm
Teilchenabsorber aus Gold		Detektor-SQUID	
Absorberdicke	30 μm	Einkoppelinduktivität	1,1 nH
Absorberfläche	(1250 μm) ²	Einkoppelsensitivität	12,7 $\mu\text{A}/\Phi_0$
Wärmekapazität	67,1 pJ/K	$1/f$ -Rauschen $\sqrt{S_{\Phi}^{1/f}}(1 \text{ Hz})$	5 $\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$
		$1/f$ -Exponent ξ	0,9
RRR	30	Weißes Rauschen $\sqrt{S_{\Phi}^w}$	0,2 $\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$
		Parasitäre Induktivitäten	0,5 nH
Temperatursensor			
Isolationsschichtdicke zwischen Sensor und Einkoppelspule		300 nm	
RRR von gesputtertem <u>Ag:Er</u>		2,4	
Relative Stärke α der RKKY Wechselwirkung		12,5	
$1/f$ -Rauschen pro Erbiumion $S_{\Phi}^{\text{Er}}(1 \text{ Hz})$		0,117 $\mu\text{B}^2/\text{Hz}$	
Exponent ζ des $1/f$ -Rauschens der Erbiumionen		0,9	

Tabelle 5.1: Eingangsparameter für die Optimierungssimulation des PolarmaXs-Detektors.

minimieren. Sowohl die Dicke der mäanderförmigen Einkoppelspule als auch die Dicke der daraufliegenden Isolationsschicht wurden herstellungsbedingt auf je 250 nm und 300 nm festgelegt. Dadurch ist gewährleistet, dass die Spule auch an den Kanten vollständig von der Isolationsschicht abgedeckt ist. Das Restwiderstandsverhältnis (RRR)¹, welches ein Indiz für die Anzahl an Fehlstellen im Material ist und somit die thermische Leitfähigkeit der Materialien mitbestimmt, fließt in die Berechnung des Johnson-Rauschens des Detektors ein. Für Ag:Er wurde der Wert $RRR = 2,4$ von gesputtertem Silber-Erbium und für die Absorber aus galvanisiertem Gold ein typischer Wert von $RRR = 30$ angenommen. Als Signalanstiegszeit τ_0 wurden 25 μs gewählt, wie in Kapitel 3.2.2 erläutert. Der Wert für die Signalabklingzeit τ_1 wurde auf 3 ms festgelegt. Dadurch wird auch bei hohen Zählraten von 40 Hz sichergestellt, dass der Sensor ausreichend schnell mit dem Wärmebad ins thermische Gleichgewicht gelangt bevor das nächste Photon einschlägt. Die Signalanstiegszeit und die Abklingzeit werden über die geometrischen Gegebenheiten des Kontakts zwischen

¹Englisches Akronym für **R**esidual **R**esistivity **R**atio

Absorber und Sensor einerseits, beziehungsweise zwischen Sensor und Wärmebad andererseits und somit über deren thermische Kopplung zueinander festgelegt. Für das Detektor-SQUID, beschrieben in Kapitel 6.2, welches ebenfalls in unserer Arbeitsgruppe hergestellt wird wurden typische Werte angenommen (vgl. Tabelle 5.1).

Die Größen welche durch die Optimierung variiert werden sind sowohl die Konzentration x der Erbiumatome im Sensor, die geometrischen Abmessungen des Sensors mit Höhe h and Fläche A_s , als auch der Dauerstrom I_0 in der mäanderförmigen Einkoppelpule. Die Fläche der magnetfelderzeugenden mäanderförmigen Einkoppelpule wird dabei der Fläche des Sensors gleichgesetzt. Die Simulation berechnet sowohl die unterschiedlichen Rauschbeiträge die in Kapitel 3.5.2 erläutert wurden, als auch die daraus folgende Energieauflösung des Detektors. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse

Temperatursensor		Einkoppelpule	
Er ³⁺ Konz. x	283 ppm	Optimaler Feldstrom I_0	69,7 mA
Sensordicke h	3,0 μm	Einzelmäanderinduktivität L_m	9,57 nH
Sensorfläche A_s	(492 μm) ²	SQUID-Kopplung $\partial\Phi_s/\partial\Phi$	3,0 %
Wärmekapazität C_{er}	40,0 pJ/K		

→ Energieauflösung des Detektors $\Delta E_{\text{FWHM}} = 17,6 \text{ eV}$

Tabelle 5.2: Ergebnis der numerischen Optimierungssimulation des PolarmaXs-Detektors mit den Eingangsparametern aus Tabelle 5.1 bei $T = 20 \text{ mK}$.

der Optimierung für die oben beschriebenen Eingangsparameter aufgeführt. Mit einer optimalen Sensorfläche von $A_s = (492 \mu\text{m})^2$ und einer Sensorhöhe von $h = 3,0 \mu\text{m}$ erhält man eine erwartete Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 17,6 \text{ eV}$. Die optimale Konzentration der Erbiumatome beträgt dabei 283 ppm. Für die Wärmekapazität des Sensors wurde ein Wert von $C_{er} = 40,0 \text{ pJ/K}$ ermittelt.

Aufgrund der in unserem Reinraum existierenden Gegebenheiten ist es jedoch nicht ohne weiteres möglich, die Konzentration der Erbiumatome während des Herstellungsprozesses zu variieren. Die Erbiumkonzentration ist somit durch das hier verwendete Ag:Er Sputtertarget mit einer nominellen Konzentration von $x = 320 \text{ ppm}$ festgelegt. Mit Hilfe von Co-Sputtern, dem gleichzeitigen Abtragen von zwei Sputtertargets wobei ersteres aus reinem Silber und zweiteres aus Erbium-dotiertem Silber bestünde, könnte in Zukunft die Konzentration variiert werden wie es in älteren Arbeiten am Beispiel von Au:Er als Sensormaterial gezeigt wurde [Sch12]. Mit einer Kantenlänge der Sensoren von 492 μm und den darüberliegenden Absorbern mit 1250 μm Kantenlänge steht unterhalb der Absorber mehr als genügend Raum für die Leitungsführung der einzelnen Elemente zur Verfügung. Um bei der Herstellung Sensormaterial zu sparen wurde die Sensorkantenlänge auf 750 μm festgelegt, wodurch die Dicke des Sensors reduziert werden kann. Das Resultat der Optimierung

Temperatursensor		Einkoppelspule	
Er ³⁺ Konz. x	320 ppm	Optimaler Feldstrom I_0	58,8 mA
Sensordicke h	2,0 μm	Einzelmäanderinduktivität L_m	22,26 nH
Sensorfläche A_s	(750 μm) ²	SQUID-Kopplung $\partial\Phi_s/\partial\Phi$	0,6 %
Wärmekapazität C_{er}	71,4 pJ/K		

→ Energieauflösung des Detektors $\Delta E_{\text{FWHM}} = 19,7 \text{ eV}$

Tabelle 5.3: Parameter welche beim im Rahmen dieser Arbeit hergestellten PolarmaXs-Detektors verwendet wurden.

mit den angepassten Parametern ist in Tabelle 5.3 zu sehen. Die erhaltene Energieauflösung des Detektors entspricht nun $\Delta E_{\text{FWHM}} = 19,6 \text{ eV}$ und die Wärmekapazität des Sensors $C_{\text{er}} = 71,4 \text{ pJ/K}$.

Wie in Abbildung 5.1 zu sehen und in Kapitel 3.5.2 und 6.2.3 erläutert ist, setzt sich das in der Simulation errechnete Gesamtrauschen des Detektors aus mehreren einzelnen Rauschbeiträgen zusammen. Die Werte sind dabei in Einheiten des Flussrauschens im Detektor-SQUID angegeben. Für Frequenzen oberhalb von 5 kHz dominiert das frequenzunabhängige weiße Rauschen des SQUIDs. Der frequenzabhängige $1/f$ -Anteil des SQUIDs sowie das $1/f$ -Rauschen der Erbiumatome bestimmen das Gesamtrauschen bei Frequenzen unterhalb von 10 Hz. Im Frequenzbereich von 10 Hz bis 500 Hz sind die thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den Subsystemen des Detektors und dem Wärmebad für das Gesamtrauschen ausschlaggebend. Der Anteil des magnetischen Johnson-Rauschens am Gesamtrauschen ist vernachlässigbar klein.

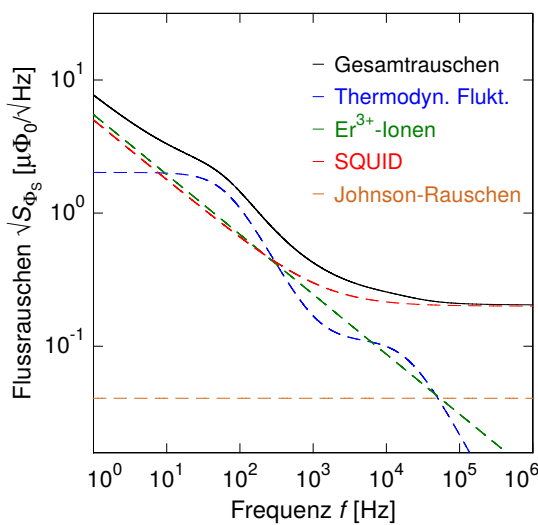


Abbildung 5.1: Errechnetes Gesamtrauschen des PolarmaXs-Detektors mit den dazugehörigen einzelnen Rauschbeiträgen bei einer Arbeitstemperatur von $T = 20 \text{ mK}$. Die für die Berechnung verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.1 und 5.3 aufgeführt.

5.2 Endgültiges Detektordesign

Im Folgenden wird das Design des im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Detektorarrays PolarmaXs näher erläutert. Der Detektor basiert hierbei auf den Ergebnissen der Optimierung aus Abschnitt 5.1 und dem Entwurf aus Kapitel 4.2.2. Das hier vorgestellte Detektorarray PolarmaXs besteht aus 64 Temperatursensoren welche jeweils mit einem Absorber verbunden sind. Abbildung 5.2 (links) zeigt eine technische Zeichnung des kompletten Detektorchips. Die Zeichnung wurde mit dem Programm Virtuoso^{®2} angefertigt und anhand dieser wurde der Detektor später im Reinraum durch Mikrostrukturierung hergestellt, wie in Abschnitt 5.4 erläutert wird. Die Größe des Detektorchips beträgt dabei 16 mm × 16 mm. Die 64 Pixel des Detektorarrays sind auf vier identische Gruppen mit jeweils 16 Pixeln aufgeteilt. In

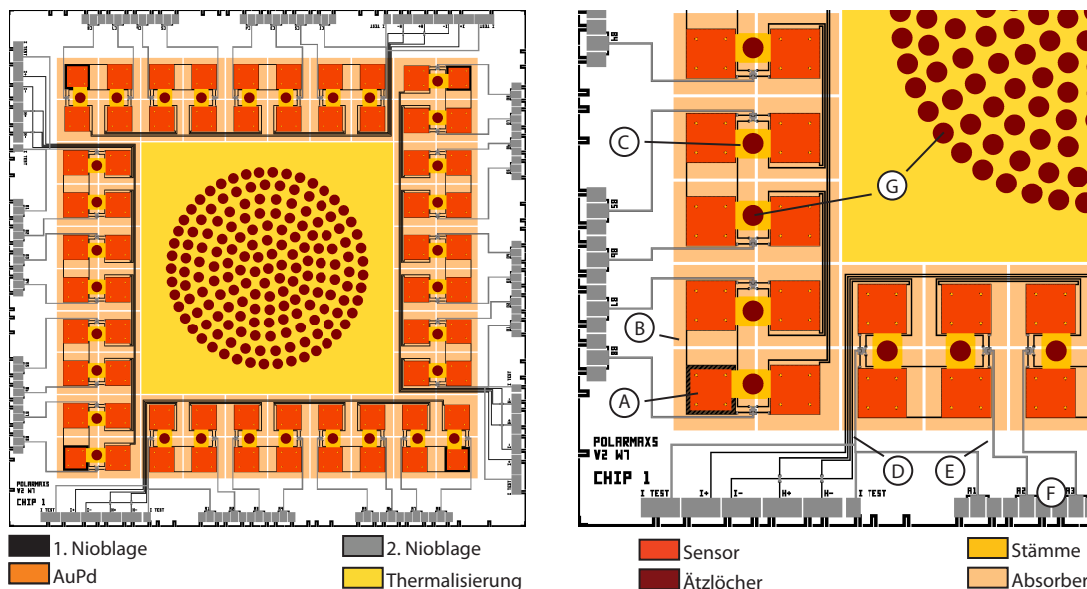


Abbildung 5.2: Technische Zeichnung des kompletten PolarmaXs-Detektorarrays (links) und eines vergrößerten Ausschnitts (rechts): (A) Temperatursensor; (B) Absorber; (C) Thermalisierung zum Wärmebad; (D) Zuleitungen für die Präparation des Dauerstroms; (E) Leitungen zur Auslese mittels SQUIDS; (F) Bondpads zur Kontaktierung des Arrays; (G) Löcher durch das Substrat.

alle Detektoren einer Gruppe kann gemeinsam ein Dauerstrom präpariert werden. Abbildung 5.2 (rechts) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Detektorchips. In orange sind die Temperatursensoren (A) zu sehen. Darüber liegen die in transparenter Farbe (beige) dargestellten Absorber (B). Die Abmessungen dieser sind, wie zuvor

²Cadence Design Systems, Inc., Bagshot Road, Bracknell, Berkshire, RG12 OPH, United Kingdom

erwähnt, $1250\ \mu\text{m} \times 1250\ \mu\text{m}$, wodurch eine gesamte Absorberfläche von $100\ \text{mm}^2$ erreicht wird. Der Spalt zwischen zwei Absorbieren beträgt $50\ \mu\text{m}$ und ist aufgrund des verwendeten Photolacks auf diesen Wert festgelegt worden. Die Thermalisierung (C) der Pixel erfolgt über einen Goldsteg und ein aufgefülltes Loch zur Chiprückseite. Die Leiterbahnen (D), welche zur Präparation eines magnetfelderzeugenden Dauerstroms benötigt werden, besitzen eine Breite von $20\ \mu\text{m}$ und sind in Abbildung 5.2 in schwarz dargestellt. Die mäanderförmige Einkoppelspule befindet sich unter den Sensoren (A) und ist somit hier nicht zu sehen. Zwei solcher benachbarter Spulen bilden, wie in Kapitel 3.4.3 gezeigt, ein paralleles Gradiometer und werden mit einem SQUID-Kanal ausgelesen. Die Leiterbahnen für den Dauerstrom wurden derart arrangiert, dass sie in einer einzigen Nioblage hergestellt werden können ohne eine, potentiell limitierende supraleitende Verbindung über Vias zu einer zweiten Lage zu benötigen. Dadurch sind hohe Feldströme von über $120\ \text{mA}$ für den Dauerstrom möglich. Die Leiterbahnen für die Auslese (E) mittels SQUIDs sind als Streifenleiter ausgeführt, da diese nur Ströme im Bereich von $10\ \mu\text{A}$ tragen müssen. Aufgrund der Anordnung der Hin- und Rückleitung übereinander ist die Induktivität dieser Leiterbahnen stark reduziert, wodurch parasitäre Induktivitäten im Auslesekreis minimiert werden. Die Induktivität $L_{\text{ms}} = \mu_0 l g / w$ solcher Leiterbahnen ist gegeben durch Länge l , Breite w und der Dicke g der dazwischen liegenden Isolationsschicht. Bei typischen sonstigen Induktivitäten im nH-Bereich sind die Induktivitäten der Leiterbahnen mit $L_{\text{ms}} < 53\ \text{pH}$ vernachlässigbar. Sowohl die Leiterbahnen für die Präparation des Dauerstroms (D) als auch die für die Auslese (E) werden dann am Rand des Chips über die Bondpads (F) mit Hilfe von Aluminium-Bonddrähten mit den Zuleitungen und den Einkoppelspulen der SQUIDs verbunden. Dabei wurde ein neues Schema für die Kontaktflächen der Detektionsspule verwendet, die auch bei den

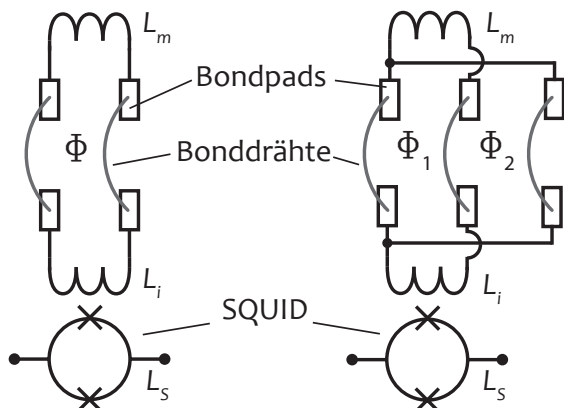


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des bisherigen Bondschemas (links) mit zwei Bondpads und des neuen Schemas (rechts) bestehend aus drei Bondpads.

neuesten in unserer Gruppe hergestellten SQUIDs Verwendung findet. In Abbildung 5.3 ist schematisch sowohl das bisherige als auch das neue Bondschema dargestellt. Im bisherigen Schema (links) bilden die Bonddrähte zusammen mit den Bondpads, der angeschlossenen Detektionsspule und der SQUID-Einkoppelspule eine supralei-

tende Leiterschleife. Sowohl variierende externe magnetische Felder, welche in diese Leiterschleife einkoppeln und zusätzliche Ausgleichsströme bewirken, als auch durch Vibrationen verursachtes unregelmäßiges Schwingen der Bonddrähte, wodurch sich effektiv die Größe der Leiterschleife ändert, verursachen Störsignale während der Datenaufnahme. Durch das neue Bondschema werden solche Störungen in der Praxis um etwa eine Größenordnung reduziert. Hierbei bilden die linken zwei Bonddrähte und die rechten zwei Bonddrähte mit den angeschlossenen Bondpads und Spulen jeweils eine eigene Leiterschleife. Ein magnetischer Fluss ϕ_1 und ϕ_2 , welcher in beide Leiterschleifen gleichzeitig einkoppelt, verursacht somit jeweils einen eigenen betragsgleichen Ausgleichsstrom jedoch mit unterschiedlichem Vorzeichen wodurch sich beide Ströme gegenseitig aufheben und kein zusätzliches effektives Signal erzeugt wird. Zusätzlich ist die Anordnung bestehend aus drei Bondpads unempfindlicher gegen Vibrationen. Die gezeichneten Kreise (G) in dunkelrot stellen die Löcher durch das Substrat dar. Diese werden für die thermische Ankopplung der Pixel an das Wärmebad und für die nicht gestreuten Photonen auf die Mitte des Detektorchips, wie in Kapitel 4.2.2 erklärt, benötigt. Die Herstellung dieser Löcher ist in Abschnitt 5.4.3 beschrieben.

Abbildung 5.4 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt zweier zusammengehöriger Pixel. Dabei weist eines der zwei Pixel eine Besonderheit auf: Die mäanderförmige Detektionsspule (I) ist nicht vollflächig sondern nur zu 70 % vom Sensormaterial (A) abgedeckt. Dadurch ist dieser Detektorkanal nicht perfekt gradiometrisch und somit sensitiv auf Temperaturschwankungen des Wärmebads, wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben ist. Dieser Detektorkanal kann daher als schnelles und genaues Thermometer des Detektorarrays verwendet und zur Korrektur von Signalhöhenschwankungen aufgrund solcher Temperaturschwankungen benutzt werden, wie in [Sch16] im Detail beschrieben. Vier solcher temperatursensitiver Detektorkanäle sind jeweils in den Ecken des Detektorarrays zu finden um dadurch auch Temperaturgradienten über dem Array feststellen zu können. Alle anderen Detektoren des Detektorarrays sind gradiometrisch und dadurch insensitive gegenüber Änderungen der Badtemperatur. Die supraleitende Detektionsspule (I) und ihre Zuleitungen (D) sind in schwarz dargestellt. Die Mäander selbst bestehen aus 152 Streifen mit einer Bahnbreite von $3,5\ \mu\text{m}$ und einem Mitte-zu-Mitte-Abstand von $7\ \mu\text{m}$. Jede Mäanderspule wird von einer supraleitenden Bahn (J) umschlossen. Dadurch werden magnetische Störfelder abgeschirmt und das Übersprechen zwischen zwei benachbarten Mäandern minimiert. Die diagonale Anordnung der Bahnen des Mäanders setzt diese Idee konsequent um wie in [Fle05] beschrieben ist. Die thermische Verbindung (C) zwischen Sensor und Wärmebad erfolgt über eine $500\ \text{nm}$ dicke Goldschicht. Diese wurde so entworfen, dass die Abklingzeit des Signals $3\ \text{ms}$ entspricht. Sieht man sich das Wärmebad aus früheren Arbeiten [Heu11, Pie12] an, so wurde dies durch eine Fläche aus galvanisiertem oder mittels Kathodenzerstäubung abgeschiedenem Gold auf dem Chip

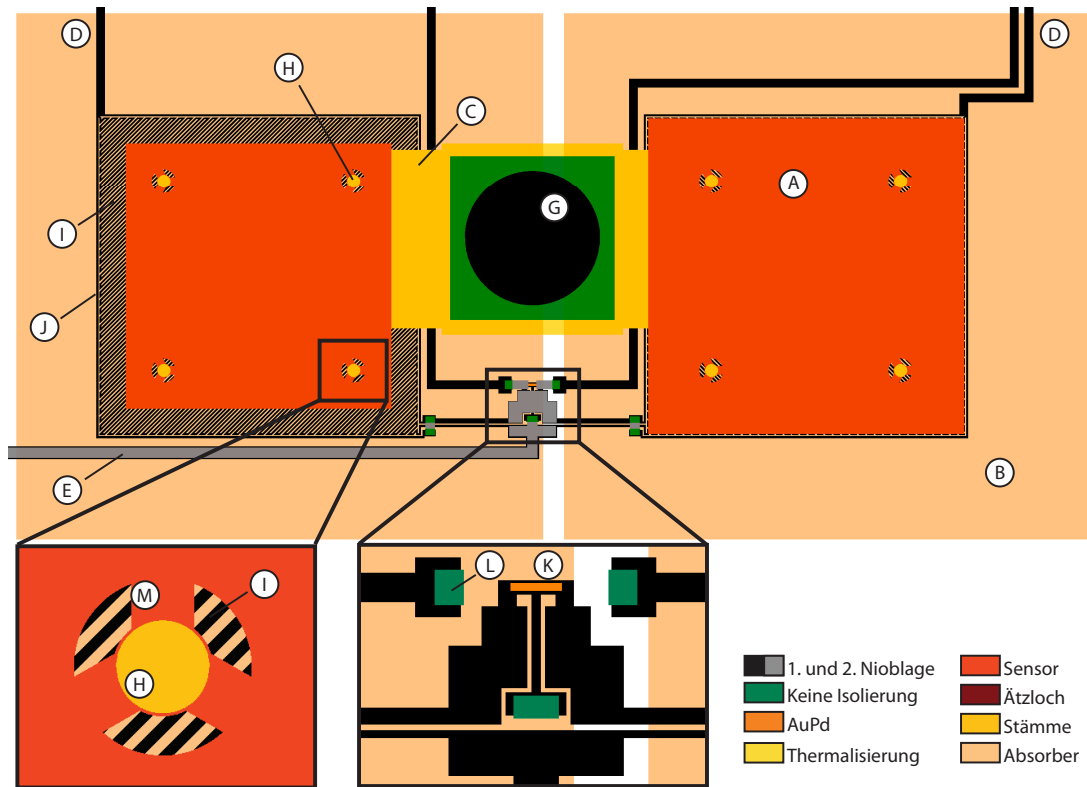


Abbildung 5.4: Technische Zeichnung eines nicht gradiometrischen Detektors (oben) mit Vergrößerung der Kontaktstelle zwischen Sensor und Absorber (unten links) und Vergrößerung des Dauerstrom-Schalters (unten mitte): (A) Temperatursensor; (B) Absorber; (C) Thermalisierung zum Wärmebad; (D) Zuleitungen zu den Mäanderspulen und dem Dauerstrom-Schalter; (E) Leitungen zur Auslese mittels SQUIDs; (G) Ätzloch; (H) Stämme zwischen Sensor und Absorber; (I) Detektionsspule; (J) Supraleitende Bahn um die Mäanderspule; (K) Dauerstrom-Schalter; (L) Vias zwischen den beiden Nioblagen; (M) Stege zwischen Sensorinsel und Sensor.

erzeugt, welche dann über Goldbonds mit dem Experimentierhalter verbunden wurde. Aufgrund der Anordnung des Detektorarrays und den damit einhergehenden großen Abständen zum Chiprand ist dies beim PolarmaXs-Detektorarray nicht möglich, da die Thermalisierung aus Gold mindestens $4\ \mu\text{m}$ dick werden müsste was zu Problemen bei der Fabrikation der Absorber führen würde. Die Verbindung mit dem Wärmebad erfolgt deshalb mit Hilfe von definiert geätzten Löchern (G) durch das Siliziumsubstrat. Durch Gold welches durch Kathodenzerstäubung in den Löchern aufgetragen wird und dabei auch an den Mantelflächen der Löcher sich abscheidet, erfolgt die thermische Ankopplung an die metallisierte Rückseite des Chips und an den Experimentierhalter. Eine ausführliche Beschreibung des Ätzens der Löcher erfolgt in Abschnitt 5.4.3. Der zur Präparation des Dauerstroms benötigte Widerstand

(K) besteht aus einer Gold-Palladium-Legierung und befindet sich auf einer Ausstülpung zwischen den zwei supraleitenden Detektorschleifen. Die Präparation des Dauerstroms ist in Abschnitt 5.3 beschrieben. Dieser Widerstand ist durch eine Siliziumdioxidschicht von der darunter liegenden Nioblage galvanisch getrennt und wird mittels einer zweiten Nioblage, dargestellt in grau, elektrisch verbunden. Die Kontaktierung zwischen erster und zweiter Nioblage erfolgt durch die Isolationsschicht hindurch mittels Vias (L), dargestellt in grün. Zur Übersichtlichkeit wurde die zweite Nioblage in dem Bildausschnitt in Abbildung 5.4 unterdrückt. Die Abdeckung der Ausstülpung durch eine supraleitende Fläche in der zweiten Nioblage reduziert deren Induktivität. Die Kontaktpunkte der Leiterbahnen für die Auslese (E) sind

Detektionsspule		Dauerstromschalter	
Material	Nb	Material	AuPd
Schichtdicke	250 nm	Schichtdicke	160 nm
Linienbreite	3,5 μm	Länge	34 μm
Mitte-zu-Mitte-Abstand	7 μm	Breite	5 μm
Breite der Zuleitungen	20 μm	Widerstand	8 Ω
Verbindungen zum Wärmebad		Ausleseleitungen	
Material	Au	Material	Nb
Schichtdicke	500 nm	Breite der Hinleitung	30 μm
Länge	115 μm	Dicke der Hinleitung	250 nm
Breite	425 μm	Breite der Rückleitung	24 μm
Abklingzeit	3 ms	Dicke der Rückleitung	500 nm
Sensor		Thermische Stege	
Material	Ag:Er	Material	Ag:Er
Sensordicke	2,0 μm	Anstiegszeit	25 μs
Sensorfläche	(750 $\mu\text{m})^2$		
Stämme		Absorber	
Material	Au	Material	Au
Höhe	6 μm	Dicke	30 μm
Durchmesser	30 μm	Absorberfläche	(1250 $\mu\text{m})^2$

Tabelle 5.4: Parameter des PolarmaXs-Detektorarrays die im Design verwendet wurden.

komplett symmetrisch zwischen den zwei Mäanderschleifen angebracht. Diese Anordnung wurde aus [Hen17] übernommen und sorgt aufgrund der dadurch komplett symmetrischen Detektorspule für eine Reduzierung des Übersprechens zwischen benachbarten Detektoren. Die Absorber (B) sind über jeweils vier Stämme (H) aus

Gold mit den dazugehörigen Sensoren verbunden. Der Durchmesser der Stämme beträgt $30\ \mu\text{m}$, wodurch deren Fläche nur $0,18\%$ der Absorberfläche entspricht. Der Verlust an athermischen Phononen, beschrieben in Kapitel 3.2.2, wird somit reduziert. Die Verbindung der Stämme (H) mit dem Sensor (A) erfolgt nicht im direkten Kontakt sondern über Inseln im Sensor. Die Inseln selbst sind über drei definierte Stege (M) mit dem Sensor in thermischem Kontakt wodurch die Anstiegszeit des Signals auf $25\ \mu\text{s}$ limitiert wurde. Die Absorber sind nicht exakt konzentrisch über den Sensoren angebracht, sondern um $50\ \mu\text{m}$ verschoben. Dadurch wird verhindert, dass bei prozessbedingtem eventuellen späteren Ionenbeschuss die darunter liegenden Heizwiderstände beschädigt werden. Zusätzlich wurden die Heizer mit einer weiteren Isolationsschicht aus SiO_2 abgedeckt. In Tabelle 5.4 sind alle Parameter der einzelnen Lagen zur besseren Übersichtlichkeit nochmals aufgelistet.

5.3 Präparation eines magnetfelderzeugenden Dauerstroms

Wie in Kapitel 3.3 erwähnt, wird für die Ausrichtung der magnetischen Momente im Sensor ein Magnetfeld benötigt. Dieses wird durch einen Dauerstrom I_F , der durch die beiden supraleitenden Mäanderschleifen unterhalb des Sensors fließt,

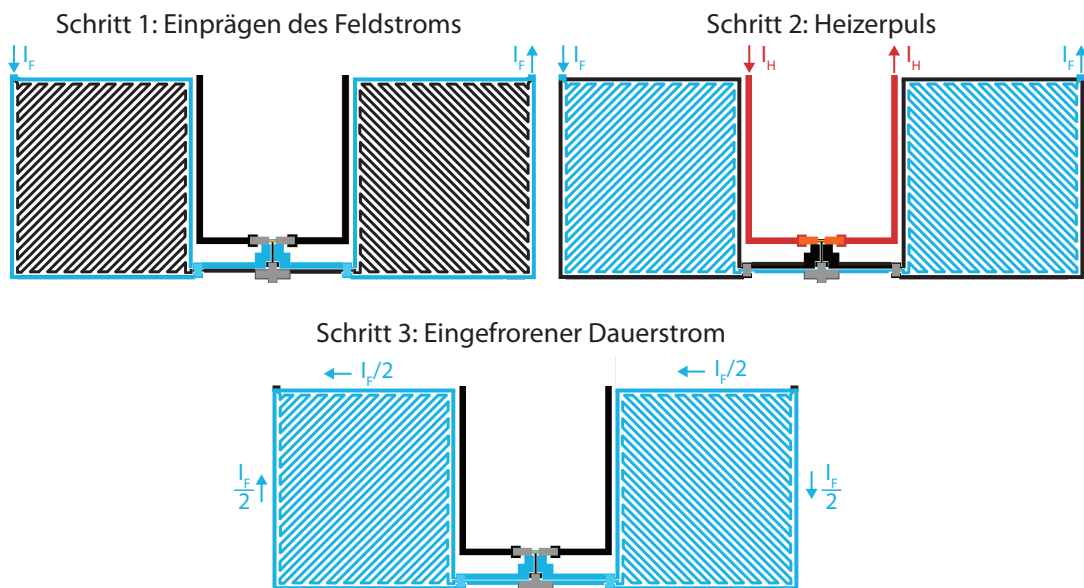


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung zur Präparation des Dauerstroms in den Mäanderschleifen welcher für die Ausrichtung der magnetischen Momente benötigt wird. Die erste und zweite Nioblage ist in schwarz beziehungsweise grau dargestellt. Die Leiterbahnen mit Feldstrom sind in blau und die mit Heizstrom in rot abgebildet. Die einzelne Vorgehensweise ist im Text genauer erklärt.

erzeugt. Abbildung 5.5 zeigt schematisch die Vorgehensweise zur Präparation dieses Dauerstroms. Speist man über die Zuleitungen den Strom I_F ein, fließt dieser hauptsächlich über die Leiterbahnen welche die Mäanderspulen umgeben (Schritt 1). Dies erfolgt aufgrund der viel kleineren Induktivität dieser Leiterbahnen im Vergleich zu der der Mäanderspulen. Dabei fließt der Strom auch durch einen Dauerstromschalter zwischen den beiden Mäanderspulen, wie in Abbildung 5.5 (Schritt 1) gezeigt. Als nächstes wird ein kurzer Strompuls I_H durch einen Widerstand aus AuPd geschickt (Schritt 2), welcher auf der Niobbahn liegt. Aufgrund dieses Widerstandes erzeugt dieser einen Heizeffekt, welcher die sich unter ihm befindende Leiterbahn aus Niob über deren kritische Temperatur von 9,2K erwärmt und somit die Supraleitung an dieser Stelle zwischen den beiden Mäandern aufhebt. Folglich muss der Strom nun über den verbleibenden supraleitenden Pfad der beiden Mäanderspulen fließen. Zusätzlich wird auch eine der beiden Ausleseleitungen, die direkt am Stromschalter die Niobbahn kontaktiert, normalleitend. Dadurch kann der Strom auch bei unter 1,2K nicht über diesen Pfad fließen, wenn die Aluminium-Bonddrähte zur Einkoppelpule des SQUIDs ebenfalls supraleitend sind. Sobald der Strompuls durch den Heizwiderstand vorüber ist, kühlt die normalleitende Niobbahn wieder ab und wird erneut supraleitend. Sie bildet nun mit den beiden Mäanderspulen einen geschlossenen Stromkreis bei dem die magnetische Flussershaltung gilt (Schritt 3). Somit fließt, selbst nach Abschaltung der für den Dauerstrom benötigten Stromquelle, der Strom I_F weiterhin in den Mäanderspulen. Das Detektorarray PolarmaXs wurde so konzipiert, dass acht dieser Stromschalter in Reihe geschaltet sind. Der Dauerstrom lässt sich somit in acht Doppelmäanderspulen gleichzeitig präparieren.

5.4 Mikrofabrikation der Detektoren

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektorarray wird mittels Mikrostrukturierung in einem 13-Lagen-Prozess hergestellt. Für den Detektor werden Strukturen sowohl auf der Vorder- als auch auf der Rückseite des Substrats benötigt. Die Techniken zur Mikrofabrikation sind in [Zao06, Pie08] ausführlich beschrieben. Hier sollen lediglich die Besonderheiten einzelner Lagen detaillierter aufgeführt werden.

5.4.1 Überblick

Als Substrat wurde ein 3"-Silizium Wafer mit einer 240 nm dicken thermisch oxidierten SiO_2 Schicht verwendet. Auf dem Substrat werden acht Detektorarrays gleichzeitig hergestellt. Bis auf die Stamm- und Absorberlage und einer Anodisierungslage erfolgte die Deposition aller Materialsichten über Kathodenzerstäubungsprozesse. Die Herstellung der Absorber und Stämme hingegen wurde durch galvanische Ab-

scheidung erreicht. Die Strukturierung der einzelnen Lagen erfolgte unter der Verwendung von UV-Lithographie, Lift-Off-Techniken und sowohl mittels nass- als auch trocken-chemischer Ätzung. Um Produktionsfehler durch Verunreinigungen (wie zum Beispiel Staubpartikel) zu minimieren, wurden fast alle Schichten innerhalb des haus-eigenen Reinraums der Klasse ISO 5 hergestellt. Abbildung A im Anhang zeigt Mikroskopaufnahmen der einzelnen Lagen und Tabelle 5.5 fasst die darin verwendeten Prozessschritte zusammen.

Lage	Struktur	Material	Prozess	Fotolack
1	Mäanderbahnen und Zuleitungen	250 nm Nb	Sputtern und Trockenätzen	5214E
2	Erste Isolationsschicht	25 nm bis 50 nm Nb ₂ O ₅	Anodisierung und Lift-Off	5214E
3	Zweite Isolationsschicht	300 nm SiO ₂	Sputtern und Lift-Off	5214E
4	Dauerstromschalter (Heizer)	160 nm AuPd	Sputtern und Lift-Off	5214E
5	Kontaktierungslage	500 nm Nb	Sputtern und Lift-Off	5214E
6	Dritte Isolationsschicht	175 nm SiO ₂	Sputtern und Lift-Off	5214E
7	Thermalisierung und Ätzstopp	500 nm Au	Sputtern und Lift-Off	5214E
8	Temperatursensor	2,2 µm Ag:Er	Sputtern und Lift-Off	5214E
9	Hartmaske fürs Tiefätzen	2 µm Al	Sputtern und Nassätzen	5214E
10	Stämme	6 µm Au	Zweilagprozess	4533 oder 6632
11	Absorber	30 µm Au	Galvanik und Lift-Off	40xT oder 125nXT
12	Tiefätzen	SiO ₂ und Si	ICP-RIE	
13	Rückseitenthermalisierung	1 µm Au	Sputtern	

Tabelle 5.5: Liste der verwendeten Lagen mit den dazugehörigen Strukturen und Materialien des im Rahmen dieser Arbeit hergestellten PolarmaXs-Detektors. Die für die Lagen verwendeten Dicken, Prozesse und Fotolacke sind ebenfalls aufgelistet.

Für die erste Lage wurde durch Kathodenzerstäubung auf das Substrat eine durchgehende 250 nm dicke Niobschicht aufgebracht. Zusätzlich wurde direkt im Anschluss

daran 100 nm Gold auf der Nioblage abgeschieden, um beim späteren Ätzprozess die Nioblage zu schützen. Die dafür verwendete Kathodenzerstäubungsanlage stammt von der Firma DCA Instruments³ und befindet sich innerhalb des Reinraumes. Diese Ultrahochvakuumanlage erreicht einen Basisdruck von etwa $2 \cdot 10^{-9}$ mbar und ist mit den Sputtertargets für die Lagen aus Nb, Au, Al, AuPd und Ag:Er ausgerüstet. Ohne die zuvor erwähnte Schutzlage aus Gold bildet sich beim Trockenätzen scheinbar aus den Prozessgasen und dem Kohlenstoff des Lackes eine Polymerschicht auf der Nioblage, welche sich nicht entfernen lässt und isolierend bei der Kontaktierung der ersten Nioblage mit der zweiten Nioblage wirkt. Mittels trocken-chemischer Ätzung mit SF₆ in der ICP-RIE⁴ Plasmaätzanlage SI 500C⁵, beschrieben in [Möh15], erfolgte die Strukturierung dieser Schicht. Aufgrund der Strukturen der ersten Lage, welche die Mäanderspulen und alle Zuleitungen für die Präparation des Dauerstroms beinhaltet, wurde dieses Trockenätzverfahren für die erste Materialschicht gewählt, da hierbei genauere Auflösungen der Strukturen möglich sind im Vergleich zum Lift-Off-Prozess. Alle restlichen Lagen auf der Vorderseite entstanden durch Lift-Off-Prozesse, bei denen zuerst der Lack und danach die Materialschicht aufgebracht wird. Zur Belichtung der Fotolacke⁶ stand der maskenlose Aligner MLA 150⁷ zur Verfügung, der die Strukturen des Designs direkt in den Fotolack überträgt. Dieser ermöglicht im Vergleich zu älteren Herstellungsmethoden [Pie12] die kontaktlose Belichtung der Lackschichten.

Die in der zweiten Lage durchgeführte elektrische Isolierung zwischen den Niob-Strukturen der ersten Lage und den folgenden metallischen Schichten erfolgte über einen Anodisierungsprozess und der dadurch folgenden Oxidierung der Niob-Oberfläche. Die verwendete Anodisierungslösung besteht aus Ethylenglykol (C₂H₆O₂), Wasser und Ammonium-Pentaborat (NH₄B₅O₈) im Mischungsverhältnis von 25:19:4. Durch das Anlegen einer Spannung von 25 V zwischen der Niobstruktur und einer Elektrode in der Lösung erfolgte die Oxidation zu einer 25 nm bis 50 nm dicken Nb₂O₅ Schicht. Während des Anodisierungsprozesses verhindert eine strukturierte Lackschicht die Oxidation der Kontaktflächen des Chips sowie der Vias, welche eine elektrische Verbindung zur zweiten Nioblage darstellen.

Die Ausrichtung der einzelnen Lagen zueinander ist durch den maskenlosen Aligner automatisiert. Die zusätzliche 300 nm dicke Isolationsschicht aus SiO₂ wurde in einer zweiten Kathodenzerstäubungsanlage⁸ außerhalb des Reinraumes aufgebracht.

³DCA Instruments Oy, Vajosuonkatu 8, 20360 Turku, Finnland

⁴Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching

⁵SENTECH Instruments GmbH, Schwarzschildstraße 2, 12489 Berlin, Deutschland

⁶AZ Electronic Materials; Teil von Merck Performance Materials GmbH, Rheingaustrasse 190-196, 65203 Wiesbaden, Deutschland

⁷Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH, Tullastrasse 2, 69126 Heidelberg, Deutschland

⁸Alcatel SCM 601 von Alcatel Vacuum Technology France SAS; Teil von Pfeiffer Vacuum SAS, Anney, 98 avenue de Brogny, Frankreich

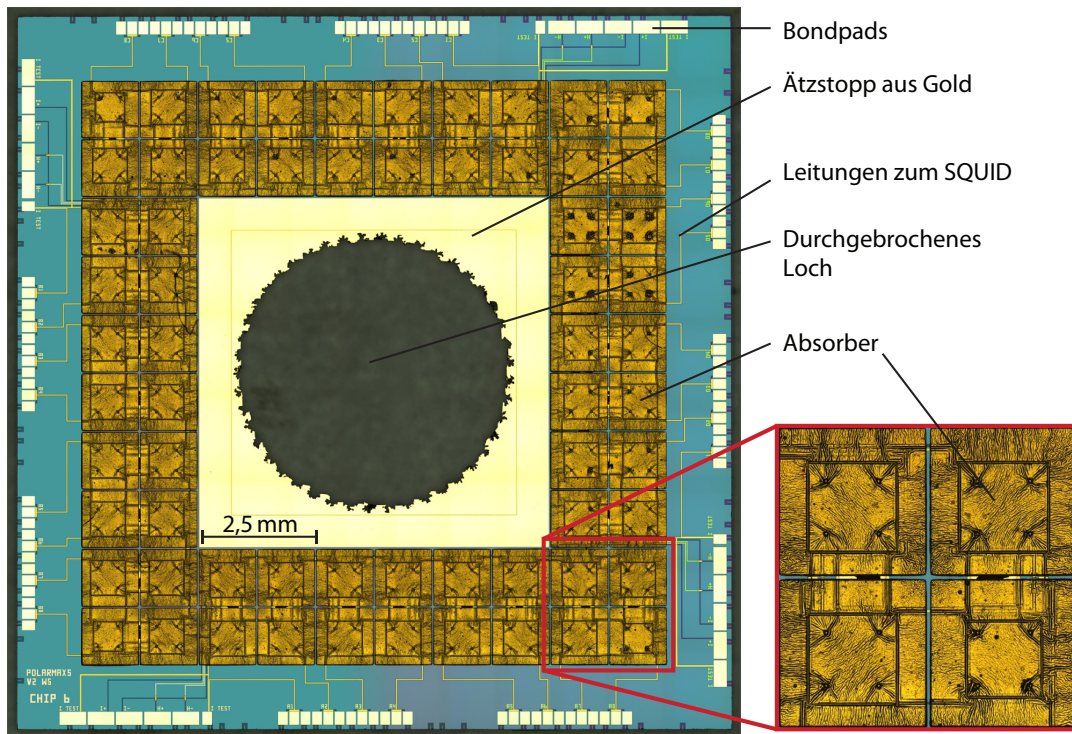


Abbildung 5.6: Mikroskopaufnahme des fertigen PolarmaXs-Detektorchips nach Beendigung aller Herstellungsprozesse.

Diese erreicht einen Basisdruck von ungefähr $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Auf die Sensorlage aus Ag:Er wurde direkt im Anschluss noch zusätzlich eine 100 nm dicke Goldschicht aufgetragen. Dadurch wird für die spätere Stammlage eine besser Haftung ermöglicht und gleichzeitig die Sensorlage vor Oxidation geschützt. Der vorletzte Schritt der Prozessierung beinhaltet das Ätzen durch das Substrat, welches in Abschnitt 5.4.3 genauer erläutert wird. Ein vorheriges Durchätzen des Substrats ist nicht möglich, da einerseits der Lack nicht mehr in einer homogenen Schicht aufgebracht werden kann und andererseits die Ansaugung des Wafers auf der Lackschleuder, für die benötigten hohen Drehzahlen beim Schleudern des Fotolacks, nicht mehr gegeben ist. Die für das Ätzen benötigte Hartmaske aus Aluminium muss jedoch vor der Stamm- und Absorberlage auf die Rückseite des Substrats aufgebracht werden. Nach diesen Lagen ist die Strukturierung und Deposition der Hartmaske erschwert, da der Wafer bei den benötigten Prozessschritten auf den Absorbern aufliegen würde. In Abschnitt 5.4.3 ist die Herstellung der Hartmaske detaillierter erklärt. In Abbildung 5.6 ist eine Mikroskopaufnahme des fertigen PolarmaXs-Detektorchips zu sehen, welcher alle Herstellungsprozesse durchlaufen hat. Das am Ende der Herstellung durchgebrochene Loch in der Mitte des Chips ist ebenfalls zu sehen.

5.4.2 Herstellung der Absorber

Die Fabrikation der Absorber und Stämme erfolgt mittels eines Zwei-Lacklagen-Prozesses. Eine detaillierte Beschreibung dieses Prozesses ist in [Sch12] dargestellt. Im ersten Schritt werden Löcher in den Positivlack AZ6632 strukturiert. Bei der Galvanik werden diese mit aufgefällt und ergeben dann die Stämme. Eine weitere Lackschicht mit dem Negativlack AZ125nXT wird dann für die Strukturierung der Absorber verwendet. Dieser Negativfotolack wurde in [Kra13b] näher untersucht und kann bis zu einer Höhe von 100 μm prozessiert werden. Aufgrund der gewünschten Absorberdicke von 30 μm genügt es die Lackdicke auf 40 μm zu beschränken. Dadurch kann die Belichtungszeit und Backzeit des Lackes stark verkürzt und weitere für den Lack notwendige Prozessschritte vereinfacht werden. Abbildung 5.7 zeigt eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der durch diesen Prozess hergestellten Absorber auf Stämmen.

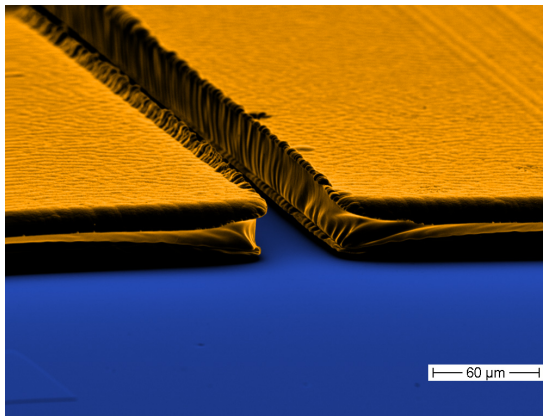


Abbildung 5.7: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme. Zu sehen sind 30 μm dicke Absorber (gelb eingefärbt), die auf vier Stämmen freistehen. Die Lücken zwischen den Absorbern betragen 50 μm und das Substrat ist aus Silizium (blau eingefärbt). Der Abstand der Absorber zum Substrat beträgt etwa 8 μm .

Die ersten Chargen der Detektoren wurden alle mittels dem zuvor erwähnten Zwei-Lacklagen-Prozess und den dazu gehörigen Fotolacken hergestellt. Spätere Messungen zeigten jedoch, dass Reste der ersten Lacklage sich auch nach Fertigstellung der Absorber noch immer unterhalb der Absorber befinden. Diese noch vorhandene Restlackschicht führte zu einer Verbreiterung der gemessenen Röntgenlinien. Die unvollständige Löslichkeit des Fotolacks ist einerseits auf die Größe der Absorber und das dadurch erschwerte Darunterfließen des Lösemittels als auch auf den notwendigen Prozessschritt des Kantenverrundens bei hohen Temperaturen und dem daraus folgenden Verbacken des Lackes geschuldet. Um dies zu umgehen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Zwei-Lacklagen-Prozess mit alternativen Positivlacken getestet, sodass die notwendigen Prozesse bei niedrigeren Temperaturen durchgeführt werden können. Bei dem für die Stammlage getesteten Fotolack AZ4533 erfolgt die Kantenverrundung bei einer Temperatur von 120 $^{\circ}\text{C}$ über eine Dauer von 2 min. Ein Festbacken des Lackes ist bei diesen Temperaturen noch nicht gegeben. Für den neuen Absorberlack wurde der positive Fotolack AZ40xT getestet. Die für diesen Lack

benötigten Backschritte wurden alle bei maximal 80 °C durchgeführt. Dadurch verlängerte sich die Backzeit zwar um ein Sechzehnfaches im Vergleich zu den empfohlenen Backtemperaturen, jedoch konnte somit ein erneutes Verfließen und Verbacken des Stammlackes vermieden werden. Die Backzeiten der verschiedenen Prozessschritte des Lackes waren 45 min für den Softbake, 5,5 min für den Post-Exposure-Bake und 10 min für den Hardbake. Die Strukturierung der Absorber mit steilen Wänden konnte jedoch mit dem positiven Fotolack AZ40xT nicht bewerkstelligt werden. Selbst bei den notwendigen Temperaturen des Post-Exposure-Bakes von 105 °C ergab sich ein Unterschnitt der entwickelten Absorberwände von mehreren Mikrometern. Der sich darunter befindliche Stammlack AZ4533 jedoch ließ sich rückstandslos entfernen. Aufgrund dessen wurde für den Zwei-Lacklagen-Prozess die Kombination aus AZ4533 als Stammlack und AZ125nXT als Absorberlack für die geeignetste Variante gewählt. Die anschließende elektrochemische Abscheidung von Gold erfolgt bei einer Temperatur von 60 °C und einer Stromdichte von 1 mA/cm² im Elektrolyten Techni Gold 25 ES⁹ über eine Dauer von etwa 8 h.

5.4.3 Durchätzen und Durchkontaktierung auf die Wafer-Rückseite

Das Ätzen durch das Substrat ist ein notwendiger Prozessschritt für das PolarmaXs-Detektorarray. Wie in Kapitel 4.2.3 gezeigt, passieren die Photonen den Streuer größtenteils ohne von diesem abgelenkt zu werden. Ohne die geätzte Aussparung in der Mitte des Detektorchips würden diese Photonen auf das Substrat treffen und zu einem erheblichen Wärmeeintrag führen. Des Weiteren werden die Löcher zwischen zwei Mikrokalorimeter-Paaren auf der Vorderseite für die thermische Ankopplung dieser an das Wärmebad auf der Rückseite benötigt.

Das Tiefätzen erfolgte ebenfalls in der ICP-RIE Plasmaätzanlage SI 500C von der Rückseite des Wafers aus. Eine wichtige Voraussetzung besteht darin, dass die Löcher auf der Vorderseite nicht größer als entworfen herauskommen, da sonst Niobstrukturen, welche seitlich entlang der Löcher verlaufen, beschädigt werden könnten. Die Löcher sollten somit eher zylindrisch mit steilen Wänden oder zumindest nur leicht kegelförmig in das Substrat geätzt werden. Durch die auf der Rückseite befindliche 2 µm dicke Aluminiumschicht, welche als Ätzmaske dient, werden die Flächen die geätzt werden sollen definiert.

Abbildung 5.8 zeigt schematisch die verschiedenen Prozessschritte die zur Herstellung der Durchkontaktierung auf die Wafer-Rückseite und zum Ätzen des Loches in der Mitte des Detektorchips benötigt werden. Nach der Herstellung der Sensorlage erfolgt die Abscheidung der Hartmaske aus Aluminium auf die Wafer-Rückseite. Hierbei wird die Vorderseite durch einen Schutzlack abgedeckt und auf die Rücksei-

⁹Technic Deutschland GmbH, Baukauer Straße 125, 44653 Herne, Deutschland

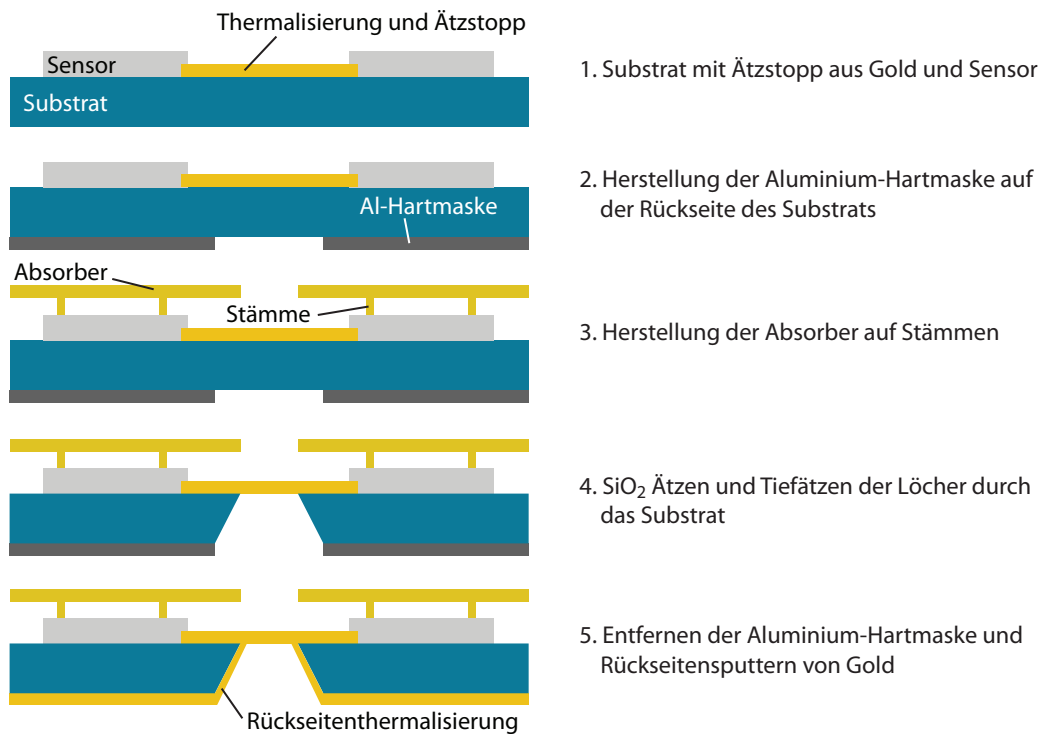


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der benötigten Prozessschritte zur Herstellung der Durchkontaktierung auf die Wafer-Rückseite. Die einzelnen Schritte sind im Text genauer erklärt.

te des Wafers durch Kathodenzerstäubung vollflächig 1 µm Aluminium aufgebracht. Nach der Strukturierung des Lacks wurde die Aluminiumschicht nass-chemisch geätzt in einer Lösung aus Phosphorsäure (H₃PO₄), Salpetersäure (HNO₃), Essigsäure (CH₃COOH) und Wasser im Mischungsverhältnis von 16:1:1:2. Um Schäden in der geätzten Hartmaske aufgrund von Lackfehlern zu vermeiden wurde der komplette Prozessschritt zweimal durchgeführt. Die Hartmaske besteht am Ende somit aus 2 µm dickem Aluminium. Im nächsten Prozessschritt werden die Absorber auf Stämmen stehend mit Hilfe eines Zwei-Lacklagen-Prozesses, wie in Abschnitt 5.4.2 erklärt, hergestellt. Für das Ätzen in der Anlage ist die thermische Ankopplung des Wafers an den Substrathalter aus Aluminium besonders wichtig. Gemessen wird die Temperatur am Halter im Gasraum der Anlage. Der Wärmetransport zwischen dem Substrathalter und der Bodenelektrode erfolgt über He-Gas und zum Kühlen wird flüssiger Stickstoff verwendet. Das Tiefätzen durch das Substrat erfolgt als vorletzter Prozessschritt bei der Herstellung der Detektoren, da der Wafer mit geätzten Löchern nicht mehr optimal belackt und strukturiert werden kann. Dadurch muss die Vorderseite des Wafers, welche sich aufgrund der Thermalisierung beim Ätzen in direktem Kontakt mit dem Substrathalter befindet, durch einen geeigne-

ten Lack abgedeckt werden, um die zuvor elektrochemisch abgeschiedenen Absorber zu schützen. Hierbei konnte kein Fotolack gefunden werden, welcher sich nach dem Ätzvorgang rückstandslos entfernen lässt oder infolge der Prozesstemperaturen und der sich dadurch bildenden Risse im Lack die Absorber nicht beschädigt. Daraufhin wurde ein Substrathalter aus Aluminium verwendet bei dem der Wafer nur auf den äußersten 2 mm am Rand aufliegt. Die Verwendung eines Schutzlackes ist mit diesem Halter nicht mehr notwendig, da die Detektorstrukturen nirgends aufliegen. Die Thermalisierung des Wafers erfolgt nun über dessen Rückseite, welche sich in direktem Kontakt mit dem He-Gas befindet, und dadurch die Wafertemperatur eher der eingestellten Prozesstemperatur entspricht.

Im ersten Schritt wird die thermische Oxidschicht welche sich auf dem Siliziumsubstrat befindet entfernt. Dieser Prozess wird bei 15 °C und einem Druck von 0,5 Pa durchgeführt. Das dafür verwendete Prozessgas ist CHF₃ bei einem Durchfluss von 50 sccm, wie in [Möh15] beschrieben. Der nächste Schritt ist dann das anisotrope Ätzen durch das Silizium selbst, wie in Abbildung 5.8 schematisch dargestellt. Dieses basiert auf verschiedenen parallel laufenden Mechanismen und wird in [Jan94] im Detail erklärt. Durch das Prozessgas SF₆ werden freie F[•]-Radikale erzeugt, welche isotrop Silizium ätzen. Um die Seitenwände während des Ätzens zu passivieren wird dem Prozessgas Sauerstoff zugeführt. Bei Prozesstemperaturen zwischen -75 °C und -140 °C ist die sich entwickelnde Passivierungsschicht aus SiO_xF_y stabil und schützt das sich darunter befindliche Silizium [Sök09]. Somit erfolgt jedoch ebenfalls auf dem Boden des Loches eine Passivierung. Um während des Prozesses diese Schicht zu entfernen und das Ätzen von Silizium durch F[•]-Radikale aufrecht zu erhalten wird gleichzeitig eine physikalische Ätzkomponente hinzugefügt. Durch Einstellen der Plasmaleistung, welche die Anzahl der F[•]-Radikale vorgibt, der DC-Leistung wodurch die Beschleunigungsspannung der physikalischen Ätzkomponente bestimmt wird, sowie des Gasdurchflusses von SF₆ und O₂ und der Prozesstemperatur während des Ätzens kann sowohl die Geschwindigkeit des Ätzvorgangs als auch das Profil des geätzten Loches variiert werden. Vortests ergaben, dass unterschiedlich große Lochstrukturen die auf einem Wafer verteilt sind, verschieden schnell geätzt werden. Aufgrund dessen ist, wie in Abbildung 5.2 links gezeigt, die Lochstruktur für das in der Mitte des Chips benötigte Loch aus vielen kleinen Löchern zusammengesetzt, welche dieselbe Größe wie die Löcher zur thermischen Ankopplung besitzen. Ein gleichmäßiges Durchätzen aller Löcher ist somit gegeben.

Für das oben beschriebene Tiefätzen des Siliziumwafers fanden sich folgende Prozessparameter mit denen die Ätzung stabil verlief und die Form der Löcher den Anforderungen entsprach. Die Prozesstemperatur betrug -90 °C, der Durchfluss des Prozessgases SF₆ 125 sccm und von O₂ 9 sccm, die Plasmaleistung 500 W und die HF-Leistung 12 W. Die gesamte Ätzzeit betrug mit diesen Parametern zwischen 23 h

und 27 h. Die Ätzzeit hängt ebenfalls davon ab wie oft der Ätzvorgang zur Prozesskontrolle unterbrochen wird. Für die Kühlung mit Stickstoff steht eine 60 l Kanne zur Verfügung die nach einer Ätzdauer von 8 h ausgetauscht werden muss, weshalb das Ätzen ebenfalls unterbrochen wird. In [Sök09] ist beschrieben, wie sich das Stoppen und Starten des Prozesses in Zyklen auf den Ätzprozess auswirkt. Hierbei können Ablagerungen der Passivierungsschicht am Boden verbleiben, wodurch sich Siliziumsäulen – sogenanntes schwarzes Silizium – bildet, welche auch bei den folgenden Ätzschritten nicht abgetragen werden können und im schlimmsten Fall den kompletten Ätzprozess zum Erliegen bringen. Das Tiefätzen durch einen hochreinen Wafer, mit mehr als $10\,000\ \Omega\ \text{cm}$ anstatt den $80\ \Omega\ \text{cm}$ der nicht hochreinen Wafer, ergab, dass die Prozessdauer des Ätzens auf 6 h verkürzt werden kann. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei hochreinen Wafern weniger Fremdatome vorhanden sind, welche das Silizium beim Ätzen abschotten.

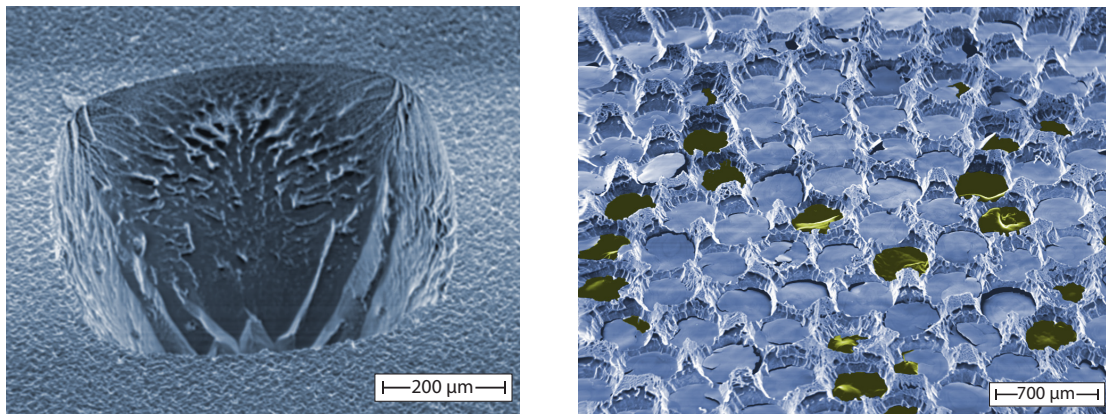


Abbildung 5.9: Eingefärbte REM-Aufnahmen von mittels ICP-RIE geätzten Löchern durch einen Siliziumwafer mit $350\ \mu\text{m}$ Dicke. **Links:** Einzelnes geätztes Loch für die spätere Thermalisierung durch das Substrat mit $320\ \mu\text{m}$ Durchmesser. Aufgrund des konischen Profils ist der Durchmesser auf der Rückseite des Wafers etwas größer. **Rechts:** Herstellung des großen Loches in der Mitte des Detektorchips welches aus vielen kleinen Löchern besteht. Bei einigen der Löcher ist bereits die Ätzstoppschicht aus Gold auf der Vorderseite des Wafers zu sehen (eingefärbt in gelb).

Abbildung 5.9 zeigt REM-Aufnahmen der geätzten Lochstrukturen durch einen Siliziumwafer mit $350\ \mu\text{m}$ Dicke. Auf der linken Seite ist ein geätztes Loch für die spätere Thermalisierung der einzelnen Pixel zu sehen. Mit den oben erwähnten Prozessparametern ergibt sich eine konische Form des Loches. Die Lochgröße auf der Vorderseite entspricht in etwa den $320\ \mu\text{m}$ aus dem Design, wodurch keine Detektorstrukturen auf der Vorderseite beschädigt werden. Die rechte Seite von Abbildung 5.9 zeigt die Herstellung des großen Loches in der Mitte des Detektorchips. Wie zu erkennen, besteht dies aus mehreren kleinen geätzten Löchern um, wie zuvor erwähnt, glei-

che Ätzraten aller Löcher zu gewährleisten. Bei einigen der geätzten Löcher ist die Goldschicht (eingefärbt in gelb), welche auf der Vorderseite des Wafers als Ätzstopp fungiert, bereits zu sehen. Ohne diese Ätzstoppschicht würde, sobald die ersten Löcher durchgeätzt sind, Heliumgas der Rückseitenkühlung in den ICP-Reaktorraum strömen und zu einer Verdünnung des Prozessgases führen. Dadurch kann sich sowohl die Form der Löcher als auch deren Ätzdauer ändern.

Im letzten Schritt wird die Aluminium Hartmaske mit dem Entwickler AZ351B nasschemisch entfernt und auf die Rückseite eine 1 μm dicke Thermalisierungsschicht aus Gold gesputtert. Der dafür verwendete Substrathalter besitzt eine Neigung, wodurch sich der Wafer schräg unterhalb der Sputterkanone in der Kathodenzerstäubungsanlage befindet. Dadurch kann sichergestellt werden, dass die Wände des geätzten Loches bis auf den Boden vollflächig mit Gold bedeckt werden. Nach den ersten gesputterten 500 nm wird der Wafer um 180° auf dem Substrathalter gedreht und die zweiten 500 nm gesputtert. Somit wird auf die komplette Seitenfläche eines jeden Loches Gold abgeschieden. Für das benötigte Loch in der Mitte des Detektorchips kann nach diesem Schritt die geätzte Struktur durchgebrochen werden. Abbildung 5.6 zeigt einen fertig hergestellten Chip mit durchbrochenem Loch in der Mitte des Chips.

6. Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel wird sowohl der zur Charakterisierung des Detektorarrays bei mK-Temperaturen verwendete Kryostat, als auch der eigentliche Aufbau des Experiments beschrieben. Des Weiteren wird die Datenauslese mittels SQUIDs genauer betrachtet und am Ende ein Überblick über die zur Charakterisierung verwendeten Röntgenquellen gegeben.

6.1 Kryotechnik

6.1.1 Verdünnungskryostat

Die zur Messung verwendeten Detektorarrays werden bei Temperaturen von wenigen mK betrieben. Der im Rahmen dieser Arbeit dafür verwendete Kryostat ist ein trockener Verdünnungskryostat des Typs BF-LD250 der Firma BlueFors¹.

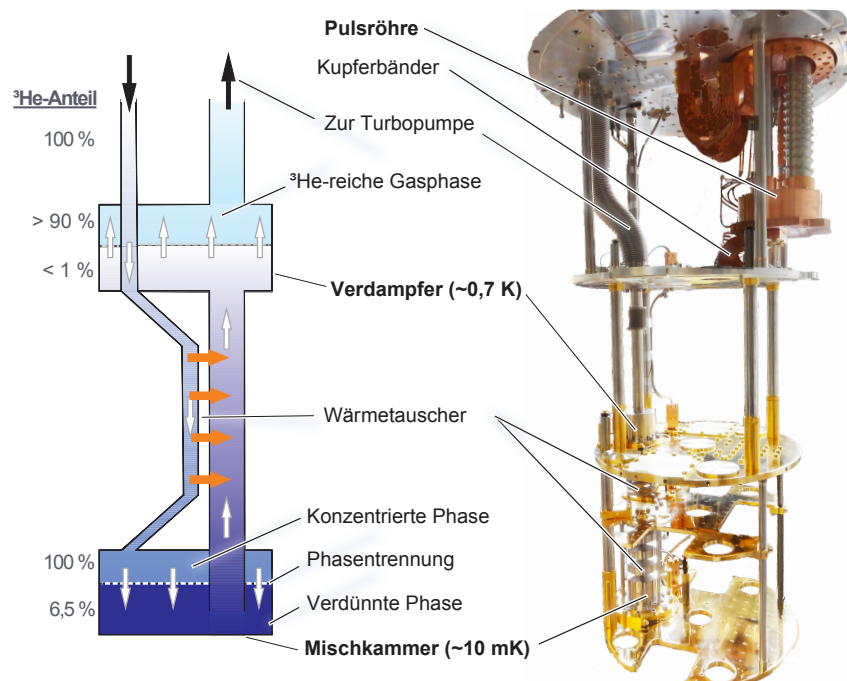


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung [Pon17] und Fotografie [Hen17] der einzelnen Komponenten des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten.

¹BlueFors Cryogenics Oy, Arinatie 10, 00370 Helsinki, Finnland

Mit diesem ist es möglich Temperaturen unter 10 mK zu erreichen. Abbildung 6.1 zeigt sowohl eine schematische Darstellung als auch eine Fotografie des verwendeten Kryostaten. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten ist in [Pob92, Ens05] zu finden.

Eine der Anforderungen an das Detektorarray PolarmaXs ist es, in späteren Experimenten an Schwerionenspeicherringen eingesetzt zu werden. Hierbei ist die Verwendung von Kryostaten mit einer kontinuierlichen Kühlung im Vergleich zu Kryostaten mit adiabatischer Entmagnetisierung sinnvoll, da somit die begrenzt verfügbare Strahlzeit komplett ausgenutzt werden kann. Darüber hinaus besitzt der verwendete Verdünnungskryostat eine zweistufige Pulsröhre zur Vorkühlung auf 4 K. Ältere Verdünnungskryostaten verwenden dafür flüssiges Helium, wodurch ein regelmäßiges Nachfüllen und Zugang zum Kryostat auch während den Strahlzeiten notwendig wäre. Die Mischkammerplattform des Kryostaten ist mechanisch von der Pulsröhre getrennt, um auftretende Vibrationen zu reduzieren. Der notwendige thermische Kontakt untereinander erfolgt über flexible Kupferbänder. Zur Reduzierung weiterer Schwingungen ist es möglich, den Kryostat in seiner Aufhängung auf gepolsterten Luftkissen schweben zu lassen. Die Abkühlung des Kryostaten ist komplett automatisiert und kann zusätzlich ferngesteuert werden. Dadurch wird eine Verwendung in Umgebungen mit eingeschränktem Zugang ermöglicht.

6.1.2 Seitenarm des Kryostaten

Für Messungen an externen Röntgenquellen, wie z.B. dem Ionenspeicherring der GSI², bei denen aufgrund geometrischer Gegebenheiten des Speicherrings, der Kryostat nicht direkt mit diesem verbunden werden kann, ist dieser mit einem zusätzlichen Seitenarm ausgestattet. Die Länge des Seitenarms beträgt 40 cm und wurde in der hauseigenen Werkstatt gefertigt. Auf diesem sind sowohl das Detektorarray selbst, als auch die zur Auslese benötigten SQUIDs angebracht. Eine Fotografie des äußersten Schildes des Seitenarms, welches mit dem Vakuumtopf des Kryostaten verbunden ist, ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Zusätzlich ist der Querschnitt durch den Seitenarm schematisch dargestellt. Um eine gute thermische Ankopplung an die Mischkammerplattform zu ermöglichen, besteht der eigentliche Seitenarm aus Kupfer. Ein zusätzliches Ausglühen bei Temperaturen von 850 °C für 48 h verstärkt diesen Effekt, da dabei Gitterdefekte reduziert werden. Der Arm selbst setzt sich aus zwei einzelnen Teilen zusammen. Einem inneren Arm (A) der direkt mit der Mischkammerplattform verbunden ist und einem Vierkantrohr (B), welches den inneren Teil umschließt. Beide Teile sind untereinander thermisch entkoppelt. Dies ermöglicht die Anbringung

²GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Deutschland

der Experimentierplattform (C) direkt auf das Ende des inneren Teils und die Montage der Platinen für die Tieftemperaturverstärker, welche in Abschnitt 6.2 erklärt werden, auf das äußere Profil. Dadurch können direkte Heizeffekte der Verstärker auf die Experimentierplattform reduziert werden. Das außenliegende Vierkantrohr ist über geflochtene Kupferkabel mit der Mischkammerplattform thermisch verbunden.

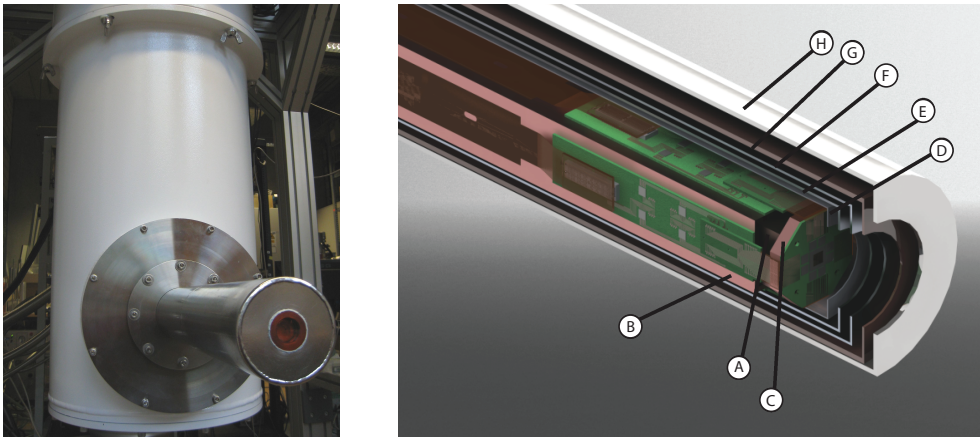


Abbildung 6.2: Links: Fotografie des Vakuumpopfs des Kryostaten mit angebrachtem Seitenarm. Letzterer ist mit einem Röntgenfenster aus Polyimid bestückt. **Rechts:** Technische Zeichnung des Seitenarms. Zu sehen ist der innere (A) und äußere (B) Kupferarm, die Experimentierplattform (C), der Niob-Schild (D) zur magnetischen Abschirmung, die Strahlungsschilde aus Aluminium (E-F) und aus Kupfer (G) sowie die äußere Vakuummantelröhre (H).

Für einen stabilen Betrieb des Detektors und der SQUIDs wird sowohl eine gute magnetische Abschirmung als auch eine Abschirmung der Wärmestrahlung benötigt. Der Kupferarm selbst ist daher von mehreren Schichten aus unterschiedlichen Materialien umgeben. Der innerste Schild (D) ist aus Niob³ und ist direkt mit dem Kupferarm verbunden. Bei Temperaturen unter 9 K sorgt der somit supraleitende Schild aufgrund des Meissner-Ochsenfeld-Effekts für eine magnetische Abschirmung. Der darauffolgende erste Strahlungsschild (E) besteht aus Aluminium und ist mit der Temperaturstufe des Kryostaten bei 700 mK verbunden. Auch hier sorgt die bei diesen Temperaturen bestehende Supraleitung von Aluminium für eine Verdrängung magnetischer Felder. Die zwei folgenden Strahlungsschilde sind aus Aluminium (F) bei 4 K und Kupfer (G) bei 60 K. Abschließend folgt ein äußerster Schild (H), welcher als Vakuummantelröhre dient. Aufgrund der weichen metallischen Legierung⁴ dieses Schildes erfolgt hier eine erste magnetische Abschirmung. Abstandshalter aus Po-

³WHS Sondermetalle, Industriepark ob der Tauber, Waltersberg 24, 97947 Grünsfeld, Deutschland

⁴Magnetic Shields Ltd, Headcorn Road, Tonbridge, Kent, TN12 0DS, Großbritannien

lysterol am Ende der Schilde (F) und (G) verhindern einen direkten thermischen Kontakt untereinander. Damit Röntgenstrahlung auf den am Ende des Kupferarms angebrachten Detektor treffen kann, sind alle Strahlungsschilde an ihren Stirnflächen mit Röntgenfenstern versehen. Für die Strahlungsschilde (E-G) sind dies 6 μm dünne Mylarfolien⁵ mit einem Durchmesser von 19 mm, welche mit ungefähr 40 nm Aluminium beschichtet sind. Das äußerste Röntgenfenster, welches gleichzeitig auch vakuumdicht sein muss, kann entweder eine 25 μm dünne Folie⁶ aus DuraBeryllium[®] mit einem Durchmesser von 13 mm sein, hiermit wird eine hohe Durchlässigkeit für Röntgenstrahlung ermöglicht, oder alternativ eine 150 μm dicke Folie aus Polyimid mit größerem Durchmesser, wodurch ein größerer Raumwinkel abgedeckt werden kann.

6.1.3 Verdrahtung

Die Verdrahtung innerhalb des Kryostaten von Raumtemperatur zum Experimentierhalter wird im Folgenden erklärt. Die Drähte wurden bei jeder Temperaturstufe des Kryostaten thermisch angekoppelt um den Wärmeeintrag dieser so gering wie möglich zu halten. Zwischen Raumtemperatur und 4 K wurden Drähte aus einer Kupfer-Nickel-Legierung sowohl für die Leitungen für Feld- und Heizerstrom als auch für die Leitungen der SQUIDs verwendet. Durch diese Drähte erhält man eine geringere Wärmeleitfähigkeit zwischen den einzelnen Temperaturstufen im Vergleich zu Drähten aus reinem Kupfer. Drähte mit 200 μm Durchmesser wurden für die Feld- und Heizerleitungen sowie für die Leitungen der Spannungsmessung der SQUIDs verwendet. Während bei letzteren ein geringerer Widerstand für die Dreidraht-Messung notwendig ist, werden bei den Feld- und Heizerleitungen höhere Ströme, als in den sonstigen Leitungen, benötigt. Der elektrische Widerstand dieser Leitungen beträgt 1,57 Ω/m . Für die sonstigen Leitungen der SQUIDs wurden Drähte mit 100 μm Durchmesser und einem elektrischen Widerstand von 6,47 Ω/m verwendet. Dadurch kann der Wärmeeintrag dieser Leitungen weiter reduziert werden. Um die Verlustleistung zu reduzieren wurden ab der Temperaturstufe von 4 K supraleitende Drähte aus Niob-Titan in einer Kupfer-Nickel-Matrix mit 50 μm Durchmesser gewählt. Die Hin- und Rückleitungen der einzelnen Drähte wurden jeweils miteinander verdreht. Dadurch erreicht man eine Verringerung der Einkoppelintensität von externen magnetischen Feldern. Auf der Mischkammerstufe enden die Leitungen in Steckern welche mit halbstarren mehrschichtigen Platinenbändern⁷ auf den vier Seiten des äußeren Kupferarms verbunden sind. Diese Bänder wiederum sind mit den Platinen verbunden auf

⁵ES301865 von Goodfellow GmbH, 61213 Bad Nauheim, Deutschland

⁶MOXTEK, 452 West 1260 North, Orem, UT 84057, USA

⁷Würth Elektronik GmbH & Co. KG, Circuit Board Technology, Salzstraße 21, 74676 Niedernhall, Deutschland

denen die Verstärker-SQUIDs des zweistufigen Aufbaus sitzen. Jede dieser vier Platinen ist mit insgesamt acht SQUID-Verstärkerkanälen bestückt. Über eine weitere flexible Platine sind die Verstärkerplatinen mit dem Experimentierhalter verbunden. Auf diesem befinden sich das Detektorarray und die einzelnen SQUIDs, welche über die flexible Platine mit den Verstärker-SQUIDs kontaktiert sind. Der Kryostat ist somit mit insgesamt 32 zweistufigen SQUID-Kanälen ausgestattet, wodurch sich 64 Detektorpixel auslesen lassen.

6.1.4 Thermometrie

Zur Messung der Temperaturen der einzelnen Stufen des Kryostaten ist dieser mit Widerstandsthermometern ausgestattet, welche mittels einer AC-Widerstandsmessbrücke vom Modell 370 der Firma Lake Shore Cryotronics⁸ ausgelesen werden. Ein zusätzliches auf dem Arm befindliches Thermometer aus RuO ermöglicht eine direkte Temperaturauslese am Ende des Armes. Zur Kalibrierung dieses Thermometers für Temperaturen unter 20 mK wurde das Thermometer der Mischkammer als Referenz verwendet.

6.2 Datenauslese

Metallische magnetische Kalorimeter messen Temperaturänderungen des Detektors über eine Magnetisierungsänderung des Sensomaterials, wie in Kapitel 3.1 dargestellt. Das eigentliche Messsignal des Detektoraufbaus entspricht jedoch einer Ausgangsspannung der SQUID-Elektroniken⁹. Diese ist proportional zum magnetischen Fluss im SQUID¹⁰, welcher vom Strom in der Einkoppelspule des SQUIDs und somit von der Energie des absorbierten Röntgenphotons abhängt. Eine detaillierte Darstellung der Funktionsweise eines SQUIDs ist in [Cla04] zu finden. Grundsätzlich beruhen diese auf dem Josephson-Effekt [Jos62]. Im Folgenden wird die grundlegende Arbeitsweise eines dc-SQUIDs mit zwei Josephson-Kontakten sowie eines zweistufigen SQUID-Aufbaus mit Verstärker-SQUIDs näher erläutert.

6.2.1 dc-SQUID

Eine schematische Darstellung eines dc-SQUIDs ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Ein solches SQUID besteht im Wesentlichen aus einer supraleitenden Schleife, welche an zwei Stellen jeweils durch einen nicht leitenden Kontakt unterbrochen ist. Aufgrund

⁸LakeShore Cryotronics Inc, 575 McCorkle Boulevard, Westerville, Ohio, USA

⁹XXF-1 von Magnicon GmbH, Barkhausenweg 11, 22339 Hamburg, Deutschland

¹⁰Supraleitender QUAnten Interferenz Detektor

dieser, sogenannten Josephson-Kontakte, die nur einige wenige Nanometer dick sind, kann magnetischer Fluss in die Leiterschleife eindringen oder aus ihr austreten. Mit Hilfe von parallel zu den Kontakten geschalteten Shunt-Widerständen werden hysteretische Effekte vermieden [Wei96].

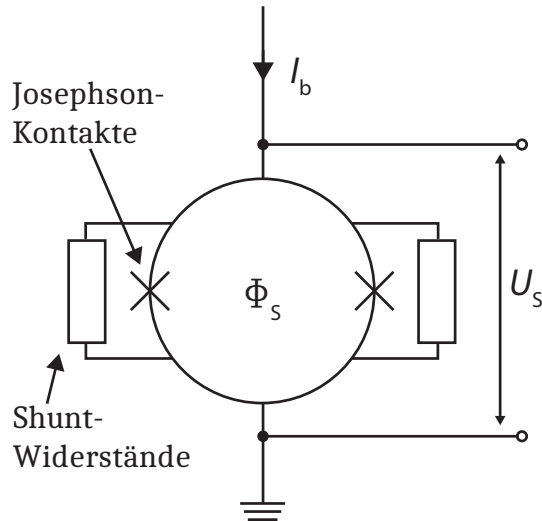


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung eines dc-SQUIDs. Die supraleitende Leiterschleife ist durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen. Parallel dazu geschaltete Shunt-Widerstände verhindern ein hysteretisches Verhalten des SQUIDs.

Wird das SQUID mit einem kleinen Betriebsstrom I_b betrieben, können Cooper-Paare [Coo56], welche den Strom tragen, durch die Barriere tunneln, ohne einen Spannungsabfall über den Josephson-Kontakten zu erzeugen. Ab einer bestimmten kritischen Stromstärke I_c ist dies jedoch nicht mehr möglich. Bei Strömen höher als I_c tragen aufgebrochene Cooper-Paare, sogenannte Quasiteilchen, welche durch die Barriere tunneln, den Strom. Dies führt zu einem Spannungsabfall U_S über dem SQUID. Der Wert des kritischen Stroms hängt dabei periodisch von dem in der Schleife eingeschlossenen magnetischen Fluss Φ_S ab. Das magnetische Flussquant $\Phi_0 = h/2e \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ V s}$ bestimmt hierbei die Periode des kritischen Stroms. Auf der linken Seite von Abbildung 6.4 ist der Spannungsabfall U_S über dem SQUID in Abhängigkeit des Betriebsstroms I_b für die beiden Extrema $\Phi_S = n\Phi_0$ und $\Phi_S = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$ zu sehen.

Die rechte Seite von Abbildung 6.4 zeigt die periodische Abhängigkeit der Spannung U_S vom magnetischen Fluss Φ_S bei einem konstanten Betriebsstrom I_b im SQUID. In dieser Betriebsweise fungiert das SQUID somit als Fluss-Spannungswandler wodurch Änderungen des magnetischen Flusses präzise gemessen werden können. Das beste Signal-zu-Rauschen-Verhältnis erhält man hierbei am steilsten Punkt der Kennlinie. Dieser Punkt wird auch als Arbeitspunkt bezeichnet. Die Abhängigkeit der Spannung von Änderungen des Flusses ist jedoch nur in einem kleinen Bereich von $\Phi_0/4$ um den Arbeitspunkt linear, wie in Abbildung 6.4 auf der rechten Seite zu erkennen ist. Dieses Problem kann mit Hilfe eines Rückkoppelmechanismus, bei dem das SQUID auf einem konstanten Arbeitspunkt festgehalten wird, gelöst

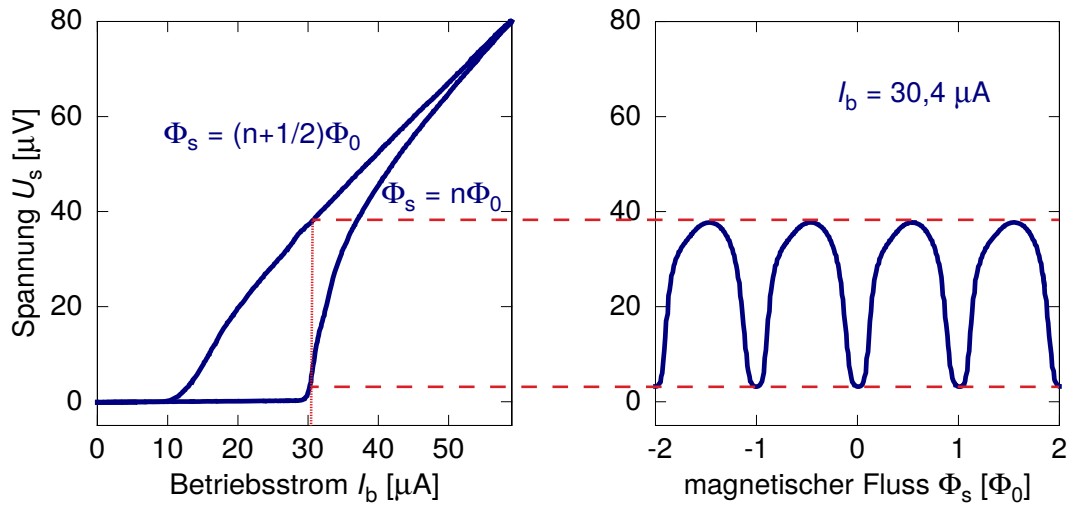


Abbildung 6.4: Links: Strom-Spannungs-Kennlinie eines dc-SQUIDs für die zwei Extrema des eingeschlossenen magnetischen Flusses Φ_s . Rechts: Fluss-Spannungs-Kennlinie des selben dc-SQUIDs bei einem konstanten Betriebsstrom I_b

werden. Dies ist Gegenstand des folgenden Abschnittes.

6.2.2 Zweistufiger SQUID-Aufbau

Beim Betrieb eines Aufbaus mit einstufigem SQUID, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, ist das Spannungsrauschen der Elektroniken bei Raumtemperatur der limitierende Faktor des Rauschens. Eine rauscharme Vorverstärkung des SQUID-Signals ist daher sinnvoll. Dies kann durch ein zweites SQUID, welches das Signal bei tiefen Temperaturen vorverstärkt, erreicht werden. Abbildung 6.5 zeigt schematisch einen solchen zweistufigen SQUID-Aufbau. Dabei handelt es sich bei der zweiten Stufe nicht um ein einzelnes SQUID sondern um ein Array von N in Reihe geschalteten SQUIDs. Durchdringt der gleiche magnetische Fluss die einzelnen SQUIDs des Arrays, so verhält sich dieses wie ein einzelnes SQUID mit einem um Faktor N vergrößerten Spannungsabfall U_s .

Das SQUID-Array wird mit einem konstanten Betriebsstrom I_{b2} versorgt, wie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben. Um die dissipierte Leistung im primären SQUID zu reduzieren betreibt man dieses jedoch im Spannungsbetrieb. Dazu ist dem SQUID der Lastwiderstand R_g parallel geschaltet. Gilt die Annahme, dass der Lastwiderstand sehr viel kleiner als der Widerstand des SQUIDs im normalleitenden Zustand ist, so fließt der Betriebsstrom I_{b1} hauptsächlich durch den Lastwiderstand. Dadurch wird ein nahezu konstanter Spannungsabfall über diesem erzeugt und nur ein kleiner Teil des Stroms $I \ll I_{b1}$ fließt durch das SQUID und die in Reihe geschaltete Einkoppel-

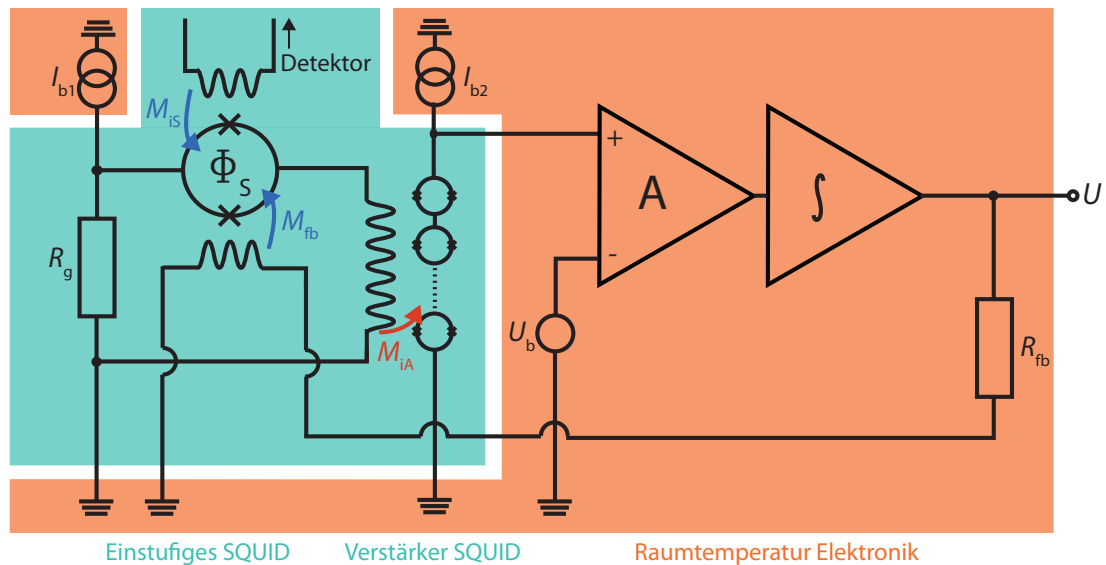


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung eines zweistufigen SQUID-Aufbaus. Das einstufige SQUID-Magnetometer wird bei tiefen Temperaturen mit konstanter Betriebsspannung betrieben und ist direkt über die Einkoppelspule mit dem Detektor verbunden. Der SQUID-Verstärker des zweistufigen Aufbaus besteht aus N SQUIDs in Serie und wird ebenfalls bei tiefen Temperaturen, jedoch mit konstantem Strom I_{b2} , betrieben. Mittels einer Elektronik bei Raumtemperatur wird der Spannungsabfall über dem SQUID-Array gemessen. Über einen Rückkoppel-Strom wird das einstufige SQUID auf einem konstanten Arbeitspunkt gehalten und dadurch das Signal linearisiert.

spule des SQUID-Arrays. Der Strom, welcher das SQUID durchfließt, hängt dabei vom darin eingeschlossenen magnetischen Fluss ab. Eine Flussänderung Φ_S im ersten SQUID erzeugt somit ebenfalls eine Flussänderung im Verstärker-SQUID. Die dissipierte Leistung tritt dadurch hauptsächlich am Lastwiderstand R_g auf welcher sich jedoch nicht in unmittelbarer Nähe des SQUIDs befinden muss.

Im Abschnitt 6.2.1 wurde die nichtlineare Abhängigkeit der Fluss-Spannungs-Kennlinie des SQUIDs erwähnt. Zur Linearisierung des Signals kann eine Technik verwendet werden bei welcher der Fluss rückgekoppelt wird. Die über dem Verstärker-SQUID abfallende Spannung wird im Bezug zu einer Referenzspannung U_b von einem Raumtemperatur-Differenzverstärker verstärkt und integriert. Die resultierende Spannung erzeugt mit Hilfe eines Rückkoppelwiderstandes R_{fb} einen Strom I_{fb} , der durch eine Rückkoppelspule fließt und wiederum eine magnetische Flussänderung $M_{fb}I_{fb}$ im SQUID erzeugt. Diese entspricht exakt der anfänglichen Flussänderung Φ_S jedoch mit umgedrehtem Vorzeichen. Die Flussänderung wird somit kompensiert und das SQUID auf einem konstanten Arbeitspunkt gehalten. Der proportional zu Φ_S erzeugte Spannungsabfall über dem Rückkoppelwiderstand entspricht dann dem

linearisierten Messsignal. Gleichung 6.1 fasst die eben beschriebene Linearisierung des Messsignals zusammen:

$$V = \frac{R_{\text{fb}}}{M_{\text{fb}}} \Delta\Phi_{\text{S}} = R_{\text{fb}} \frac{M_{\text{iS}}}{M_{\text{fb}}} I_{\text{S}} \quad . \quad (6.1)$$

Hierbei sind M_{iS} und M_{fb} die Gegeninduktivitäten zwischen SQUID und Einkoppelbeziehungsweise Rückkoppelspule. Diese können mit $M = k\sqrt{L_{\text{S}}L_{\text{x}}}$ errechnet werden, wobei L_{S} die Induktivität des SQUIDs, L_{x} die zum SQUID gekoppelte Spule und k einen geometrischen Kopplungsfaktor beschreibt.

Die Werte für I_{b1} and I_{b2} wurden bei der Messung so gewählt, dass der Spannungshub der SQUID-Kennlinien maximiert ist. Mit U_{b} wurde der steilste Bereich der Fluss-Spannungs-Kennlinie als Arbeitspunkt ausgewählt.

6.2.3 Rauschbeitrag des zweistufigen SQUID-Aufbaus

Durch den zweistufigen SQUID-Aufbau wird ein zusätzlicher Rauschbeitrag zum Gesamtrauschen des Detektors generiert. Dieser setzt sich aus einem zu niedrigeren Frequenzen ansteigenden $1/f$ -Rauschen und einem frequenzunabhängigen weißen Rauschen zusammen. Letzteres ist den parallel zu den Josephson-Kontakten geschalteten Shunt-Widerständen geschuldet. Dieses durch die thermische Elektronenbewegung verursachte Spannungsrauschen lässt sich in ein magnetisches Flussrauschen übersetzen. Für eine ideale SQUID-Geometrie erhält man dann die Leistungsdichte

$$S_{\Phi_{\text{S}}}^{\text{w}} = \frac{18k_{\text{B}}TL_{\text{S}}^2}{R} \quad (6.2)$$

des Rauschens mit R als Shunt-Widerstand und L_{S} als Induktivität des SQUIDs [Tes77, Bru82]. Die neuesten Generationen der hauseigenen SQUIDs haben Werte von $R = 8 \Omega$ für die Shunt-Widerstände und $L_{\text{S}} = 80 \text{ pH}$ für die SQUID-Induktivität. Bei einer Temperatur von $T = 200 \text{ mK}$ beträgt das erwartete weiße Rauschen $\sqrt{S_{\Phi_{\text{S}}}^{\text{w}}} \approx 100 \text{ n}\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Aufgrund des Selbstheizens der Widerstände und des Abkoppeln vom Wärmebad kann das weiße Rauschen für tiefere Temperaturen nicht weiter reduziert werden. Bei niedrigen Frequenzen überwiegt das $1/f$ -Rauschen. Typische Werte für die Rauschdichte dafür sind $\sqrt{S_{\Phi_{\text{S}}}^{1/f}} \approx 5 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}} \cdot (f/1 \text{ Hz})^{-\xi/2}$, mit $\xi = 0,6 \dots 1,2$ [Kem16]. Als einer der Gründe für diesen Beitrag wird die durch Adsorbate verursachte Umkehr der magnetischen Momente auf den Oberflächen der SQUID-Schleifen vermutet [Koc07, Kum16, dG17]. Bei genügend hohem Spannungshub der SQUID-Arrays kann der Rauschbeitrag des parallel zum SQUID geschalteten Lastwiderstands vernachlässigt werden.

6.2.4 Datenaufnahme

Die Aufnahme der Daten von 64 Pixeln erfolgt mit einem 32-Kanal-Auslesesystem PAQS¹¹ welches in [Hen17] neu aufgesetzt wurde. Das Auslesesystem basiert auf zwei 16-Kanal Analog-Digital-Wandler des Typs SIS3316¹², die mit einer Abtastrate von bis zu 125 MHz pro Kanal und einer Spannungsaufösung von 16 bit arbeiten. Über eine Ethernetverbindung können die AD-Wandler ausgelesen werden. Aufgrund eines Doppelspeichersystems ist die gleichzeitige Aufnahme der Daten und deren Transfer zum Messcomputer möglich. Jeder Kanal ist intern zusätzlich in einen Trigger-Kanal und einen Datenkanal aufgeteilt. Dazu kann für jeden Kanal eine eigene Triggerschwelle eingestellt werden. Der Trigger basiert auf einem gleitenden Mittelwert und einem Filter mit endlicher Impulsantwort, wodurch ein Bandpass moduliert wird und zusätzliche externe Filter nicht benötigt werden. Für das Triggern der Signale wird ein Proportionaldiskriminator verwendet, welcher somit für alle Signale mit konstanter Anstiegszeit unabhängig von der Amplitude zur selben Zeit triggert. Für jedes Triggersignal wird der unveränderte Datenstrom des Datenkanals aufgezeichnet. Jedes gespeicherte Ereignis besteht aus 16384 einzelnen Datenpunkten und die AD-Wandler erlauben eine Überabtastung bis zu einem Faktor 512, wodurch 512 aufeinanderfolgende Datenpunkte zu einem gemittelt werden können.

6.3 Experimenteller Aufbau

Das Detektorarray PolarmaXs wurde am Ende des in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Seitenarms auf einer Experimentierplattform aus Kupfer angebracht. Eine Explosionsansicht der CAD-Zeichnung dieser Anordnung ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Der Detektor ist mittig auf der Plattform angebracht und wird von acht SQUID-Chips umgeben. Mittels zweier Schrauben wird die Platine zur Kontaktierung der SQUIDS und des Detektors auf die Experimentierplattform geschraubt. Über zwei weitere Schrauben wird ein Kollimator darüber positioniert, welcher den eigentlichen Streuer enthalten wird. Photonen welche nicht auf den Streuer treffen werden vom Kollimator absorbiert.

Sowohl die Experimentierplattform als auch der Kollimator bestehen jeweils aus Kupfer um eine gute thermische Leitfähigkeit zu erreichen. Ein Ausheizen beider Bauteile für 12 h bei 800 °C steigert diesen Effekt noch. Abbildung 6.7 zeigt eine fotografische Nahaufnahme des Detektoraufbaus ohne Kollimator. Das Detektorarray und die SQUID-Chips wurden mit einem Klebestift von tesa^{®13} direkt auf die Experimentier-

¹¹Paralle Acquisition System

¹²Struck Innovative Systeme GmbH, Harksheider Str. 102, 22399 Hamburg, Deutschland

¹³tesa sc, Hugo-Kirchberg-Straße 1, 22848 Norderstedt, Deutschland

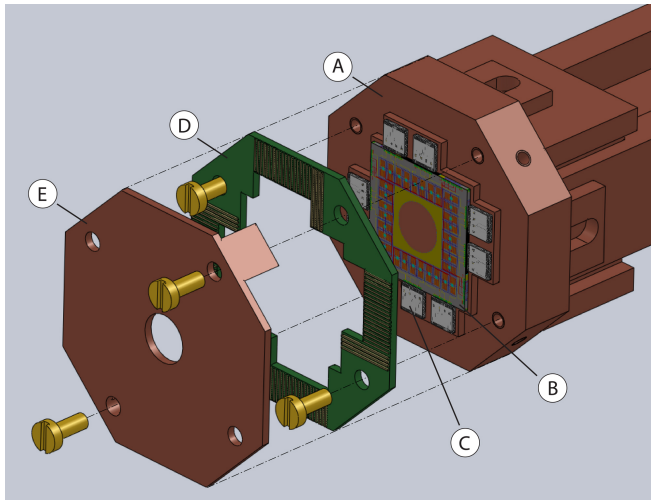


Abbildung 6.6: Explosionsdarstellung der Experimentierplattform (A) am Ende des Seitenarmes. Zu sehen ist das Detektorarray (B) mit den acht Chips (C), welche die einstufigen SQUIDs enthalten, die Platine (D) für deren Kontaktierung und den Kollimator (E).

plattform geklebt um mit dieser und dem Seitenarm in gutem thermischen Kontakt zu sein. Die Kontaktierung der Leiterbahnen der Platine mit den Kontaktflächen der Chips und der SQUIDs mit dem Detektor erfolgt über Aluminium-Bonddrähte. Mittels einem Ultraschallpuls werden diese mit den Kontaktflächen auf den Chips kaltverschweißt. Der Durchmesser dieser Aluminiumdrähte beträgt $25\ \mu\text{m}$. Um pa-

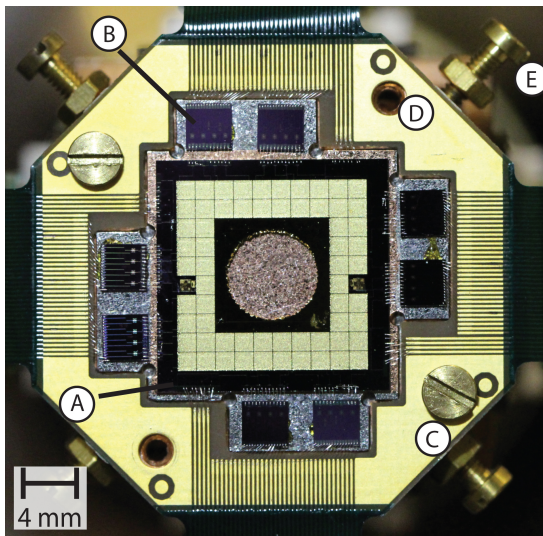


Abbildung 6.7: Fotografie des Detektoraufbaus auf der Experimentierplattform mit dem in der Mitte befindlichen PolarmaXs-Chip (A) der von acht SQUID-Chips (B) umgeben ist. Jeder dieser SQUID-Chips beinhaltet vier einstufige hauseigene SQUID-Magnetometer. Die Schrauben (C) fixieren die Platine an der Plattform und die Gewindebohrungen (D) sind für die Befestigung des Kollimators. Mit Hilfe der seitlich in die Plattform angebrachten Schrauben (E) wird der supraleitende Schild aus Niob zur magnetischen Abschirmung geführt.

rasitäre Induktivitäten zu reduzieren wurde der Spalt zwischen SQUID-Chips und Detektorchip und somit die Länge der Drähte so klein wie möglich gewählt. Ein direkter Kontakt der Chips ist jedoch aufgrund des thermischen Kontaktes untereinander nicht erwünscht. Unterhalb der SQUID-Chips wurde zuvor eine $500\ \text{nm}$ dicke supraleitende Niobschicht auf den Experimentierhalter abgeschieden um das magnetische Johnson-Rauschen der Kupferplattform zu reduzieren.

Die SQUID-Chips der einstufigen SQUID-Magnetometer, welche bei der Messung

zum Einsatz kamen um den Detektor auszulesen, wurden alle im hauseigenen Reinraum angefertigt. Auf jedem Chip sind vier unabhängige einstufige SQUID-Magnetometer verbaut. Die Messungen wurden mit den SQUIDs *HDSQ10Ä-FE* vom Typ-1, beschrieben in [Kem15], und vom Typ-2 durchgeführt. Bei Typ-2 wurde die parasitäre Kopplung zwischen Einkoppel- und Rückkoppelschleife verringert [Ric17]. Die wichtigsten für die Charakterisierung des Detektors notwendigen Parameter der SQUIDs sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

		Typ-1	Typ-2
Induktivität der Einkoppelspule	[nH]	1.2	1.65
Sensitivität der Einkoppelspule	$1/M_{iS}$ [$\mu\text{A}/\Phi_0$]	40	36
Sensitivität der Rückkoppelspule	$1/M_{fb}$ [$\mu\text{A}/\Phi_0$]	8.5	12.5

Tabelle 6.1: Parameter der einstufigen SQUID-Magnetometer *HDSQ10Ä-FE* die bei den Messungen zum Einsatz kamen.

Die Verstärker-SQUIDs des zweistufigen Aufbaus sind einerseits SQUID-Arrays des Typs *C6X16FL* von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt¹⁴ andererseits auch hauseigene Arrays des Typs *HDSQ5-A16*. Auf jedem Verstärkerchip sind jeweils zwei SQUID-Arrays mit 16 in Reihe geschalteten SQUID-Zellen. In Abbildung 6.8 ist ein Foto von einer der vier auf dem Seitenarm angebrachten Verstärkerplatinen zu sehen. Jede Platine ist mit vier SQUID-Chips ausgestattet welche mit dem Spulenlack GE-7031¹⁵ angeklebt wurden. Unter den Array-Chips wurden durch die Platine hindurch Vias aus Kupfer hinzugefügt um den thermischen Kontakt zwischen Verstärker-SQUIDs und Seitenarm zu verbessern. Zum Schutz der Arrays können die Platinen mit einer Abdeckung aus Teflon versehen werden. Zuletzt wird der Aufbau mit einem supraleitenden Schild aus Niob versehen, wie in Abschnitt 6.1.2 erklärt. Dadurch werden sowohl der Detektor als auch die einstufigen SQUID-Magnetometer

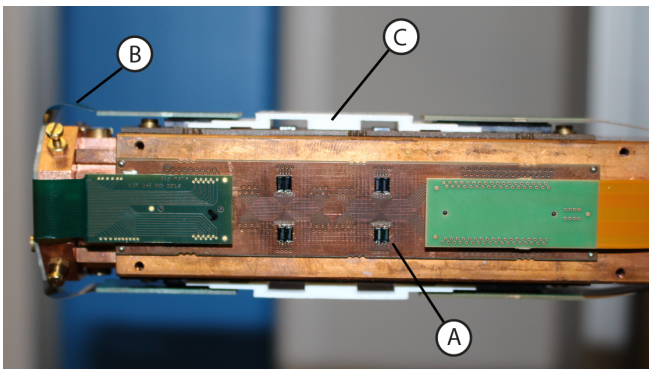


Abbildung 6.8: Verstärkerplatinen mit jeweils vier SQUID-Array-Chips (A). Jeder Chip beinhaltet zwei Verstärker-SQUIDs mit jeweils 16 in Reihe geschalteten SQUID-Zellen. Die Starrflex-Leiterplatine (B) des Detektors ist ebenfalls zu sehen. Eine Abdeckung (C) aus Teflon schützt die Platinen und die SQUID-Chips.

¹⁴PTB, Abbestr. 2-12, 10587 Berlin, Deutschland

¹⁵LakeShore Cryotronics Inc, 575 McCorkle Boulevard, Westerville, Ohio, USA

und die SQUID-Arrays an der Seite des Armes magnetisch abgeschirmt. Gehalten wird der Schild sowohl über die Köpfe von vier Messingschrauben die an der Seite der Experimentierplattform befestigt sind (siehe Abbildung 6.7) als auch über weitere vier Messingschrauben an der Seite des Armes.

Aufgrund der einfachen und schnellen Anbringung der Detektorplattform und Verstärkerplatinen am Ende des Seitenarms und der elektrischen Kontaktierung über die Starrflex-Leiterplatinen ist ein schneller Austausch dieser Bauteile möglich. So kann je nach Anforderung auch während einer Strahlzeit auf andere Detektortypen gewechselt werden, wie zum Beispiel auf das Detektorarray *maXs30* [Hen17], welches ebenfalls eine Experimentierplattform mit den Abmessungen für eine Anbringung am Ende des Seitenarms dieses Kryostaten besitzt.

6.4 Röntgenquellen

6.4.1 ^{55}Fe -Quelle

Über einen Elektroneneinfangprozess zerfällt das Isotop ^{55}Fe mit einer Halbwertszeit von 2,74 Jahren. Dabei wird vom Atomkern ein Elektron, meist aus der K-Schale der Elektronenhülle, eingefangen. Durch die dadurch stattfindende Umwandlung eines Protons in ein Neutron und dem zurückbleibenden nicht besetzten Zustand in der Elektronenhülle befindet sich das resultierende Tochteratom ^{55}Mn im angeregten Zustand. Über die Emission eines Auger-Elektrons oder eines Röntgenphotons erfolgt die Abregung des Tochteratoms. Die dominanten dabei emittierten Photonenenergien sind die der K_α -Linie mit 5,9 keV und die der K_β -Linie mit 6,5 keV. Zusätzlich erfährt die K_α -Linie eine Hyperfeinaufspaltung von 12 eV. In [Höl97] sind die entsprechenden Energien und Intensitäten zu finden. Das Gehäuse der Quelle verhindert ein Austreten der Auger-Elektronen. Die Aktivität der zur Charakterisierung verwendeten Quelle¹⁶ entsprach 2,3 kBq.

6.4.2 ^{241}Am -Quelle

Das Isotop ^{241}Am zerfällt mit einer Halbwertszeit von 433 Jahren über einen α -Zerfall in ^{237}Np . Ein Teil der Zerfallsenergie geht in die kinetische Energie des α -Teilchens über während der andere Teil zu einer Anregung des Tochterkerns führt. Durch Relaxation des Tochterkerns in den Grundzustand werden charakteristische γ - und Röntgenstrahlen emittiert. Diese können das Gehäuse der Quelle verlassen während die α -Teilchen vom Gehäuse absorbiert werden. Das Energiespektrum ist in [Pie12] im Detail beschrieben. Der Energiebereich der emittierten Röntgenstrahlung erstreckt

¹⁶QSA Global GmbH, Gieselweg 1, 38110 Braunschweig, Deutschland

sich von 10 keV bis zu 60 keV und ist für die Charakterisierung des Detektors somit besonders geeignet. Die Wahrscheinlichkeiten der dominanten γ -Linien sind in [Bé10] aufgeführt. In [Des03, Bea67] sind die der dominanten Röntgenlinien von Neptunium zu finden. Die zur Messung verwendete Quelle¹⁷ hatte eine Aktivität von 427 kBq.

¹⁷QSA Global GmbH, Gieselweg 1, 38110 Braunschweig, Deutschland

7. Charakterisierung des PolarmaXs-Detektors

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Charakterisierungsmessungen des im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Detektorarrays PolarmaXs diskutiert. Die Charakterisierung beinhaltet sowohl eine Bestimmung der Energieauflösung des Detektors als auch die Untersuchung der Signalform mit der Anstiegs- und Abklingzeit. Des Weiteren wird der Einfluss der Temperatur auf die Signalhöhe betrachtet und Induktivitätsmessungen an den einzelnen SQUID-Kanälen durchgeführt. Das Übersprechen zwischen benachbarten Detektorkanälen wird ebenso diskutiert wie die Linearität der Signalhöhe des Detektorarrays.

7.1 Induktivität der mäanderförmigen Detektionsspulen

Mit einer Messung der spektralen Rauschleistung bei Temperaturen zwischen 1,2 K und 9,2 K kann die Induktivität der mäanderförmigen Detektionsspulen bestimmt werden. Bei diesen Temperaturen sind sowohl die Detektionsspule als auch die Einkoppelspule des SQUIDs, welche beide aus Niob hergestellt sind, supraleitend. Die Bonddrähte, welche die beiden Spulen miteinander verbinden, bestehen jedoch aus Aluminium und sind somit bei diesen Temperaturen normalleitend und besitzen daher einen endlichen Widerstand R . Das dadurch erzeugte frequenzunabhängige Spannungsrauschen der Bonddrähte mit der Leistungsdichte

$$S_U = 4k_B T R \quad (7.1)$$

bei gegebener Temperatur T erzeugt ein Stromrauschen welches über die Gegeninduktivität M_{is} im SQUID ein Flussrauschen $S_{\Phi_S} = M_{is}^2 S_I$ erzeugt. Dabei bilden die Gesamtinduktivität L des supraleitenden Flusstransformators zusammen mit dem Widerstand R der Bonddrähte einen Tiefpassfilter mit der Abschneidefrequenz $f_c = R/(2\pi L)$. Mit der Leistungsdichte

$$S_{\Phi_S} = M_{is}^2 S_I \frac{1}{1 + (f/f_c)^2} + S_{\Phi_S}^{S,w} \quad (7.2)$$

kann diese Tiefpass-Charakteristik zusammen mit dem zusätzlichen weißen Rauschen $S_{\Phi_S}^{S,w}$ des SQUIDs beschrieben werden.

In Abbildung 7.1 ist das gemessene Flussrauschen S_{Φ_S} im SQUID von einem Detektorkanal bestehend aus zwei mäanderförmigen Detektionsspulen in Abhängigkeit

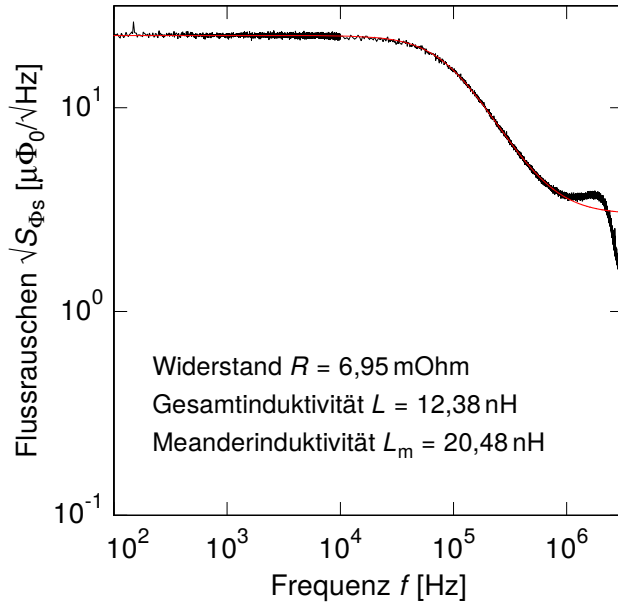


Abbildung 7.1: Gemessene Leistungsdichte des Flussrauschens eines Detektorkanals in Abhängigkeit von der Frequenz bei einer Temperatur von 4,68 K. In rot ist eine numerische Anpassung nach Gleichung 7.2 überlagert.

von der Frequenz f bei einer Temperatur von 4,68 K dargestellt. Eine numerische Anpassung nach Gleichung 7.2 ist dem Messsignal in rot überlagert. Wie man erkennen kann stimmen die Messdaten sehr gut mit der Anpassung überein. Aufgrund der limitierten Bandbreite der Rückkoppelschleife des SQUIDs ist ein Abschneiden des Rauschens bei ungefähr 2 MHz zu erkennen, welches in der numerischen Anpassung nicht berücksichtigt wird. Die Gesamtinduktivität

$$L = \frac{L_m}{2} + L_p + L_i \quad (7.3)$$

des supraleitenden Flusstransformators setzt sich aus mehreren Einzelinduktivitäten zusammen. Der Parameter L_i beschreibt die Induktivität der Einkoppelschleife des SQUIDs, welche für das verwendete SQUID-Design mit $L_i = 1,1$ nH gemessen wurde. Mit L_p ist die parasitäre Induktivität des Stromkreises beschrieben, die hauptsächlich durch die Induktivität der Bonddrähte gegeben ist. Je nach geometrischer Anordnung der Bonddrähte erwartet man für die Induktivität zweier paralleler Bonddrähte zwischen 0,1 nH und 0,2 nH pro $m\Omega$ des Bonddrahtwiderstands. Für die Auswertung wurde ein Wert von 0,15 nH pro $m\Omega$ gewählt, jedoch hängt das Ergebnis kaum von diesem Wert ab. Für die Induktivität eines einzelnen Mäanders L_m erhält man mit Gleichung 7.3 dann einen Wert von 20,5 nH, welcher gut mit dem erwarteten Wert von 22,3 nH aus der Detektorsimulation in Kapitel 5.1 übereinstimmt.

7.2 Erbiumkonzentration des Sensors

Die Erbiumkonzentration des Sensors wurde anhand der Silber-Erbium-Folie bestimmt, welche bei der Herstellung der Sensorlage durch deren Lift-Off-Prozess entsteht. Dafür wurde eine Magnetisierungsmessung in einem MPMS XL Magnetometer¹ durchgeführt, bei der die Temperatur von 300 K bis 2 K verändert und ein äußeres Magnetfeld von 1 T angelegt wurde. In Abbildung 7.2 ist die Magnetisierung M der Folie in Abhängigkeit der inversen Temperatur T dargestellt.

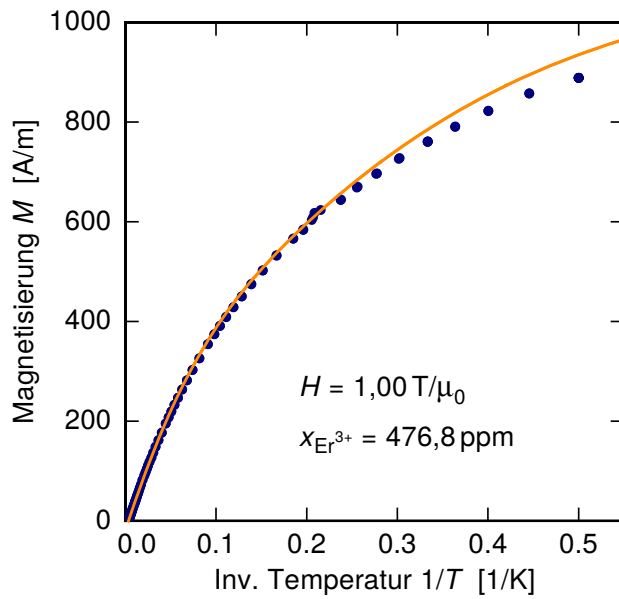


Abbildung 7.2: Magnetisierung der Silber-Erbium-Folie in Abhängigkeit der inversen Temperatur bei einem äußeren Magnetfeld von 1 T. In orange ist eine Theorie wie im Text erklärt überlagert.

Die durchgezogene Linie beschreibt hierbei den theoretischen Verlauf bei gegebener Erbiumkonzentration in der Silber-Erbium-Folie. Hierzu wurde der theoretisch erwartete Verlauf für eine Erbiumkonzentration von $x = 1 \text{ ppm}$ in Silber auf die Messdaten skaliert. Die theoretischen Werte für $x = 1 \text{ ppm}$ wurden, unter Berücksichtigung des Einflusses des Kristallfeldes von Silber auf die Erbiumionen welcher mittels inelastischer Neutronenstreuung ermittelt worden war [Hah92], berechnet [Fle00]. Für die Anpassung wurde der Temperaturbereich von 300 K bis 100 K benutzt. Der Skalierungsfaktor liefert dann die tatsächliche Konzentration der Erbiumionen im Sensor. Dadurch konnte eine Erbiumkonzentration von $x = 477 \text{ ppm}$ ermittelt werden. Diese Konzentration ist fast um 50 % höher als die vermutete Konzentration von $x = 320 \text{ ppm}$, die bei der Detektor-Optimierung in Kapitel 5.1 angenommen wurde. Somit scheint es, dass die Konzentration der Erbiumionen im Ag:Er-Target, welches bei der Kathodenzerstäubung verwendet wird, seit Herstellung des Targets anstieg. Diese Beobachtung wurde im Laufe der Zeit über viele Messungen an anderen Wafern

¹Quantum Design, Inc., 10307 Pacific Center Court, San Diego, CA 92121, USA

bestätigt. Ein möglicher Grund dafür liegt an der unterschiedlichen Sputterausbeute der zwei Komponenten Silber und Erbium im Sputtertarget. Diese hängt jeweils von der Atommasse der Komponenten und der Ionenmasse des Sputtergases ab. Zusätzlich führt das magnetische Moment der Erbiumionen zu einer Anreicherung im Target. Somit kommt es bei Legierungen mit unterschiedlicher Sputterausbeute zu einer Anreicherung an der Targetoberfläche der Komponente mit geringerer Sputterausbeute, in diesem Fall Erbium. Dadurch steigt die Erbiumkonzentration mit der Zeit. Die höhere Erbiumkonzentration hat insbesondere Auswirkungen auf die Magnetisierung dM/dT und die Wärmekapazität C_{er} des Sensors, wodurch sich alle davon abgeleiteten Detektoreigenschaften ändern, wie zum Beispiel Signalanstiegs- und Signalabklingzeit, aber auch die erreichbare Energieauflösung des Detektors, wie in den folgenden Abschnitten zu sehen ist.

7.3 Signalthöhe

Zur Bestimmung der Signalthöhe wurde der Energieeintrag von $59,5\text{ keV}$ γ -Photonen aus der Americium-Quelle betrachtet. Abbildung 7.3 zeigt die gemessene Signalthöhe im SQUID in Einheiten von Φ_0 in Abhängigkeit von der Temperatur der Mischkammerplattform. In den benachbarten Kanälen vier und fünf wurde ein magnetfelder-

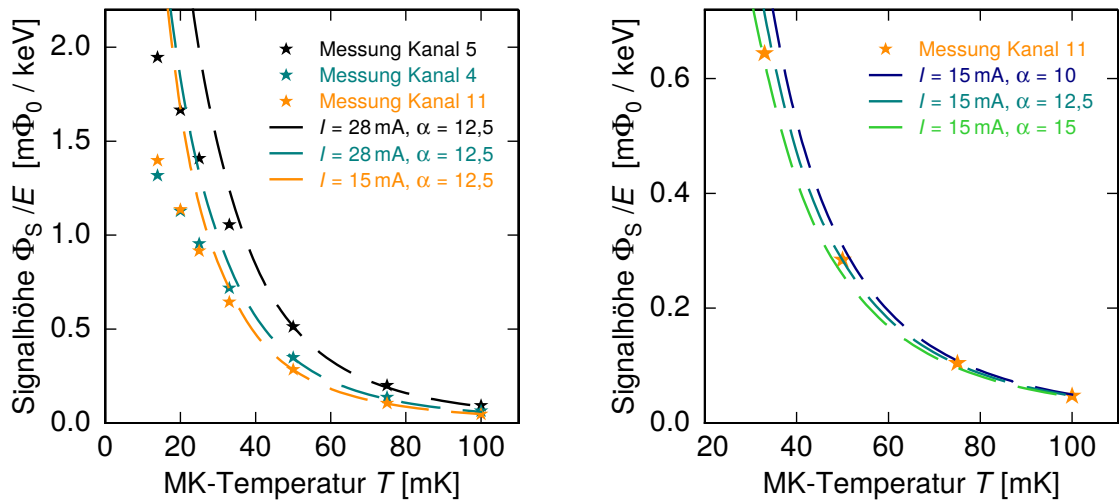


Abbildung 7.3: Links: Gemessene Signalthöhe des PolarmaXs-Detektors bei unterschiedlichen Temperaturen für drei Kanäle. Die erwarteten Signalgrößen mit Wechselwirkungsparameter $\alpha = 12,5$ für zwei verschiedene magnetfelderzeugende Dauerströme sind als gestrichelte Linie überlagert. **Rechts:** Signalgröße von Kanal 11 überlagert mit den erwarteten Signalgrößen für unterschiedliche Wechselwirkungsparameter α und einem Dauerstrom von 15 mA .

zeugender Dauerstrom von 60 mA und in Kanal 11 von 30 mA angeboten, wie in Kapitel 5.3 beschrieben. Die erwarteten Signalthöhen des Detektors mit 30 μm dicken Absorbern und Sensoren aus Ag:Er sind als gestrichelte Linien dargestellt. Um eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten zu erreichen, müssen felderzeugende Dauerströme angenommen werden, welche etwa halb so hoch sind wie angeboten. Dies könnte durch einen elektrischen Kontakt von Feldleitung zur Masse, zum Beispiel über die Leitungen, welche zum Betrieb und zur Auslese der SQUIDs nötig sind, und den SQUID-Elektroniken zu erklären sein. Die Abweichung der Signalthöhe zwischen Kanal vier und fünf mit gleichem eingepprägten Dauerstrom ist auf die Verwendung zweier unterschiedlicher Detektor-SQUID-Typen, beschrieben in Kapitel 6.3, mit ihren unterschiedlichen Induktivitäten und Eingangskopplungen zurückzuführen. Wie zu erkennen stimmen die Messwerte für Temperaturen oberhalb 50 mK sehr gut mit den dann erwarteten Signalthöhen überein. Für niedrigere Temperaturen ist ein thermisches Abkoppeln des Detektorchips von der Experimentierplattform an der Mischkammer zu beobachten. Hierbei muss beachtet werden, dass die thermische Verbindung zwischen Detektorchip und Mischkammer durch den, in Kapitel 6.1.2 beschriebenen, Seitenarm aus Kupfer stattfindet. Dabei kann es sowohl zu einem Abkoppeln des Arms von der Mischkammer, als auch zu einem Abkoppeln des Detektorchips vom Arm kommen. Das Abkoppeln des Detektorchips vom Arm könnte auf die Leistungsdissipation der Detektor-SQUIDs zurückzuführen sein. Dabei ist es wichtig wie gut die thermische Kopplung der SQUIDs zum Kupferhalter im Vergleich zur thermischen Kopplung zwischen den SQUIDs und dem Detektorchip ist und wie stark der Detektorchip mit dem Wärmebad koppelt. Falls die thermische Kopplung vom Detektorchip zum Wärmebad schwach ist und die zwischen SQUIDs und Detektorchip stark, kann die dissipierte Leistung der SQUIDs zu einer erhöhten Detektortemperatur im Vergleich zur Wärmebad-Temperatur führen. Mit einer Thermalisierung durch das Substrat hindurch aus galvanisiertem Gold anstatt von gesputtertem Gold, wie in Kapitel 5.4.3 erläutert, kann die thermische Kopplung zwischen Detektorchip und Wärmebad zukünftig verbessert werden. Die Verstärker-SQUIDs, welche auf dem Seitenarm angebracht sind, können bei genügend hoher Leistungsdissipation ebenfalls zu einer im Vergleich zur Mischkammer-Temperatur erhöhten Arm-Temperatur führen.

Legt man die gemessenen Signalthöhen mit den erwarteten Kurven übereinander, so erhält man die tatsächliche Temperatur der einzelnen Detektoren. Für die niedrigsten Mischkammer-Temperaturen ergibt sich eine Detektortemperatur von 25,2 mK bei Kanal vier und fünf und 22,3 mK bei Kanal 11. Der Unterschied in der Temperatur kann durch die oben erwähnte Leistungsdissipation der Detektor-SQUIDs bei gleichzeitiger Verwendung zweier unterschiedlicher SQUID-Typen und dem Abstand der Kanäle untereinander erklärt werden. Unterschiede ließen sich durch Gradienten auf dem Detektorchip erklären, welche zum Beispiel dadurch zustande kommen kön-

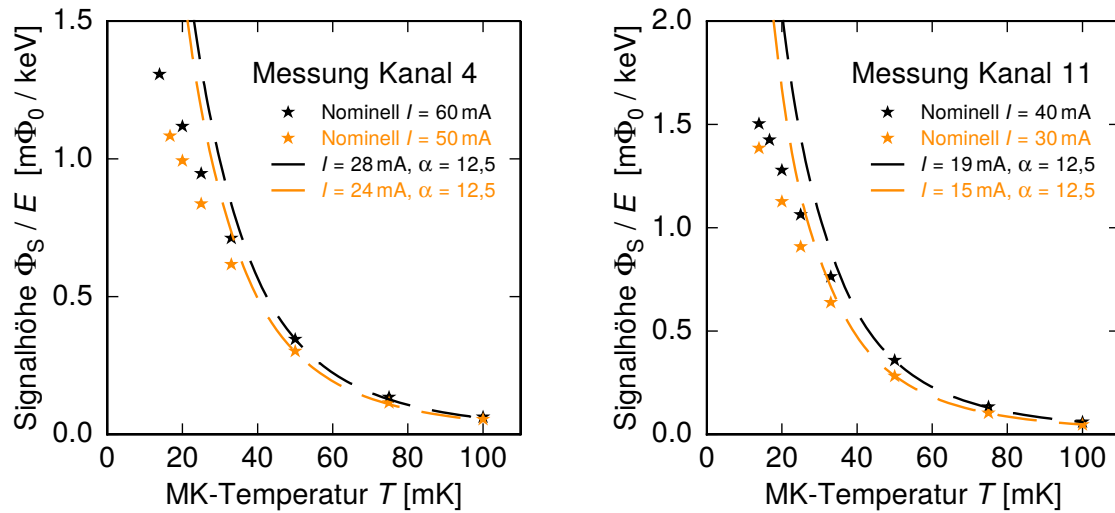


Abbildung 7.4: Gemessene Signalhöhe des PolarmaXs-Detektors in Abhängigkeit von der Temperatur für angebotene magnetfelderzeugende Dauerströme von 60 mA und 50 mA bei Kanal vier (**links**) und 40 mA und 30 mA bei Kanal 11 (**rechts**). Die für etwa den halben Strom erwarteten Signalhöhen mit Wechselwirkungsparameter $\alpha = 12,5$ sind als gestrichelte Linie überlagert.

nen, dass ein bestimmtes SQUID (z.B. das von Kanal 5) besonders viel Heizleistung dissipiert.

Wie bereits in [Hen17] lassen sich die Messwerte mit einem Wechselwirkungsparameter von $\alpha = 12,5$ am besten beschreiben, wie am Beispiel von Kanal 11 rechts in Abbildung 7.3 zu sehen ist. Die Tatsache, dass vom angebotenen Strom in etwa nur der halbe Dauerstrom in die mäanderförmigen Detektionsspulen eingepreßt wird, zeigt sich auch für andere eingepreßte Dauerströme, wie in Abbildung 7.4, links am Beispiel von Kanal vier und rechts am Beispiel von Kanal 11, zu sehen ist.

7.4 Signalanstieg

Um die Signalanstiegszeit eines Detektors zu erhalten wurden Messungen mit dem kleinst möglichen Zeitfenster durchgeführt. In Abbildung 7.5 sind links die ersten 400 μ s des Signals eines einzelnen absorbierten Photons der 59,5 keV-Linie aus der ^{241}Am -Quelle zu sehen. Rechts ist der Signalanstieg eines einzelnen absorbierten $\text{K}\alpha$ -Photons der ^{55}Fe -Quelle gezeigt. Der eingepreßte Dauerstrom beträgt 15 mA und die Temperatur des Detektors etwa 22 mK, gemäß den gemessenen Signalhöhen aus Abschnitt 7.3. Wie man anhand der in rot überlagerten numerischen Anpassung erkennen kann, folgt der Verlauf des gemessenen Signals einem einfachen exponenti-

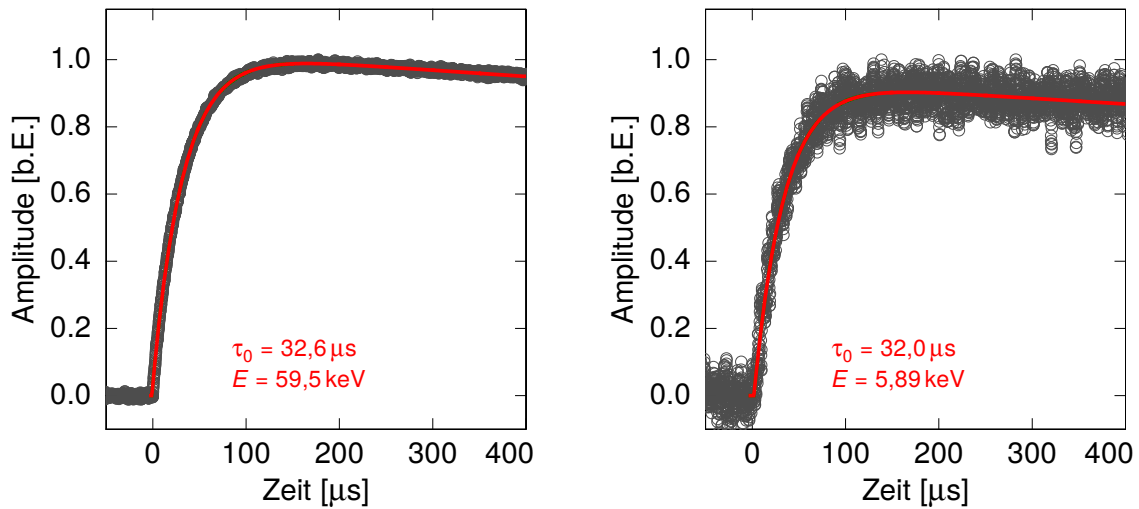


Abbildung 7.5: Signalverlauf in den ersten $400 \mu\text{s}$ nach der Absorption eines einzelnen Photons der $59,5 \text{ keV}$ -Linie aus der ^{241}Am -Quelle (**links**) und eines einzelnen Photons der K_{α} -Linie aus der ^{55}Fe -Quelle (**rechts**). In rot ist eine numerische Anpassung mit einem einzelnen exponentiellen Anstieg überlagert. Der eingepreßte Dauerstrom beträgt 15 mA und die Temperatur des Detektors etwa 22 mK .

ellen Anstieg, wie aus dem in Kapitel 3.5.1 gezeigten einfachen thermodynamischen Modell und Gleichung 3.31 zu erwarten ist. Die durch die Anpassung ermittelte Signalanstiegszeit des Detektors beträgt etwa $32 \mu\text{s}$ für beide Signale und hängt wie zu erwarten nicht von der Energie ab. Das Rauschspektrum in Abbildung 7.6, welches

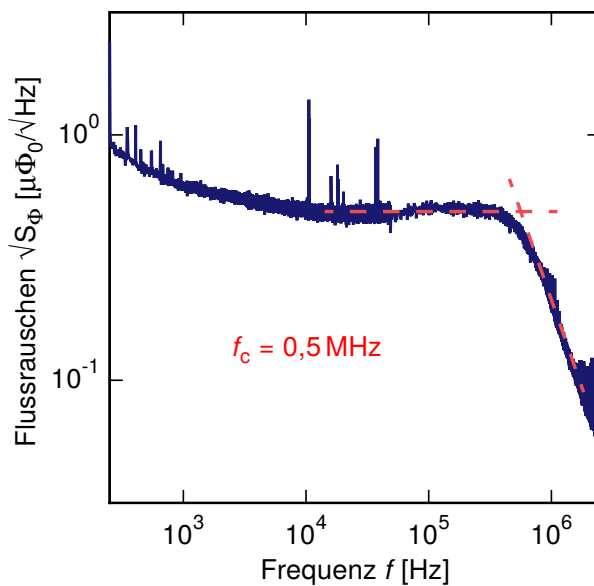


Abbildung 7.6: Das zu der Messung der Signalanstiegszeit zugehörige Flussrauschen in Abhängigkeit von der Frequenz. Die Abschneidefrequenz der SQUID-Elektronik liegt bei $0,5 \text{ MHz}$.

mit den gleichen SQUID-Einstellungen aufgenommen wurde, zeigt eine Abschneidefrequenz der SQUID-Elektronik bei $f_c = 0,5$ MHz. Dies entspricht einer Zeitauflösung von $\tau = 1/(2\pi f_c) \approx 300$ ns. Die Signalanstiegszeit ist also nicht durch die endliche Bandbreite der Auslese-Elektronik limitiert.

Die Abweichung der gemessenen Signalanstiegszeit von den $25 \mu\text{s}$ der Anstiegszeit des Detektorentwurfs (vgl. Kapitel 5.1) lässt sich wie folgt erklären. Die Einstellung der Signalanstiegszeit erfolgt, wie in Kapitel 3.2.2 erwähnt, über den thermischen Flaschenhals, welcher zwischen Sensor und Absorber in Form von Inseln und Stegen im Sensor eingefügt wurde. Die thermische Leitfähigkeit der Stege, welche die Inseln mit dem restlichen Sensor verbinden, ist durch

$$G = \frac{\mathcal{L}T}{\rho_{\text{Ag:Er}}} n \frac{A}{l} \quad (7.4)$$

mit der Lorenz-Zahl $\mathcal{L} = 2,44 \cdot 10^{-8} \text{ W } \Omega \text{ K}^{-2}$ gegeben. Die Größe A beschreibt die Querschnittsfläche des Steges, l die Länge des Steges und n die Anzahl der Stege pro Absorber. Für die Anstiegszeit folgt dann

$$\tau_0 = \frac{C_a C_s}{G(C_a + C_s)} \quad (7.5)$$

mit den Wärmekapazitäten C_s des Sensors und C_a des Absorbers. Bei einer gewählten Stegbreite von $20 \mu\text{m}$ mit Steglänge $15 \mu\text{m}$ ergibt sich bei $n = 4 \cdot 3$ Stegen pro Absorber die entworfene Signalanstiegszeit von $\tau_0 = 25 \mu\text{s}$. Hierbei muss zusätzlich beachtet werden, dass bei der Berechnung eine Temperatur von 20 mK angenommen und mit dem spezifischen Widerstand von Silber $\rho_{\text{Ag}} = 1,587 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$ und dem Restwiderstandsverhältnis $RRR = 2,4$ von gesputtertem Silber-Erbium gerechnet wurde. Für die Wärmekapazitäten von Sensor und Absorber wurden die aus der numerischen Optimierung erhaltenen Werte aus Tabelle 5.1 und 5.3 verwendet. Wie in Abschnitt 7.2 gezeigt, beträgt die tatsächliche Erbiumkonzentration jedoch 476 ppm und des Weiteren hängt die Wärmekapazität des Sensors ebenfalls vom in die Detektionsspule eingepprägten Dauerstrom ab. Hierfür wurde der optimale Strom mit 59 mA aus der Simulation zur Berechnung der Anstiegszeit verwendet. Eine an einer Teststruktur durchgeführte Messung des Restwiderstandsverhältnisses ergab ein Wert von $RRR = 2,3$. Verwendet man für die Berechnung der Signalanstiegszeit die Werte 15 mA für den eingepprägten Dauerstrom und $22,3$ mK für die Detektortemperatur, welche aus den Messungen der Signalhöhen folgen (siehe Abschnitt 7.3), sowie die Erbiumkonzentration von 476 ppm aus der Magnetisierungsmessung, und die daraus folgende Wärmekapazität des Sensors mit $81,92$ pJ/K, so ergibt sich eine erwartete Anstiegszeit von $\tau_0 = 24,8 \mu\text{s}$. Die restliche Abweichung von $7 \mu\text{s}$ im Vergleich zur gemessenen Anstiegszeit muss also auf Lackungenauigkeiten bei der Herstellung der

Sensorlage zurückzuführen sein. In Abbildung 7.7 ist eine Mikroskopaufnahme der Inseln im Sensor nach dem Lift-Off-Prozess der Sensorlage zu sehen. Wie zu erkennen

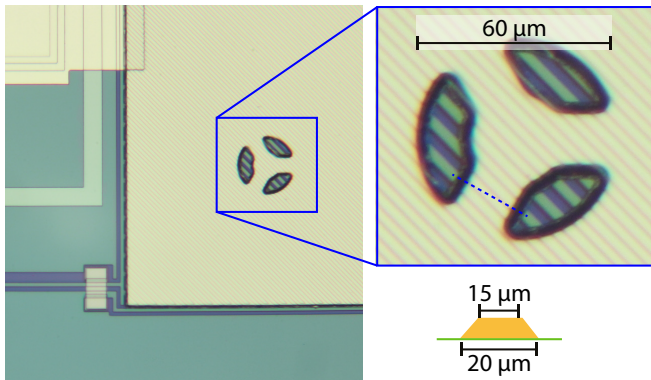


Abbildung 7.7: Mikroskopaufnahme einer Insel im Sensor, welche über die Stege den Temperatursensor mit dem später prozessierten Absorber verbindet und somit die Signalanstiegszeit limitiert.

ist, existiert eine geringe Abweichung in der Geometrie zwischen der geplanten und der tatsächlichen Struktur der Stege. Diese Abweichung kommt durch den verwendeten Fotolack bei der Herstellung der Sensorlage zustande, da hier nach der Belichtung und Entwicklung ein Unterschnitt im Fotolack entsteht. Aus der Fotografie lässt sich eine Querschnittsfläche eines Steges, mit Dicke h , von $A = 0,5 \cdot (15 \mu\text{m} + 20 \mu\text{m}) \cdot h$ ermitteln. Mit diesen Abmessungen, den oben verwendeten Größen und dem an einer Teststruktur gemessenen Restwiderstandsverhältnis von $RRR = 2,3$ folgt eine erwartete Signalanstiegszeit von $\tau_0 = 28 \mu\text{s}$, welche bereits näher an der gemessenen Anstiegszeit von $\tau_0 = 32 \mu\text{s}$ liegt.

7.5 Abklingen des Signals

In Kapitel 3.5.1 wurde gezeigt, dass sich das Abklingen des Signals in einem einfachen Detektormodell durch die Thermalisierung des Detektors zum Wärmebad beschreiben lässt, was zu einem einfachen exponentiellen Abfall des Signals führt. In Abbildung 7.8 sind gemittelte Signale von 59,5 keV-Photonen für sowohl das positive als auch das negative Pixel eines Detektor-Kanals zu sehen. Rechts in Abbildung 7.8 ist die Vergrößerung des Signals für den Zeitbereich zwischen 20 ms und 120 ms abgebildet. Das Abklingen des Signals lässt sich hierbei nicht komplett durch einen einfachen exponentiellen Abfall erklären. Normalerweise würden sich, nach Gleichung 3.28, beide Signale gegenseitig ausgleichen sobald beide Pixel eines perfekt gradiometrischen Detektors im thermischen Gleichgewicht sind und die resultierende Messamplitude entspräche dann null. Dies ist jedoch nicht der Fall wie man anhand des vergrößerten Ausschnitts rechts in Abbildung 7.8 erkennen kann. Hierbei scheinen beide Pixel wärmer als das Wärmebad zu sein, wodurch eine resultierende Signalamplitude ungleich null zu messen ist, falls beide Pixel nicht perfekt gradiometrisch sind. Erst auf einer längeren Zeitskala thermalisieren beide Pixel dann zum Wärmebad. Somit scheint

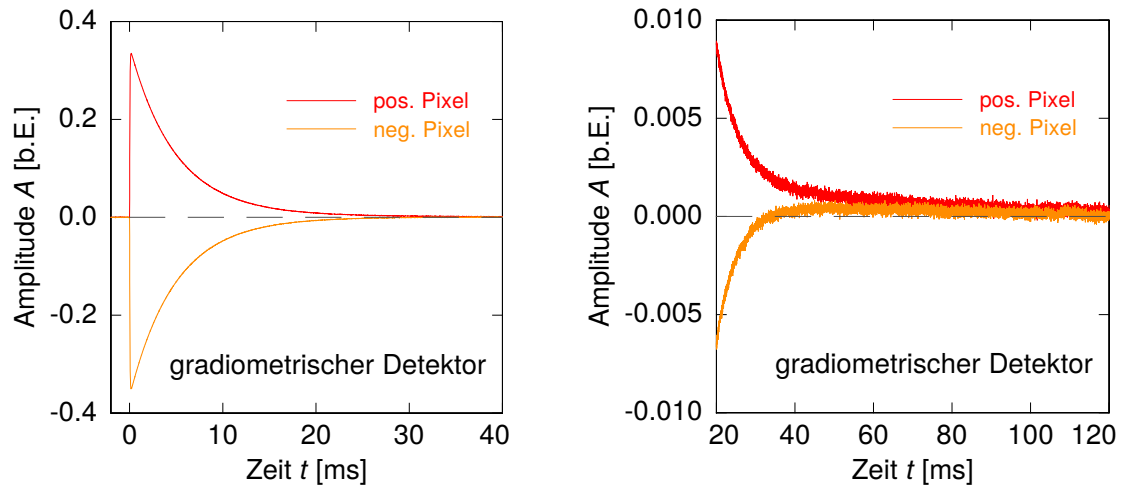


Abbildung 7.8: Gemittelte Signale des positiven und des negativen Pixels eines Detektorkanals für 59,5 keV-Photonen im Zeitbereich zwischen 0 ms und 40 ms (**links**) und zwischen 20 ms und 120 ms (**rechts**) bei einem eingprägten Dauerstrom von 15 mA und einer Detektortemperatur von etwa 22 mK.

die thermische Kopplung zwischen den beiden Pixeln eines Detektorkanals stkrker zu sein als die der Pixel zum Wrmebad. Das gesamte Abklingen des Signals lsst sich mit einem zusatzlichen exponentiellen Abfall beschreiben:

$$A(t) = ae^{-t/\tau_1} + be^{-t/\tau_2}. \quad (7.6)$$

In Abbildung 7.9 ist das Abklingen des Signals mit den zwei zugehrigen Abklingzeiten τ_1 und τ_2 sowohl fr das positive als auch das negative Pixel zu sehen, whrend Tabelle 7.1 die Parameter zeigt, welche fr die numerische Anpassung von Gleichung 7.6 verwendet wurden. Wie man gut erkennen kann, beschreibt Gleichung 7.6 perfekt den Abfall des Signals in beiden Pixeln. Auch beide Zeitkonstanten der jeweiligen Pixel eines Detektors stimmen sehr gut miteinander berein, wie zu erwarten ist. Die Zeit-

	a [b.E.]	τ_1 [ms]	b [b.E.]	τ_2 [ms]
Positives Pixel	1,01	5,07	0,008	51,3
Negatives Pixel	-1,02	5,06	0,003	50,2

Tabelle 7.1: Parameter welche aus der numerischen Anpassung von Gleichung 7.6 an das Abklingen des Signals ermittelt wurden.

konstante $\tau_1 \approx 5$ ms, welche in obiger Interpretation der Thermalisierung zwischen beiden Pixeln entspricht, beschreibt sehr gut die Relaxation des Signals bis auf 1 %

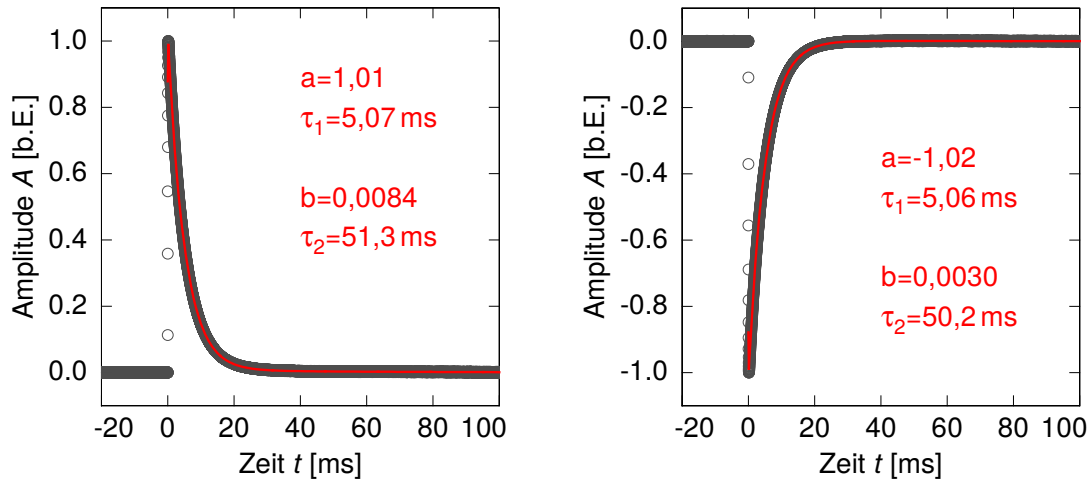


Abbildung 7.9: Abklingen des Signals des positiven (**links**) und des negativen (**rechts**) Pixels eines Detektorkanals für 59,5 keV-Photonen im Zeitbereich zwischen 0 ms und 100 ms. In rot ist eine numerische Anpassung von Gleichung 7.6 überlagert.

der ursprünglichen Signalamplitude, was in etwa den ersten 20 ms des Abklingverhaltens des Signals entspricht, wie Abbildung 7.10 in der logarithmischen Auftragung des Abklingens für ein Signal im positiven Pixel verdeutlicht. Mit einer zusätzlichen Zeitkonstante $\tau_2 \approx 50$ ms relaxiert das System ins thermische Gleichgewicht des Wärmebads. Die Asymmetrie des Detektors kann hierbei über $|b_1/a_1 - b_2/a_2| = 0,5\%$ errechnet werden. Bei der Herleitung der beiden Zeitkonstanten müssten diese eigentlich zusammen betrachtet werden indem ein entsprechendes thermodynamisches

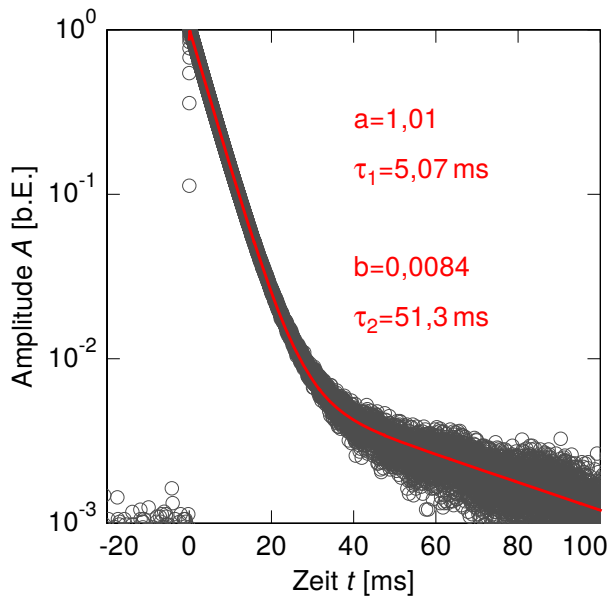


Abbildung 7.10: Gemessenes Abklingen des Signals eines Pixels bei einem eingepprägten Dauerstrom von 15 mA und einer Detektortemperatur von etwa 22 mK. In rot ist die numerische Anpassung nach Gleichung 7.6 überlagert.

Model entworfen und gelöst wird. Jedoch liegen die gemessenen Zeitkonstanten soweit auseinander, dass diese in guter Näherung getrennt voneinander behandelt werden können.

Die thermische Leitfähigkeit

$$G_b = \frac{1}{R_{GW}} AT^3 \quad (7.7)$$

eines Pixels zum Wärmebad lässt sich über die thermische Diffusion vom Sensor zum Substrat bestehend aus Silizium abschätzen. Die Größe R_{GW} beschreibt hierbei den Grenzflächen-Widerstand und beträgt für eine Grenzfläche zwischen Silber und Silizium ungefähr $13,5 \text{ K}^4 \text{ cm}^2 / \text{W}$ [Swa89]. Bei einer Detektortemperatur von $22,3 \text{ mK}$ ergibt sich mit $C_{\text{ges}} = C_a + C_s = 74,8 \text{ pJ/K} + 83,6 \text{ pJ/K}$ und einer gesamten Sensorfläche von $A = 750 \mu\text{m} \times 750 \mu\text{m}$ für die Zeitkonstante

$$\tau_2 = \frac{C_{\text{ges}}}{G_b} \quad (7.8)$$

ein Wert von $\tau_2 = 34 \text{ ms}$. Die große Abweichung zu den gemessenen 50 ms könnte auf die vereinfachte Annahme einer Grenzschicht aus Silber und Silizium zurückzuführen sein. In Wirklichkeit besteht die Schicht zwischen dem aus Ag:Er bestehenden Sensor und dem Siliziumsubstrat aus einer 240 nm dicken thermisch oxidierten Siliziumschicht und einer durch Kathodenzerstäubung hergestellten zusätzlichen 300 nm dicken Siliziumdioxidschicht (vgl. Kapitel 5.4). Weiterhin ist der Sensor auch nicht vollflächig mit dem Substrat in Kontakt, da ungefähr 50% der Kontaktfläche durch die Detektionsspule, hergestellt aus Niob, abgedeckt wird. Die angenommene Detektortemperatur von $22,3 \text{ mK}$ stammt aus der in Abschnitt 7.3 beschriebenen Pulshöhenmessung. Aufgrund der T^3 -Abhängigkeit von G_b kann bereits eine kleine Ungenauigkeit in der theoretischen Vorhersage der Pulshöhe und eine damit einhergehende andere angenommene Detektortemperatur zu einer starken Änderung der erwarteten Zeit τ_2 führen.

Um die Zeitkonstante τ_1 zu berechnen, mit der die Pixel untereinander thermalisieren, kann man sich analog zu Kapitel 3.5.1, ein thermodynamisches System bestehend aus zwei Subsystemen vorstellen, welche untereinander über die thermische Verbindung G_{pp} gekoppelt sind. Für die erste Abklingzeit mit der Zeitkonstanten τ_1 lässt sich dann der vereinfachte Ausdruck

$$\tau_1 = \frac{C_{\text{ges}} \cdot C_{\text{ges}}}{(C_{\text{ges}} + C_{\text{ges}}) \cdot G_{pp}} \quad (7.9)$$

finden. Die jeweiligen Wärmekapazitäten der Subsysteme entsprechen der oben erwähnten Gesamtwärmekapazität C_{ges} . Die genaue Bestimmung der Wärmeleitfähig-

keit G_{pp} ist jedoch aufgrund der, in Abbildung 7.11 gezeigten, Geometrie des geätzten Loches sehr schwierig.

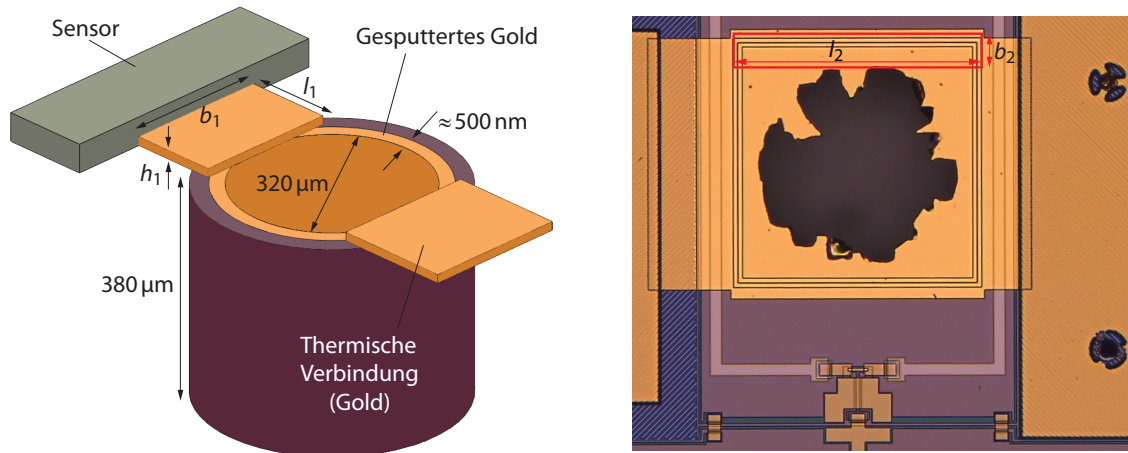


Abbildung 7.11: Links: Schematische Darstellung der Thermalisierung der Sensoren zum Wärmebad über das durch den Detektorchip geätzte Loch. **Rechts:** Fotografie eines durch den Detektorchip geätzten Loches für die Thermalisierung zum Wärmebad. Für die Aufnahme wurden die Absorber entfernt.

Die linke Abbildung zeigt die schematische Darstellung der Thermalisierung der Sensoren untereinander und über das durch den Detektorchip hindurch geätzte Loch zum Wärmebad. In der rechten Abbildung ist eine Fotografie des geätzten Loches nach der Herstellung des Detektorchips zu sehen. Wie zu erkennen, weicht die resultierende Form des geätzten Loches stark von der einfachen Annahme in Abbildung 7.11 links ab. Ein ermittelter Wert für die Wärmeleitfähigkeit G_{pp} kann dadurch nur als grobe Näherung angesehen werden. Um die Wärmeleitfähigkeit G_{pp} zwischen den beiden Pixeln zu bestimmen ist die Länge l_1 , die Breite b_1 und die Dicke h_1 der thermischen Verbindung vom Sensor zum geätzten Loch wichtig. Einen exakten Wert für l_1 und b_1 zu finden ist dahingegen schwierig, da die Verbindung rechteckig ist aber an der Rundung des geätzten Loches endet, wie Abbildung 7.11 links zeigt. Zusätzlich ist das hergestellte Loch nicht rund sondern weist eher eine ausgefranzte Form auf, wie rechts in Abbildung 7.11 zu sehen ist. Des Weiteren sind Teile der $500\ \text{nm}$ dicken Goldschicht, welche beim Ätzen als Ätzstopp diente (vgl. Kapitel 5.4), noch als Restfolie über dem Loch vorhanden. Dieser Ätzstopp aus Gold verbindet auch gleichzeitig über die Länge l_2 und die Breite b_2 , seitlich des Lochs, die zwei thermischen Verbindungen miteinander (siehe Abbildung 7.11 (rechts)). Zur Übersichtlichkeit ist diese Verbindung links in Abbildung 7.11 nicht mit eingezeichnet. Zur Herstellung der Goldschicht auf den Wänden des geätzten Loches mittels Kathodenzerstäubung, wurden zweimal $500\ \text{nm}$ gesputtert, wie in Kapitel 5.4 beschrieben. Hierbei wurde ein angeschrägter Wafer-Teller verwendet, weshalb die tatsächliche Dicke von der

vermuteten Dicke abweichen kann. Ein Teil dieser Goldschicht sollte ebenfalls zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit verwendet werden, da auch hier Wärme von einem Pixel über die Verbindung kommend zum anderen Pixel fließen kann.

Nimmt man in grober Näherung nun für die Abmessungen folgende Werte an: $l_1 = 150 \mu\text{m}$, $b_1 = 425 \mu\text{m}$, $l_2 = 150 \mu\text{m}$, $b_2 = 70 \mu\text{m}$ und für die Dicke der an den Wänden abgeschiedenen Goldschicht 700 nm bei einer Tiefe des Lochs von $380 \mu\text{m}$, so beträgt die ermittelte Zeitkonstante τ_1 etwa 7 ms . Mit dieser groben Abschätzung, würde man als Zeitkonstante der Thermalisierung des Detektors zur Rückseite des Detektorchips 11 ms erwarten. Dadurch lassen sich jedoch nicht die 50 ms der langsamen Abklingzeit erklären. Daraus lässt sich schließen, dass der Wärmekontakt des abgeschiedenen Goldes zum Kupferhalter beziehungsweise zum Wärmebad schlecht ist. Dies könnte beispielsweise der Fall sein, wenn sich der Detektorchip beim Abkühlen leicht vom Experimentierhalter gelöst hat.

In zukünftigen Detektorarrays sollte die Thermalisierung zum Wärmebad durch den Wafer hindurch nicht mit gesputtertem, sondern mit elektrochemisch abgeschiedenem Gold erfolgen. Dadurch wird eine viel stärkere thermische Ankopplung des Detektors an das Wärmebad gegeben sein und die Abklingzeit dann nur von den geometrischen Abmessungen des Thermalisierungssteiges zwischen Sensor und dem durch elektrochemische Goldabscheidung aufgefüllten Loch abhängen.

7.6 Energieauflösung

Die Energieauflösung ist eines der Hauptmerkmale eines Röntgendetektors. In Kapitel 5.1 wurde gezeigt, dass die erreichbare Energieauflösung des PolarmaXs-Detektors $\Delta E_{\text{FWHM}} = 20 \text{ eV}$ betragen kann. Die linke Seite in Abbildung 7.12 zeigt die K_α -Linie einer ^{55}Fe -Quelle bei einer Energie von $5,89 \text{ keV}$. Die Linie wurde bei einer Detektortemperatur von etwa 22 mK und mit einem eingepprägten magnetfelderzeugenden Dauerstrom von 15 mA gemessen. In rot ist eine an das Histogramm angepasste Faltung der natürlichen Linienform mit einer Gauß-Verteilung dargestellt. Die Halbwertsbreite der Gauß-Verteilung und somit die Linienverbreiterung und Energieauflösung des Detektors entspricht $\Delta E_{\text{FWHM}} = 46 \text{ eV}$.

Um die intrinsische Energieauflösung des Detektors, welche nahezu energieunabhängig und nicht von Temperaturschwankungen beeinflusst ist, zu verstehen, ist es sinnvoll die Ruhesignale – Signale bei denen die Auslöseschwelle nicht überschritten wurde – zu betrachten. Die hier vorhandene noch auftretende Signalschwankung entspricht dem intrinsischen Rauschen des Detektors. Wendet man auf diese Signale den selben Filter an wie auf die aufgezeichneten Pulse, so erhält man ein Histogramm der Ruhesignale, wie rechts in Abbildung 7.12 zu sehen ist. Die dadurch erhaltene

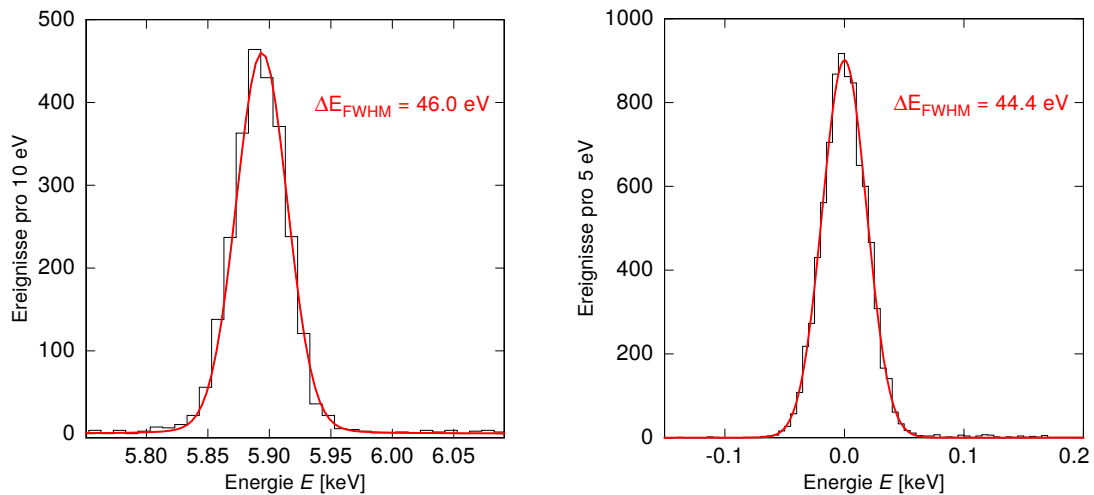


Abbildung 7.12: Histogramm der K_{α} -Linie bei 5,89 keV aus dem ^{55}Fe -Spektrum (**links**) und der Ruhesignale (**rechts**). Gemessen wurde jeweils mit einem eingepprägten magnetfelderzeugenden Dauerstrom von 15 mA bei einer Detektortemperatur von etwa 22 mK. In rot sind Normalverteilungen mit den zugehörigen Halbwertsbreiten überlagert.

Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 44,4 \text{ eV}$ spiegelt die minimal mögliche Energieauflösung des Detektors bei den gegebenen Betriebsparametern wieder und stimmt sehr gut mit der Energieauflösung bei 6 keV überein. Die Energieauflösung hängt, wie in Kapitel 3.5 gezeigt, im Wesentlichen von der Signalhöhe und den verschiedenen Rauschbeiträgen des Detektors ab. Der Unterschied zur optimalen erwarteten Energieauflösung aus Kapitel 5.1 ist hauptsächlich auf ersteres zurückzuführen. So ist die Signalhöhe, wie in Abschnitt 7.3 zu sehen war, aufgrund des eingepprägten Dauerstroms von 15 mA und der erhöhten Detektortemperatur von ungefähr 22 mK etwa um 47% kleiner als sie für die optimalen Bedingungen, wie in der Simulation angenommen, wäre. Des Weiteren beträgt die Einkoppelsensitivität bei den für diese Messung verwendeten SQUIDs $8,7 \mu\text{A}/\Phi_0$ anstatt den in der Simulation angenommenen $12,7 \mu\text{A}/\Phi_0$ und wie in Abschnitt 7.2 gezeigt ist die Erbiumkonzentration im Sensor $x = 477 \text{ ppm}$ anstatt $x = 320 \text{ ppm}$.

Wie oben erwähnt hängt die Energieauflösung stark vom Rauschen ab, weshalb dieses im Folgenden näher betrachtet wird. In Abbildung 7.13 ist das gemessene Flussrauschen im SQUID bei einer Detektortemperatur von 22 mK zusammen mit den erwarteten Rauschbeiträgen aus Kapitel 5.1 in Abhängigkeit von der Frequenz f zu sehen. Die linke Abbildung zeigt das gemessene Flussrauschen ohne eingepprägten Dauerstrom. Um das gemessene Flussrauschen zu beschreiben müssen einige Anpassungen vorgenommen werden.

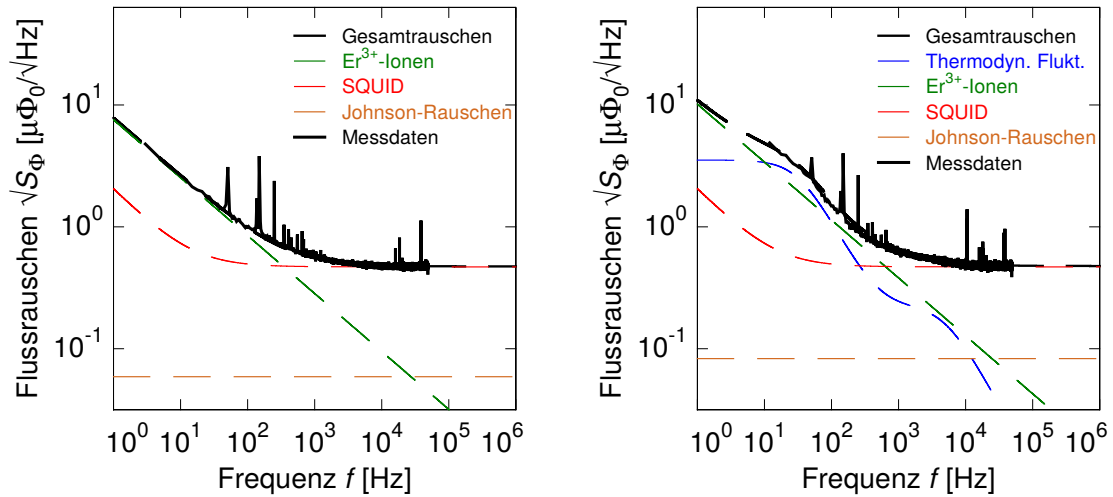


Abbildung 7.13: Gemessenes Flussrauschen bei einer Detektortemperatur von 22 mK zusammen mit den simulierten Rauschbeiträgen ohne eingprägten Dauerstrom (**links**) und mit einem eingprägten Dauerstrom von 15 mA (**rechts**).

So muss einerseits der Wert des weißen Rauschens der verwendeten SQUIDs auf $0,47 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ angehoben werden. Andererseits sieht es in der Messung so aus als ob der $1/f$ -Rauschanteil kleiner ist als erwartet. Da für das verwendete SQUID bisher keine separate Rauschmessung existiert, ist es nicht möglich zwischen dem SQUID-Rauschen und dem Rauschen der Erbiumionen zu unterscheiden. Nimmt man für das $1/f$ -Rauschen der SQUIDs einen vernachlässigbar kleinen Wert von $2,0 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz an, so entspricht der Rauschbeitrag der Erbiumionen nur der Hälfte des erwarteten Werts: Für das $1/f$ -Rauschen pro Erbiumion bei 1 Hz findet sich $0,06 \mu_B^2/\text{Hz}$. Der Exponent ζ des $1/f$ -Rauschens beträgt $\zeta = 0,95$. Rechts in Abbildung 7.13 ist das gemessene Flussrauschen mit einem eingprägten Dauerstrom von 15 mA bei einer Detektortemperatur von 22 mK in Abhängigkeit von der Frequenz f gezeigt. Wie zu erkennen ist steigt das Flussrauschen mit eingprägtem Dauerstrom für Frequenzen unterhalb von 1 kHz stärker an. Das gemessene Flussrauschen lässt sich jedoch sehr gut durch das erwartete Flussrauschen beschreiben. Dazu wurde das thermodynamische Rauschen im niederfrequenten Bereich mit dem Faktor $\sqrt{2}$ multipliziert, wodurch berücksichtigt wird, dass die Pixel nicht unabhängig voneinander zum Wärmebad sondern zueinander thermisch fluktuieren. Führt man die numerische Simulation mit dem magnetfelderzeugenden Dauerstrom von 15 mA und der aus Abschnitt 7.4 sowie Abschnitt 7.5 erhaltenen Signalanstiegszeit von $32 \mu\text{s}$ und Signalabklingzeit von 5 ms aus, so erhält man, mit den zuvor ermittelten Rauschbeiträgen, bei 22 mK eine erwartete Energieauflösung von 33 eV. Dieser Wert ist um 11 eV kleiner als die gemessene intrinsische Energieauflösung von 44,4 eV. In Tabelle 7.2 sind die Werte der einzelnen Parameter zusammengefasst, welche beim im Rah-

men dieser Arbeit hergestellten PolarmaXs-Detektor gemessen beziehungsweise die aufgrund der gemessenen Werte und Erkenntnisse angepasst wurden.

Betriebsparameter		Detektor-SQUID	
Detektortemperatur	≈ 22 mK	Einkoppelinduktivität	1,1 nH
Signalanstiegszeit	32 μ s	Einkoppelsensitivität	8,7 μ A/ Φ_0
Signalabklingzeit	5 ms	Weißes Rauschen $\sqrt{S_{\Phi}^w}$	0,47 $\mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$
Feldstrom I_0	15 mA	1/ f -Rauschen $\sqrt{S_{\Phi}^{1/f}}$ (1 Hz)	2,0 $\mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$
		1/ f -Exponent ξ	1,1
Temperatursensor			
Er ³⁺ Konz. x			477 ppm
Sensordicke h			2,2 μ m
Wärmekapazität C_{er}			82 pJ/K
1/ f -Rauschen pro Erbiumion $\sqrt{S_{\Phi}^{\text{Er}}}$ (1 Hz)			0,06 $\mu\text{B}^2/\text{Hz}$
Exponent ζ des 1/ f -Rauschens der Erbiumionen			0,95

→ Erreichbare Energieauflösung des Detektors $\Delta E_{\text{FWHM}} \approx 44,4$ eV

Tabelle 7.2: Parameter welche bei dem im Rahmen dieser Arbeit hergestellten PolarmaXs-Detektors gemessen wurden.

Wendet man die numerische Optimierungssimulation an und übernimmt dabei alle in Tabelle 7.2 aufgelisteten Parameter, optimiert jedoch den Feldstrom auf einen Wert von $I_0 = 65$ mA bei einer Detektortemperatur von 22 mK, so erwartet man eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 19$ eV.

Für absorbierte Photonen mit höherer Energie weicht die Energieauflösung stark von der der Ruhesignale ab. In Abbildung 7.14 ist die γ_{2-0} -Linie mit einer Energie von 59,5 keV aus dem Spektrum einer ²⁴¹Am-Quelle zu sehen. Wie anhand der in rot überlagerten Normalverteilung zu erkennen ist, beträgt die Energieauflösung hier $\Delta E_{\text{FWHM}} = 87,0$ eV. In [Pie12] wurde die beobachtete energieabhängige Verbreiterung durch eine Abhängigkeit der Signalform vom Ort im Absorber, an dem das Photon absorbiert wurde, erklärt. Die Absorber des PolarmaXs-Detektors sind jedoch nicht vollflächig sondern über Stämme und einem definierten Nadelöhr für den Wärmefluss mit dem Sensor verbunden, wie in Kapitel 3.2.2 erwähnt, weswegen diese Erklärung hier unwahrscheinlich ist. Eine mögliche Erklärung liefern Schwankungen der Detektortemperatur, welche nicht vollständig korrigiert werden können. Diese Schwankungen fallen bei höherenergetischen Photonen stärker ins Gewicht, da Schwankungen der Arbeitstemperatur Schwankungen der Sensitivität $\Delta\Phi/\Delta E$ zur Folge haben.

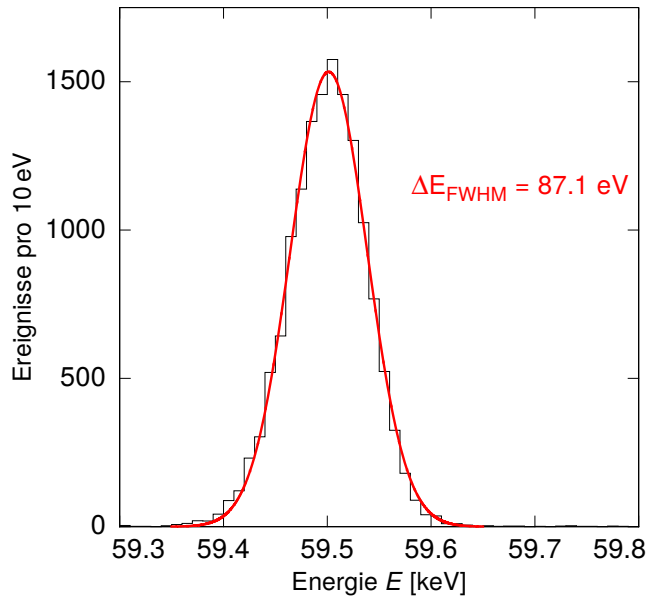


Abbildung 7.14: Histogramm der γ_{2-0} -Linie bei 59,5 keV aus dem Spektrum der ^{241}Am -Quelle. In rot ist die Normalverteilung mit der zugehörigen Halbwertsbreite überlagert.

7.7 Linearität

Nach Gleichung 3.3 ist die Signalhöhe eines magnetischen Kalorimeters in guter Näherung direkt proportional zum Energieeintrag der Photonen in den Detektor. Die thermodynamischen Größen des Detektors, das heißt die Gesamtwärmekapazität C_{ges} und die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung $\partial M/\partial T$, hängen beide von der Temperatur des Detektors ab. Diese verändert sich jedoch durch die deponierte Energie eines Photons wodurch sich beide Größen ebenfalls ändern. Dies führt im Allgemeinen zu einer relativen Reduzierung der Sensitivität $\Delta\Phi/\Delta E$ des Detektors, welche umso größer wird je größer die absorbierte Energie ist. Diese Nichtlinearität kann meist in ausreichend guter Näherung durch eine einfache quadratische Korrektur beschrieben und korrigiert werden [Bat16]. Abbildung 7.15 zeigt links die gemessenen Amplituden A in Abhängigkeit von der Photonenenergie E . Hierbei sind die Linienmitten der dominanten Linien der ^{241}Am -Quelle, γ_{2-0} , γ_{2-1} , Np- $L_{\gamma 1}$ und Np- $L_{\beta 1}$ abgebildet. Für die Energien wurden die Literaturwerte aus [Bea67] und [Bé10] verwendet. Wie man anhand dieser Abbildung erkennen kann, weisen die Messpunkte nur eine geringe Abweichung von dem in grau hinterlegten perfekt linearen Verhalten auf. Nimmt man eine lineare Energieabhängigkeit für die Nichtlinearität an, so kann die Signalamplitude durch den einfachen Ausdruck

$$A(E) = aE + bE^2 = aE \left(1 + \frac{b}{a}E \right) \quad (7.10)$$

mit den zwei Vorfaktoren a und b beschrieben werden. Rechts in Abbildung 7.15 ist das Verhältnis A/E aus der Signalamplitude A und der Energie E in Abhängigkeit

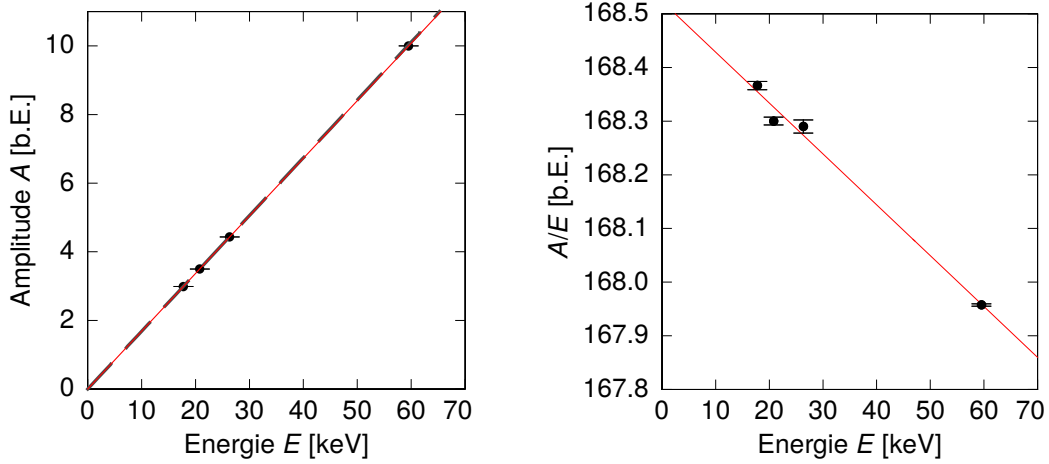


Abbildung 7.15: Links: Signalamplitude A in Abhängigkeit von der Photonenergie E . **Rechts:** Verhältnis A/E der Signalamplitude A und der Energie E in Abhängigkeit von der Photonenergie E . In rot ist jeweils eine numerische Anpassung nach Gleichung 7.10 überlagert.

von der Photonenergie E aufgetragen. In rot ist eine numerische Anpassung nach Gleichung 7.10 überlagert. In dieser Auftragung entspricht die Steigung der linearen Anpassung dem Vorfaktor b und der y-Achsenabschnitt dem Vorfaktor a . In Tabelle 7.3 sind die Parameter der Anpassung aufgelistet. Der Koeffizient b der Steigung besitzt ein negatives Vorzeichen, wodurch bei steigender Energie die Signalamplitude kleiner ausfällt, als vom linearen Verhalten erwartet. Als ein Maß für die Nichtlinearität

a [10^{-3} keV $^{-1}$]	b [10^{-6} keV $^{-2}$]	E^* [MeV]
$168,523 \pm 0,025$	$-9,48 \pm 0,70$	$17,8 \pm 1,3$

Tabelle 7.3: Koeffizienten a und b der quadratischen Anpassung bei Bestimmung der Nichtlinearität.

rität kann das Verhältnis $E^* = -a/b$ betrachtet werden. Die Energieabhängigkeit der magnetischen Flussänderung $\Delta\Phi_S(E) = \Delta\Phi_S(T(E))$ im SQUID nach der Absorption eines Photons mit Energie E kann durch eine Taylor-Entwicklung

$$\Delta\Phi_S(E) = \left. \frac{\partial\Phi_S}{\partial E} \right|_{E=0} E + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2\Phi_S}{\partial E^2} \right|_{E=0} E^2 \quad (7.11)$$

bis zur zweiten Ordnung angenähert werden. Für den ersten Term ergibt sich

$$\left. \frac{\partial\Phi_S}{\partial E} \right|_{E=0} E = \frac{1}{C_{\text{ges}}} \left. \frac{\partial\Phi_S}{\partial T} \right|_{T_0} E \quad (7.12)$$

mit der Gesamtwärmekapazität $C_{\text{ges}} = C(T_0)$ des Detektors bei der Basistemperatur T_0 . Für den zweiten Term lässt sich der Zusammenhang

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi_S}{\partial E^2} \Big|_{E=0} E^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{C_{\text{ges}}} \left(\frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial \Phi_S}{\partial E} \right) \Big|_{E=0} - \frac{1}{C_{\text{ges}}^2} \frac{\partial \Phi_S}{\partial E} \Big|_{E=0} \frac{\partial C}{\partial T} \Big|_{T_0} \right) E^2 \quad (7.13)$$

finden. Bei einem eingepprägten Dauerstrom von 15 mA und einer Detektortemperatur von $T_0 = 22,3$ mK ergibt sich bei 30 μm dicken Absorbern eine Detektor-Sensitivität von $\partial \Phi_S / \partial E = 1,42 \mu\Phi_0 / \text{eV}$. Die Temperaturabhängigkeit der Signalhöhe beträgt dabei $\partial^2 \Phi_S / \partial T \partial E = -99,0 \mu\Phi_0 / \text{eVK}$. Für die Gesamtwärmekapazität ergibt sich $C_0 = 155$ pJ/K mit einer Temperaturabhängigkeit von $\partial C / \partial T = -1715$ pJ/K². Mit diesen Werten errechnet sich ein Nichtlinearitätsparameter von $E^* = 24,0$ MeV, welcher etwas höher liegt als der gemessene Wert von $E^* = 17,8$ MeV.

Abbildung 7.16 zeigt die Abweichung der gemessenen Energie von der Literaturenergie nach der quadratischen Korrektur der Nichtlinearität. Die Fehlerbalken beinhalten sowohl die Fehler der Literaturwerte als auch die der Amplitudenbestimmung. Wie zu erkennen ist, weichen die gemessenen Energien nach der Korrektur nur um bis

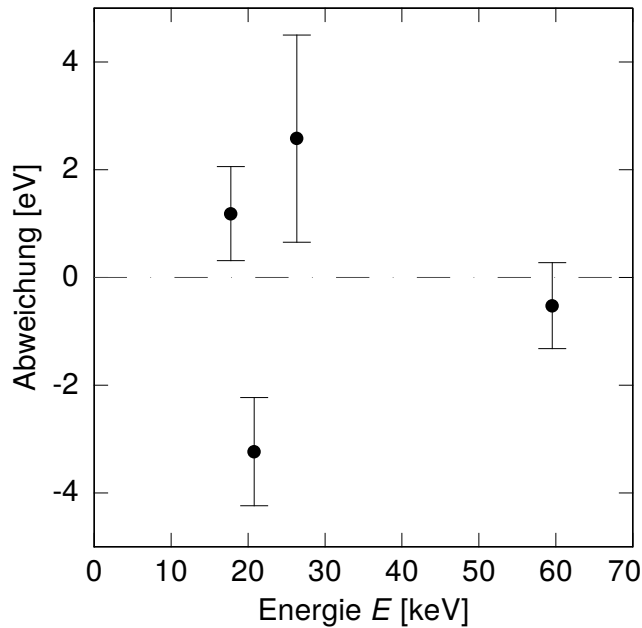


Abbildung 7.16: Abweichung der gemessenen Energie von den Literaturwerten nach der quadratischen Korrektur der Nichtlinearität.

zu 3 eV und damit bis auf die $L_{\gamma 1}$ -Linie nicht signifikant von den Literaturwerten ab. Aktuelle Messungen an anderen Detektoren zeigen, dass auch die verwendete Ausleselektronik selbst einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur Nichtlinearität liefern kann. Insbesondere kann die Nichtlinearität der verwendeten 16-bit Analog-

Digital-Wandler durchaus Oszillationen der hier diskutierten Abweichung von wenigen eV erzeugen. Dies kann in zukünftigen Messungen auf einfache Weise durch eine vorherige Spannungskalibration der Analog-Digital-Wandler behoben werden.

7.8 Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen

Bei großen Detektorarrays ist das thermische und elektromagnetische Übersprechen zwischen den einzelnen Detektorkanälen ein wichtiger Aspekt, da dadurch sowohl die Energieauflösung als auch die Zählrate beeinträchtigt werden kann. Um ein mögliches Übersprechen der Detektorkanäle untereinander zu quantifizieren wurde eine Messung durchgeführt, bei der Photonen aus einer ^{241}Am -Quelle auf alle Absorber des Detektors treffen, in einem Detektorkanal detektiert werden und für jedes ausgelöste Signal zusätzlich das Signal des benachbarten Detektorkanals mit aufgezeichnet wird. Abbildung 7.17 zeigt das Ergebnis dieser Messung. In rot ist das Übersprechen zu sehen, welches aus mehreren gemittelten einzelnen Signalen besteht die jeweils in Koinzidenz mit einem 59,5 keV-Photon im benachbarten Detektorkanal gemessen wurden. Zum Vergleich ist das Signal eines einzelnen 59,5 keV-Pulses gezeigt, wie es bei einem direkten Treffer eines Photons mit selber Energie im mit aufgezeichneten Detektorkanal aussehen würde. Die Skizze zeigt welche Detektoren bei der Messung involviert waren. Rechts in Abbildung 7.17 ist in grau das gemittelte Über-

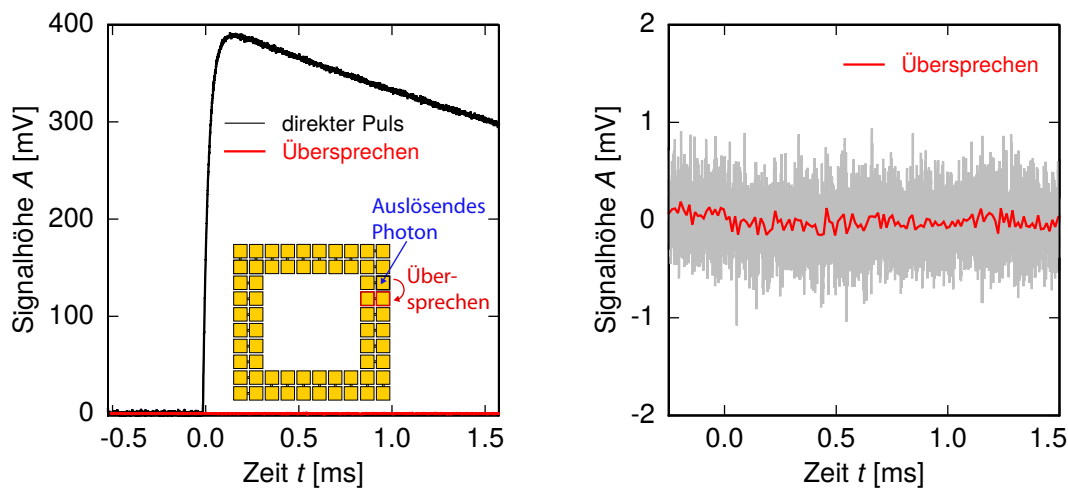


Abbildung 7.17: Links: Gemitteltes Übersprechen in rot, welches beim Absorbieren eines Photons im Nachbarkanal mit aufgenommen wird. Zum Vergleich ist das Signal für einen direkten Treffer in diesem Pixel ebenfalls aufgetragen. Die Skizze zeigt die bei der Messung des Übersprechens verwendeten Pixel. Rechts: 100-fache Vergrößerung des Übersprechens. In grau ist das gemittelte Originalsignal und in rot das Signal nach einer zusätzlichen Glättung zu sehen.

sprechen 100-fach vergrößert dargestellt. Die rote Linie zeigt selbiges Signal nach einer Glättung. Wie man nach der Glättung erkennen kann, existiert eine signalähnliche Struktur im mit aufgezeichneten Kanal. Die Amplitude ist ungefähr $-128\ \mu\text{V}$ groß und stellt ein oberes Limit für das Übersprechen dar. Im Vergleich zur Amplitude von $388\ \text{mV}$ bei einem direkten Treffer ist das Übersprechen also etwa um den Faktor 3000 kleiner. Ein absorbiertes Photon erzeugt somit eine Flussänderung im benachbarten Detektorkanal, die maximal $0,03\ \%$ der Amplitude eines direkten Signals entspricht. Wie schon in [Hen17] gezeigt, konnte aufgrund der hohen Symmetrie der einzelnen Detektoren das Übersprechen zwischen benachbarten Detektorkanälen, im Vergleich zu früheren in unserer Arbeitsgruppe hergestellten linearen Detektorarrays [Sch12, Pie12], deutlich reduziert werden.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der derzeit weltweit einzigartige Detektor PolarmaXs, basierend auf metallischen magnetischen Kalorimetern, entwickelt, simuliert, hergestellt und charakterisiert. Der Detektor ist für Messungen in der hochauflösenden Röntgenspektroskopie geeignet und ermöglicht die gleichzeitige Bestimmung der Polarisationsrichtung.

Zur Bestimmung der Polarisationsrichtung können die physikalischen Prozesse der Compton-Streuung oder der Rayleigh-Streuung ausgenutzt werden, da die dabei gestreuten Photonen eine polarisationsabhängige Intensitätsverteilung im Azimutalwinkel aufweisen. Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation wurde anhand zweier unterschiedlicher Polarimeterentwürfe mit verschiedenen Streuermaterialien (Be, LiF, B₄C, C(Diamant) und C(Graphit) bei Compton-Streuung, sowie Cu, Ag und Au bei Rayleigh-Streuung) die Effizienz der Streuung und die Genauigkeit, mit welcher die Bestimmung der Polarisationsrichtung erfolgen kann, bestimmt. Da zur Bestimmung der gesamten Photonenergie bei Compton-Polarimetern aufgrund des inelastischen Streuprozesses eine Bestimmung der Energiedeposition im Streuer notwendig ist, und dadurch die Mikrostrukturierbarkeit eines solchen Detektors stark erschwert ist, wurde schließlich ein Detektor basierend auf der elastischen Rayleigh-Streuung entworfen. Für diesen Detektor sagt die Monte-Carlo-Simulation eine Genauigkeit bei der Bestimmung des Polarisationswinkels von etwa $\Delta\varphi_0 = 2^\circ$ bei $2 \cdot 10^6$ auf den Streuer aus Kupfer auftreffenden Photonen voraus. Für 50 000 auftreffende Photonen beträgt die Genauigkeit $\Delta\varphi_0 = 30^\circ$. Die Simulation ergab weiter, dass von allen auf den Streuer auftreffenden Photonen 0,2% Rayleigh-Streuung erfahren und anschließend in einem Absorber detektiert werden, während 40% der Photonen den Streuer ohne Interaktion passieren.

Das Detektorsystem besteht aus zwei Ebenen. Eine Ebene, welche das zur energieaufgelösten Detektion der gestreuten Photonen benötigte Detektorarray beinhaltet und eine Ebene, die in einem Abstand über dem Detektorarray angebracht ist und den eigentlichen Streuer beinhaltet. Die aktive Streufläche beträgt 31 mm^2 und je nach Energie der zu untersuchenden Photonen kann der Abstand des Streuers zum Detektorarray variiert und das Streuermaterial ausgetauscht werden. Die aktive Detektionsfläche des Detektorarrays beträgt 100 mm^2 . Das Detektorarray besteht aus insgesamt 64 Absorbern aus elektrochemisch abgeschiedenem Gold, welche mit 64 paramagnetischen Temperatursensoren, die aus einer verdünnten Legierung von Silber und dem Seltenerdmetall Erbium bestehen, verbunden sind und über 32 zweistufige SQUID-Kanäle ausgelesen werden. Mit einer Absorberdicke von $30 \mu\text{m}$ ist das De-

tektorarray für Röntgenphotonen mit bis zu 20 keV Energie optimiert und besitzt bei diesen Energien eine Absorptionswahrscheinlichkeit von 96 %.

Mittels einer kompletten numerischen Optimierung des Detektors, basierend auf den thermodynamischen Eigenschaften von Gold und mit Erbium dotiertem Silber und unter Verwendung aller relevanten Rauschbeiträge, wird bei einer Arbeitstemperatur von 20 mK eine Energieauflösung von 20 eV (FWHM) erwartet. Für die Optimierung wurden die sehr gut verstandenen numerischen Simulationen von Au:Er mit einem geeigneten Parameter α , welcher die stärkere RKKY-Wechselwirkung von Ag:Er beschreibt, angepasst. Die komplette Herstellung des Detektorarrays erfolgte im haus-eigenen Reinraum. Ein wichtiger hierfür neu etablierter Prozess war das Durchätzen durch den Detektorchip in einer Plasmaätzanlage, zum einen für die notwendige Aus-sparung in der Mitte des Detektorchips für die nicht gestreuten Photonen und zum anderen zur rückseitigen thermischen Ankopplung der Detektoren an das Wärmebad.

Die vollständige Charakterisierung des Detektorarrays wurde in einem mit 32 Kanä-len ausgestatteten trockenen Verdünnungskryostaten durchgeführt und erfolgte so-wohl mit einer ^{241}Am -Quelle als auch einer ^{55}Fe -Quelle. Es konnten mehr als 22 Detektor-Pixel gleichzeitig betrieben werden, welche alle ähnliche Messergebnisse zeigten. Die beobachteten Signalhöhen stimmen für Temperaturen über 40 mK sehr gut mit den erwarteten Signalhöhen überein. Hierbei lassen sich die Signalhöhen am besten mit einem Wechselwirkungsparameter, der RKKY-Wechselwirkung, von $\alpha = 12,5$ beschreiben. Dieser Wert stimmt, für Sensoren aus Ag:Er, mit den Be-obachtungen aus [Hen17] überein. Zu tieferen Temperaturen hin ist ein thermisches Abkoppeln des Detektorchips vom Wärmebad zu beobachten, was auf eine nicht op-timale Verbindung zwischen Detektorchip und Experimentierhalter schließen lässt.

Wie beabsichtigt weist die Signalanstiegszeit, aufgrund des eingebauten thermischen Flaschenhalses zwischen Absorber und Temperatursensor, ein verlangsamtes Verhal-ten auf. Der Signalverlauf kann durch einen einfachen exponentiellen Anstieg be-schrieben werden und stimmt sehr gut mit den Erwartungen überein. Die gemesse-ne Abklingzeit lässt sich bis auf einen Anteil von unter 1 % durch einen einfachen exponentiellen Abfall beschreiben. Die restliche, überschüssige im Detektor gespei-cherte Wärme, beschrieben durch einen zusätzlichen einfachen exponentiellen Abfall mit zehnfach größerer Zeitkonstante, relaxiert dann ins thermische Gleichgewicht mit dem Wärmebad. Zu erklären ist dies dadurch, dass die Kopplung zwischen den beiden Pixeln eines Detektorkanals stärker ist als die Kopplung eines Pixels zum Wärmebad. Es scheint, dass die thermische Ankopplung an das Wärmebad, durch das an den Wänden der geätzten Löcher abgeschiedene Gold, de facto nicht exist-ent ist. In zukünftig hergestellten PolarmaXs-Detektorarrays kann dieses Problem gelöst werden, indem die geätzten Löcher zur thermischen Ankopplung vollständig mit elektrochemisch abgeschiedenem Gold aufgefüllt werden.

Wie schon in [Hen17] gezeigt, konnte, aufgrund der hohen Symmetrie der Detektoren, das Übersprechen zwischen benachbarten Detektoren, im Vergleich zu früheren in unserer Arbeitsgruppe hergestellten linearen Detektorarrays [Sch12, Pie12], reduziert werden.

Die Nichtlinearität des Detektors für höhere Photonenergien kann durch eine quadratische Näherung beschrieben und korrigiert werden und beträgt nur 0,3% bei 59,5 keV. Die Abweichungen der Energien von den Literaturwerten betragen nach Korrektur der Nichtlinearität weniger als 4 eV und sind vermutlich hauptsächlich Nichtlinearitäten der Analog-Digital-Wandler in der Ausleseketten geschuldet.

Bei einer ungefähren Detektortemperatur von 22,3 mK und einem in die Detektionsspule eingepprägten Strom von 15 mA wurde eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 46$ eV ermittelt, gemessen anhand der K_{α} -Linie aus der ^{55}Fe -Quelle mit einer Energie von 5,89 keV. Die Untersuchung der Ruhesignale liefert eine intrinsische Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 44,4$ eV. Zu höheren Energien weicht die Energieauflösung stark ab, was auf aktuell nicht korrigierbare Temperaturfluktuationen schließen lässt.

Um die Pixelanzahl und damit die aktive Detektionsfläche zu erhöhen, können in Zukunft Multiplexverfahren eingesetzt werden [Kem12]. Des Weiteren bietet das Detektorarray PolarmaXs, aufgrund der geätzten Aussparung in der Mitte des Chips, die einzigartige Möglichkeit, einen kleineren Detektorchip mittig auf einer tiefer liegenden Experimentierplattform zu positionieren. Dadurch könnte das Detektorarray PolarmaXs, mit großer Detektionsfläche und der Abdeckung eines großen Raumwinkels, mit einem Array bestehend aus kleineren Pixeln, welche Energieauflösungen von bis zu 1 eV erreichen können, kombiniert werden. Außerdem kann die Absorberdicke bei der Herstellung problemlos zwischen 5 μm und 50 μm variiert werden, wodurch das Detektorarray, je nach zu messender Energie, angepasst werden kann.

Das Detektorarray PolarmaXs mit seiner schnellen Signalanstiegszeit, dem großen abgedeckten Energiebereich, der zu erwartenden hohen Energieauflösung und der relativ großen Detektionsfläche ist ein geeignetes Messgerät für die hochaufgelöste Spektroskopie von Röntgenphotonen. Die gleichzeitige Möglichkeit, die Polarisationsrichtung der Photonen zu bestimmen, macht es zu einem bemerkenswerten Kandidaten für die Messung von Stoßprozessen an Schwerionenspeicherringen oder Elektronenstrahl-Ionenfallen, um die Dynamik solcher Prozesse genauestens zu untersuchen, wie es bei zukünftigen Experimenten an der Beschleunigeranlage FAIR an der GSI geplant ist.

A. Mikrostrukturierung der einzelnen Lagen

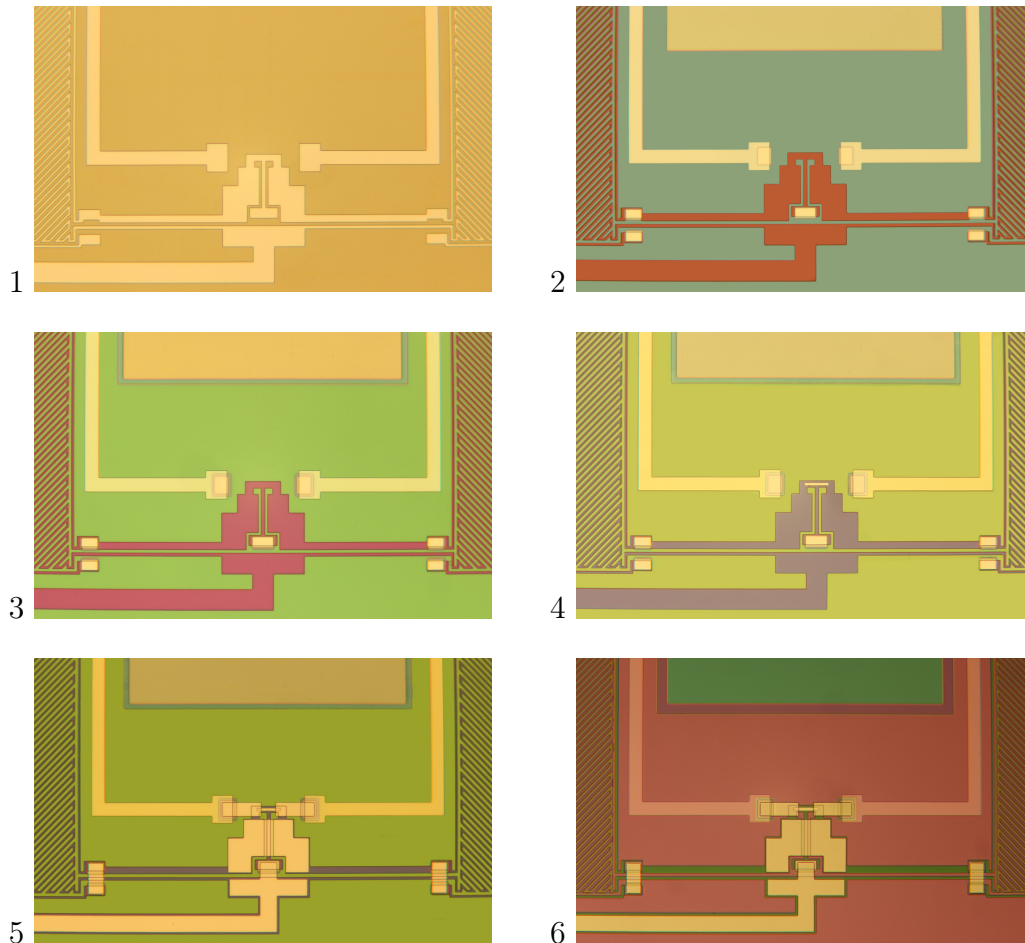


Abbildung A.1: Mikroskopaufnahmen der einzelnen Lagen des PolarmaXs-Detektorarrays während des Herstellungsprozesses. Die zugehörigen Schichtdicken sind in Tabelle 5.5 aufgeführt. (1) Erste Nioblage, (2) Anodisierung und 120 nm der ersten Isolationslage aus SiO_2 , (3) Weitere 180 nm SiO_2 der ersten Isolationslage, (4) Heizer aus AuPd, (5) Zweite Nioblage, (6) Zweite Isolationschicht aus 175 nm SiO_2 .

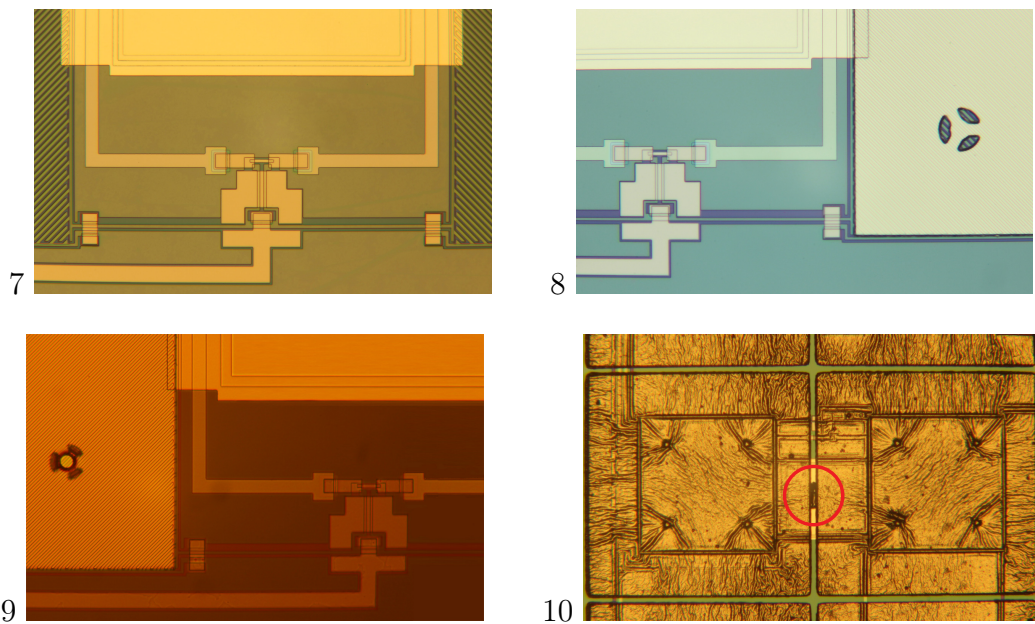


Abbildung A.2: Mikroskopaufnahmen der einzelnen Lagen des PolarmaXs-Detektorarrays während des Herstellungsprozesses. Die zugehörigen Schichtdicken sind in Tabelle 5.5 aufgeführt. (7) Thermalisierungslage aus Gold, (8) Paramagnetischer Temperatursensor aus Ag:Er , (9) Fotolack mit strukturiertem Loch für die Stämme zwischen Sensor und Absorber, (10) Absorberlage plus Stammlage hergestellt durch elektrochemische Abscheidung von Gold. Das anschließend geätzte Loch ist in rot eingekreist zwischen den zwei Absorbern zu erkennen.

Literaturverzeichnis

- [Abr70] A. Abragam und B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Metals*, Clarendon Press, Oxford, 1970.
- [Bat12] M. Batic, G. Hoff, M. G. Pia und P. Saracco, Photon Elastic Scattering Simulation: Validation and Improvements to Geant4, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **59**(4), 1636–1664, 2012.
- [Bat16] C. R. Bates, C. Pies, S. Kempf, D. Hengstler, A. Fleischmann, L. Gastaldo, C. Enss und S. Friedrich, Reproducibility and calibration of MMC-based high-resolution gamma detectors, *Applied Physics Letters*, **109**(2), 023513, 2016.
- [Bé10] M.-M. Bé, V. Chisté, C. Dullieu, X. Mougeot, E. Browne, V. Chechev, N. Kuzmenko, F. Kondev, A. Luca, M. Galán, A. Nichols, A. Arinc und X. Huang, Table of Radionuclides, volume 5 of *Monographie BIPM-5*, Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, Frankreich, 2010.
- [Bea67] J. A. Bearden, X-Ray Wavelengths, *Rev. Mod. Phys.*, **39**, 78–124, 1967.
- [Ber10] M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. S. Coursey, R. Sukumar, D. S. Zucker und K. Olsen, XCOM: Photon Cross Sections Database (version 1.5), 2010.
- [Bey97] H. F. Beyer, H. J. Kluge und V. P. Shevelko (Ed.), *X-Ray Radiation of Highly Charged Ions*, Springer, 1997.
- [Bey03] H. F. Beyer und V. P. Shevelko (Ed.), *Introduction to the Physics of Highly Charged Ions*, Institute of Physics Publishing, 2003.
- [Bra13a] W. H. Bragg, The reflection of X-rays by crystals. (II.), *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **89**(610), 246–248, 1913.
- [Bra13b] W. H. Bragg und W. L. Bragg, The reflection of X-rays by crystals, *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **88**(605), 428–438, 1913.

- [Bra13c] W. L. Bragg, The structure of some crystals as indicated by their diffraction of X-rays, *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **89**(610), 248–277, 1913.
- [Bru82] J. J. P. Bruines, V. J. de Waal und J. E. Mooij, Comment on: ‘Dc SQUID: Noise and optimization’ by Tesche and Clarke, *J. Low Temp. Phys.*, **46**(3), 383–386, 1982.
- [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, Entwicklung großflächiger mikrostrukturierter magnetischer Kalorimeter mit Au:Er- und Ag:Er-Sensoren für den energieaufgelösten Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2008.
- [Cla04] J. Clarke und A. I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook*, WILEY-VCH, 2004.
- [Coo56] L. N. Cooper, Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas, *Phys. Rev.*, **104**(4), 1189–1190, 1956.
- [Cos93] E. Cosulich, F. Gatti und S. Vitale, Further results on μ -calorimeters with superconducting absorber, *J. Low Temp. Phys.*, **93**(3), 263–268, 1993.
- [Dan05] T. Daniyarov, Metallische magnetische Kalorimeter zum hochauflösenden Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Molekülen, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2005.
- [Des03] R. D. Deslattes, E. G. Kessler, P. Indelicato, L. de Billy, E. Lindroth und J. Anton, X-ray transition energies: new approach to a comprehensive evaluation, *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 35–99, 2003.
- [dG17] S. E. de Graaf, A. A. Adamyany, T. Lindström, D. Ertz, S. E. Kubatkin, A. Y. Tzalenchuk und A. V. Danilov, Direct Identification of Dilute Surface Spins on Al₂O₃: Origin of Flux Noise in Quantum Circuits, *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 057703, 2017.
- [Eic02] J. Eichler und A. Ichihara, Polarization of photons emitted in radiative electron capture by bare high-*Z* ions, *Phys. Rev. A*, **65**, 052716, 2002.

-
- [Ens00] C. Enss, A. Fleischmann, K. Horst, J. Schönefeld, J. Sollner, J. S. Adams, Y. H. Huang, Y. H. Kim und G. M. Seidel, Metallic Magnetic Calorimeters for Particle Detection, *J. Low Temp. Phys.*, **121**(3/4), 137–176, 2000.
- [Ens05] C. Enss und S. Hunklinger, Low-Temperature Physics, Springer, Berlin, Heidelberg, 2005.
- [Fle98] A. Fleischmann, Hochauflösendes magnetisches Kalorimeter zur Detektion von einzelnen Röntgenquanten, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 1998.
- [Fle00] A. Fleischmann, J. Schönefeld, J. Sollner, C. Enss, J. S. Adams, S. R. Bandler, Y. H. Kim und G. M. Seidel, Low Temperature Properties of Erbium In Gold, *Journal of Low Temperature Physics*, **118**(1), 7–21, 2000.
- [Fle03] A. Fleischmann, Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.
- [Fle05] A. Fleischmann, C. Enss und G. M. Seidel, Metallic Magnetic Calorimeters, in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2005.
- [Fle09] A. Fleischmann, L. Gastaldo, S. Kempf, A. Kirsch, A. Pabinger, C. Pies, J.-P. Porst, P. Ranitzsch, S. Schäfer, F. v. Seggern, T. Wolf, C. Enss und G. M. Seidel, Metallic magnetic calorimeters, *AIP Conference Proceedings*, **1185**, 571–578, 2009.
- [Gam13] L. Gamer, Ein großflächiges magnetisches Kalorimeter zur energie- und ortsauflösenden Detektion von Molekülfragmenten, Masterarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2013.
- [Gat92] F. Gatti, S. Vitale und A. Barabino, Superconducting rhenium as absorber for thermal detectors, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **315**, 260–262, 1992.
- [Gro11] T. Groß, Untersuchung der Polarisations-eigenschaften inelastisch gestreuter, harter Röntgenstrahlung (147 keV), Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2011.
- [Hah92] W. Hahn, M. Loewenhaupt und B. Frick, Crystal field excitations in dilute rare earth noble metal alloys, *Physica B*, **180-181**, 176–178, 1992.
- [Har68] J. T. Harding und J. E. Zimmerman, Quantum Interference Magnetometry and Thermal Noise from a Conducting Environment, *Phys. Lett.*, **27A**(10), 670–671, 1968.

- [Hen12] D. Hengstler, Untersuchung der Eigenschaften von supraleitenden Re-, Zn- und Zn:Mn-Absorbern für magnetische Mikrokalorimeter, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2012.
- [Hen17] D. Hengstler, Development and characterization of two-dimensional metallic magnetic calorimeter arrays for the high-resolution X-ray spectroscopy, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2017.
- [Her00] T. Herrmannsdörfer, R. König und C. Enss, Properties of Er-doped Au at ultralow temperatures, *Phys. B*, **284–288**, **Part 2**, 1698 – 1699, 2000.
- [Heu11] S. Heuser, Entwicklung mikrostrukturierter magnetischer Kalorimeter mit verbesserter magnetischer Flusskopplung für die hochauflösende Röntgenspektroskopie, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2011.
- [Hof12] V. Hoffmann, Messung der AC-Suszeptibilität von paramagnetischem Au:Er bei Temperaturen oberhalb des Spinglasübergangs, Bachelorarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2012.
- [Höl97] G. Hölzer, M. Fritsch, M. Deutsch, J. Härtwig und E. Förster, $K_{\alpha 1,2}$ and $K_{\beta 1,3}$ x-ray emission lines of the 3d transition metals, *Phys. Rev. A*, **56**(6), 4554–4568, 1997.
- [Hub75] J. H. Hubbell, W. J. Veigele, E. A. Briggs, R. T. Brown, D. T. Cromer und R. J. Howerton, Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **4**(3), 471–538, 1975.
- [Jan94] H. Jansen, M. de Boer, R. Legtenberg und M. Elwenspoek, The black silicon method: a universal method for determining the parameter setting of a fluorine-based reactive ion etcher in deep silicon trench etching with profile control, in *MME '94 Workshop Digest*, 60–64, 1994.
- [Jos62] B. D. Josephson, Possible New Effects in Superconducting Tunneling, *Phys. Lett.*, **1**(7), 251–253, 1962.
- [Kan86] P. Kane, L. Kissel, R. H. Pratt und S. C. Roy, Elastic scattering of γ -rays and X-rays by atoms, *Physics Reports*, **140**, 75–159, 1986.
- [Kas56] T. Kasuya, A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener's Model, *Prog. Theor. Phys.*, **16**(1), 45, 1956.

-
- [Kem12] S. Kempf, Entwicklung eines Mikrowellen-SQUID-Multiplexers auf der Grundlage nicht-hysteretischer rf-SQUIDs zur Auslesung metallischer magnetischer Kalorimeter, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2012.
- [Kem15] S. Kempf, A. Ferring, A. Fleischmann und C. Enss, Direct-current superconducting quantum interference devices for the readout of metallic magnetic calorimeters, *Superconductor Science and Technology*, **28**(4), 045008, 2015.
- [Kem16] S. Kempf, A. Ferring und C. Enss, Towards noise engineering: Recent insights in low-frequency excess flux noise of superconducting quantum devices, *Applied Physics Letters*, **109**(16), 162601, 2016.
- [Kem18] S. Kempf, A. Fleischmann, L. Gastaldo und C. Enss, Physics and Applications of Metallic Magnetic Calorimeters, *Journal of Low Temperature Physics*, 2018.
- [Kle29] O. Klein und Y. Nishina, Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac, *Zeitschrift für Physik*, **52**(11), 853–868, 1929.
- [Koc07] R. H. Koch, D. P. DiVincenzo und J. Clarke, Model for $1/f$ Flux Noise in SQUIDs and Qubits, *Phys. Rev. Lett.*, **98**(26), 267003, 2007.
- [Koz12] A. Kozorezov, Energy Down-Conversion and Thermalization in Metal Absorbers, *J. Low Temp. Phys.*, **167**, 473–484, 2012.
- [Kra13a] S. Kraft-Bermuth, V. Andrianov, A. Bleile, A. Echler, P. Egelhof, P. Grabitz, S. Ilieva, C. Kilbourne, O. Kiselev, D. McCammon und J. Meier, High-precision x-ray spectroscopy of highly charged ions with microcalorimeters, *Physica Scripta*, **2013**(T156), 014022, 2013.
- [Kra13b] M. Krantz, Entwicklung, Mikrofabrikation und Charakterisierung von metallischen magnetischen Kalorimetern für die hochauflösende Röntgenspektroskopie hochgeladener Ionen., Masterarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2013.
- [Kro99] R. Kroeger, N. Gehrels, W. Johnson, J. Kurfess, B. Philips und J. Tueller, Charge spreading and position sensitivity in a segmented planar germanium detector, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **422**(1), 206 – 210, 1999.

- [Kub14] K. Kubiček, P. H. Mokler, V. Mäckel, J. Ullrich und J. R. C. López-Urrutia, Transition energy measurements in hydrogenlike and heliumlike ions strongly supporting bound-state QED calculations, *Phys. Rev. A*, **90**, 032508, 2014.
- [Kum16] P. Kumar, S. Sendelbach, M. A. Beck, J. W. Freeland, Z. Wang, H. Wang, C. C. Yu, R. Q. Wu, D. P. Pappas und R. McDermott, Origin and Reduction of $1/f$ Magnetic Flux Noise in Superconducting Devices, *Phys. Rev. Applied*, **6**, 041001, 2016.
- [Lab01] L. N. Labzowsky, A. V. Nefiodov, G. Plunien, G. Soff, R. Marrus und D. Liesen, Parity-violation effect in heliumlike gadolinium and europium, *Phys. Rev. A*, **63**, 054105, 2001.
- [Lin07] M. Linck, Entwicklung eines metallischen magnetischen Kalorimeters für die hochauflösende Röntgenspektroskopie, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.
- [Mär11] R. Martin, Röntgenpolarimetrie angewandt zur Untersuchung der Bremsstrahlung spinpolarisierter Elektronen, Dissertation, Universität Heidelberg, 2011.
- [McC93] D. McCammon, W. Cui, M. Juda, J. Morgenthaler, J. Zhang, R. Kelley, S. Holt, G. Madejski, S. Moseley und A. Szymkowiak, Thermal calorimeters for high resolution X-ray spectroscopy, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **326**(1), 157 – 165, 1993.
- [Met50] F. Metzger und M. Deutsch, A Study of the Polarization-Direction Correlation of Successive Gamma-Ray Quanta, *Phys. Rev.*, **78**, 551–558, 1950.
- [Möh15] G. Möhl, Optimierung von Ionenätzprozessen zur Herstellung metallischer magnetischer Kalorimeter, Bachelorarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2015.
- [Nef02] A. Nefiodov, L. Labzowsky, D. Liesen, G. Plunien und G. Soff, Nuclear anapole moments from beams of highly charged ions, *Physics Letters B*, **534**(1), 52 – 56, 2002.
- [Pie08] C. Pies, Entwicklung eines Detektor-Arrays basierend auf magnetischen Kalorimetern für die hochaufgelöste Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2008.

-
- [Pie12] C. Pies, maXs200: Entwicklung und Charakterisierung eines Röntgendetektors basierend auf magnetischen Kalorimetern für die hochauflösende Spektroskopie hochgeladener Ionen, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2012.
- [Pob92] F. Pobell, Matter and Methods at Low Temperatures, Springer-Verlag, 1992.
- [Pon17] R. Pons, Aufbau und Test eines maXs30-Detektors zur hochauflösenden Röntgenspektroskopie, Masterarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2017.
- [Pow74] R. Powers, P. Martin, G. Miller, R. Welsh und D. Jenkins, Muonic ^{197}Au : A test of the weak-coupling model, *Nucl. Phys. A*, **230**(3), 413 – 444, 1974.
- [Pro01] D. Protic, T. Stohlker, H. F. Ebeyer, J. Bojowald, G. Borchert, A. Gumberidze, A. Hamacher, C. Kozhuharov, X. Ma und I. Mohos, A microstrip germanium detector for position-sensitive X-ray spectroscopy, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **48**(4), 1048–1052, 2001.
- [Ran09] P. C.-O. Ranitzsch, Low Temperature Calorimeter with Superconducting Particle Absorbers, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2009.
- [Rei17] A. Reifenberger, Spezifische Wärme von supraleitenden metallischen Gläsern bei tiefen Temperaturen, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2017.
- [Ric17] D. Richter, Auslesung von SQUIDs mittels Flussrampenmodulation, Masterarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2017.
- [Rön96] W. C. Röntgen, On a New Kind of Rays, *Science*, **3**, 227 und 726, 1896.
- [Roy86] S. C. Roy, B. Sarkar, L. D. Kissel und R. H. Pratt, Polarization effects in elastic photon-atom scattering, *Phys. Rev. A*, **34**, 1178–1187, 1986.
- [Rud54] M. A. Ruderman und C. Kittel, Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons, *Phys. Rev.*, **96**, 99–102, 1954.
- [Sch00] J. Schönefeld, Entwicklung eines mikrostrukturierten magnetischen Tieftemperaturkalorimeters zum hochauflösenden Nachweis von einzelnen Röntgenquanten, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2000.

- [Sch12] S. Schäfer, Entwicklung einer Detektorzeile aus metallischen magnetischen Kalorimetern zur hochauflösenden Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2012.
- [Sch16] P. Schneider, Spektroskopische Messungen an Thorium-229 mit einem Detektor-Array aus metallischen magnetischen Kalorimetern, Masterarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2016.
- [Sim35] F. Simon, Application of Low Temperature Calorimetry to Radioactive Measurements, *Nature*, **135**, 763, 1935.
- [Sök09] Ü. Sökmen, A. Stranz, S. Fündling, H.-H. Wehmann, V. Bandalo, A. Bora, M. Tornow, A. Waag und E. Peiner, Capabilities of ICP-RIE cryogenic dry etching of silicon: review of exemplary microstructures, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, **19**(10), 105005, 2009.
- [Spi05] U. Spillmann, Charakterisierung und erster experimenteller Einsatz von ortsaufauflösenden, energiedispersiven Germanium-Detektoren zur Präzisionspektroskopie an schweren Ionen, Dissertation, Universität Frankfurt am Main, 2005.
- [Stö04] T. Stöhlker, D. Banas, S. Fritzsche, A. Gumberidze, C. Kozhuharov, X. Ma, A. Orsic-Muthig, U. Spillmann, D. Sierpowski, A. Surzhykov, S. Tachenov und A. Warczak, Angular Correlation and Polarization Studies for Radiative Electron Capture into High- Z Ions, *Physica Scripta*, **2004**(T110), 384, 2004.
- [Stö09] T. Stöhlker, D. Banaś, H. Bräuning, S. Fritzsche, S. Geyer, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, A. Kumar, R. Martin, B. E. O'Rourke, R. Reuschl, U. Spillmann, A. Surzhykov, S. Tashenov, S. Trotsenko, G. Weber und D. F. Winters, Polarization and angular correlation studies of X-rays emitted in relativistic ion-atom collisions, *The European Physical Journal Special Topics*, **169**(1), 5–14, 2009.
- [Sur03] A. Surzhykov, S. Fritzsche, T. Stöhlker und S. Tachenov, Polarization studies on the radiative recombination of highly charged bare ions, *Phys. Rev. A*, **68**, 022710, 2003.
- [Sur05] A. Surzhykov, S. Fritzsche, T. Stöhlker und S. Tashenov, Application of Radiative Electron Capture for the Diagnostics of Spin-Polarized Ion Beams at Storage Rings, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 203202, 2005.

-
- [Sur07] A. Surzhykov, S. Fritzsche und T. Stöhlker, Effects of the target polarization on the diagnostics of spin-polarized heavy ions, *Radiation Physics and Chemistry*, **76**(3), 392 – 396, 2007, Proceedings of the 3rd International Conference on Elementary Processes in Atomic Systems.
- [Swa89] E. T. Swartz und R. O. Pohl, Thermal boundary resistance, *Rev. Mod. Phys.*, **61**(3), 605–668, 1989.
- [Tas05] S. Tashenov, Hard X-ray polarimetry with position sensitive germanium detectors - studies of the recombination transitions into highly charged ions, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2005.
- [Tas06] S. Tashenov, T. Stöhlker, D. Banaś, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, T. Krings, D. Liesen, F. Nolden, D. Protic, D. Sierpowski, U. Spillmann, M. Steck und A. Surzhykov, First Measurement of the Linear Polarization of Radiative Electron Capture Transitions, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 223202, 2006.
- [Tas09] S. Tashenov, A. Khaplanov, B. Cederwall und K.-U. Schässburger, Hard X-ray polarimetry by means of Rayleigh scattering, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **600**(3), 599 – 603, 2009.
- [Tas11] S. Tashenov, T. Bäck, R. Barday, B. Cederwall, J. Enders, A. Khaplanov, Y. Poltoratska, K.-U. Schässburger und A. Surzhykov, Measurement of the Correlation between Electron Spin and Photon Linear Polarization in Atomic-Field Bremsstrahlung, *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 173201, 2011.
- [Tes77] C. D. Tesche und J. Clarke, dc SQUID: Noise and Optimization, *J. Low Temp. Phys.*, **29**(3/4), 301–331, 1977.
- [Wei96] H. Weinstock, SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications, Kluwer Academic Publishers, 1996.
- [Wil69] G. Williams und L. L. Hirst, Crystal-Field Effects in Solid Solutions of Rare Earths in Noble Metals, *Phys. Rev.*, **185**(2), 407–414, 1969.
- [Wiß13] V. Wißdorf, Magnetisches $1/f$ -Rauschen und Imaginärteil der magnetischen Suszeptibilität von Erbium dotiertem Gold bei Millikelvin Temperaturen, Bachelorarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2013.
- [Yos57] K. Yosida, Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys, *Phys. Rev.*, **106**, 893–898, 1957.

- [Zao06] R. Zaouk, B. Y. Park und M. J. Madou, Introduction to Microfabrication Techniques, in S. D. Minter (Ed.), *Microfluidic Techniques: Reviews and Protocols*, 5–15, Humana Press, Totowa, NJ, 2006.