

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

BACHELORARBEIT
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Julia Stephanie Hauer
geboren in Filderstadt

2018

Aufbau und Test eines MOCCACINO-Detektors zur
energie- und positionsauflösenden Detektion
neutraler Molekülfragmente

Die Bachelorarbeit wurde von Julia Stephanie Hauer
ausgeführt am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Christian Enss

MOCCA ist ein großflächiger energie- und positionsauflösender Detektor basierend auf metallischen magnetischen Kalorimetern, der zukünftig zur Detektion neutraler Molekülfragmente am kryogenen Speicherring CSR am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg eingesetzt werden soll. Metallische magnetische Kalorimeter bestehen aus einem Absorber und einem paramagnetischen Sensor, die sich in gutem thermischen Kontakt befinden. Der Sensor befindet sich in einem schwachen Magnetfeld, das durch einen Dauerstrom erzeugt wird. Die Absorption eines Teilchens im Absorber führt zu einer Änderung der Magnetisierung des Sensors, die über einen supraleitenden Flusstransformator als magnetische Flussänderung in ein SQUID eingekoppelt und von diesem ausgelesen wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der MOCCACINO-Detektor, eine zu Testzwecken entwickelte kleinere Version des MOCCA-Detektors, aufgebaut und mit einer ^{55}Fe -Quelle bestrahlt. Dabei wurde erstmals die Eigenschaft der Ortsauflösung durch koinzidente Detektion von Zeilen- und Spaltensignalen des Detektors demonstriert. Für einzelne Kanäle wurde eine Energieauflösung von 187 eV erreicht. Der Unterschied zur theoretisch erreichbaren Energieauflösung von 44 eV lässt sich auf ein niederfrequentes Rauschen zurückführen, das das Signal überlagerte. Messungen der Signalhöhe in Abhängigkeit von der Temperatur des Kryostaten weisen auf einen sehr niedrigen supraleitenden Dauerstrom hin. Bei Messungen des Detektors mit verbesserter Stromtragfähigkeit und besserer thermischer Ankopplung kann in Zukunft eine deutlich bessere Auflösung erwartet werden.

Preparation and Testing of a MOCCACINO detector for the energy and position resolved detection of neutral molecule fragments

MOCCA is a large-scale detector based on metallic magnetic calorimeters for energy and position resolved detection of neutral molecule fragments. It was designed for the cryogenic storage ring CSR at the Max Planck Institute for Nuclear Physics in Heidelberg. Metallic Magnetic Calorimeters consist of an absorber and a paramagnetic sensor that are strongly thermally coupled. The sensor is magnetized by a weak magnetic field created by a persistent current. The absorption of an incident particle in the absorber leads to a change of the sensor magnetization, which is coupled into a readout SQUID as magnetic flux change via a superconducting flux transformer. In the course of this thesis a MOCCACINO detector, a smaller version of MOCCA developed for testing purposes, was set up and measured using ^{55}Fe as radiation source. For the first time, the spatial resolution was demonstrated by coincident detection of signals from the detector columns and lines. The best observed energy resolution for a single channel is 187 eV. The difference to the calculated theoretical energy resolution of 44 eV can be explained by a strong low-frequency noise resulting from vibrations of the setup. Measurements of the signal height depending on the cryostat's temperature point to a low superconducting current. For future measurements with improved current-carrying capacity and better thermal coupling, a higher energy resolution is expected.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Der kryogene Speicherring CSR	3
2.2	Funktionsweise metallischer magnetischer Kalorimeter	4
3	Experimenteller Aufbau	7
3.1	Der MOCCA-Detektor	7
3.1.1	Auslesungsgeometrie des MOCCA-Detektors	8
3.1.2	Hydraprinzip	8
3.1.3	MOCCACINO	9
3.2	Messaufbau	10
3.2.1	Experimenthalter	10
3.2.2	Verstärker-SQUID-Module	12
4	Experimentelle Ergebnisse	13
4.1	Induktivität des Detektors	13
4.2	Niederfrequentes Rauschen des Aufbaus	15
4.3	Übersprechen zwischen Zeilen und Spalten	17
4.4	Signalform	18
4.5	Temperaturabhängigkeit der Signalhöhe	19
4.6	Energieauflösung	20
5	Zusammenfassung und Ausblick	23
	Literaturverzeichnis	25

1 Einleitung

Anfang des 19. Jahrhunderts kam erstmals die Frage nach der Existenz diffuser Materie im interstellaren Raum auf [Edd26]. Die Bestandteile dieser interstellaren Materie tragen zu der Entstehung und Entwicklung von Sternen bei und stellen zudem einen möglichen ersten Schritt zu komplexeren Molekülen dar, auf denen die Entstehung des Lebens basieren könnte [Omo07]. Informationen über die Entstehungsprozesse und Bestandteile interstellarer Materie können daher weiterhelfen, grundlegende Fragen zur Geschichte des Universums und von Leben zu beantworten. Durch den Einsatz verschiedener spektroskopischer Methoden sind mittlerweile über 180 Molekülsorten [Bel14] in interstellarer Materie bekannt, darunter einfache Moleküle wie H_2 , aber auch komplexe Molekülstrukturen, wie etwa Acetaldehyd CH_3HCO [Dal76, Sno06]. Bisher ist nicht bekannt, wie sich diese komplexen Moleküle bilden konnten.

Unter anderem zur Untersuchung dieser Reaktionswege wurde der elektrostatische kryogene Speicherring CSR am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg gebaut, mit dem sich unter anderem die dissoziative Rekombination von Ionen studieren lässt, eine Reaktion, bei der ein positives Molekülion mit einem Elektron rekombiniert und das so entstehende neutrale Molekül anschließend in mehrere Fragmente zerfällt [Min00]. Im CSR werden Ionenstrahlen aus Molekülionen mit Energien zwischen 20 und 300 keV untersucht. Dabei werden im Strahlrohr ein Vakuum von 10^{-14} mbar und Temperaturen von unter 10 K erreicht, was Speicherzeiten von einigen tausend Sekunden ermöglicht. So kann bei Bedingungen ähnlich denen in interstellaren Molekülwolken der Zustand der Reaktionspartner genau eingestellt werden. Die Überlagerung des gespeicherten Ionenstrahls mit einem Elektronenstrahl ermöglicht einerseits eine Phasenraumkühlung, als auch die Zusammenführung der Reaktionspartner für die dissoziative Rekombination [vH16].

Zur Rekonstruktion der Reaktionskinematik am CSR wird ein großflächiger Detektor benötigt, der in der Lage ist, die Reaktionsprodukte energie- und positionsauflösend zu detektieren. Wegen den im Experiment herrschenden kryogenen Temperaturen, dem hohen Vakuum und den niederenergetischen, neutralen Reaktionsprodukten eignen sich viele standardisierte Detektortechnologien nicht [Kra11, Nov15]. Daher wurde eine 4k-Pixel-Molekülkamera, basierend auf der Funktionsweise metallischer magnetischer Kalorimeter, speziell für den Einsatz am CSR entwickelt [Sch15]. Ein metallisches magnetisches Kalorimeter besteht aus einem Absorber und einem paramagnetischen Sensor, die in gutem thermischen Kontakt zueinander stehen. Wird ein Teilchen im Absorber absorbiert, führt der Energieeintrag dort zu einem Temperaturanstieg, der eine Änderung der Magnetisierung des Sensors bewirkt. Diese Magnetisierungsänderung wird über einen supraleitenden Flusstransformator als magnetische Flussänderung an ein SQUID weitergeleitet und ausgelesen. Das so gemessene Signal ist proportional zur absorbierten Energie [Fle03].

Die Molekülkamera MOCCA besteht aus 4096 Absorbern auf einer Detektionsfläche von $44,8\text{ mm} \cdot 44,8\text{ mm}$. Jeweils vier Absorber sind thermisch mit unterschiedlichen thermischen Kopplungen mit einem Sensor verbunden. Dadurch kann ein detektiertes Signal über die Signalanstiegszeit einem Absorber zugeordnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird zum ersten Mal der MOCCACINO-Detektor, eine für Testzwecke entwickelte kleinere Version des MOCCA-Detektors, mit einem Sensor aus einer Silber-Erbium-Legierung, in einem Kryostaten aufgebaut und getestet. Dabei wurden die Induktivitäten der Detektorreihen auf ihre Übereinstimmung mit der theoretischen Induktivität verglichen, die Temperaturabhängigkeit der Signalhöhe untersucht und ein Spektrum zur Bestimmung der Energieauflösung erstellt. Erstmals konnte auch die Eigenschaft der Ortsauflösung durch die koinzidente Detektion von Zeilen- und Spaltensignalen des Detektors demonstriert werden.

Zunächst werden in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen beschrieben, die zum Verständnis der dissoziativen Rekombination und dem Messprinzip metallischer magnetischer Kalorimeter nötig sind. Das Design des Detektors und der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Versuchsaufbau werden in Kapitel 3 geschildert. Schließlich werden in Kapitel 4 die aus dem Experiment gewonnenen Ergebnisse dargelegt und diskutiert.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Der kryogene Speicherring CSR

Der kryogene Speicherring CSR¹, der schematisch in Abb. 2.1 abgebildet ist, wurde zur Untersuchung der Kinematik verschiedener Molekülreaktionen unter kosmischen Bedingungen am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg konstruiert. Der elektrostatische Speicherring hat eine quadratische Grundfläche und einen Umfang von 35 m. Der zu untersuchende Ionenstrahl mit einer Energie von 20 bis 300 keV wird in das Strahlrohr eingespeist und mit vier elektrostatischen Deflektoreinheiten jeweils um 90° umgelenkt. Um einen wohldefinierten Ausgangszustand zu erreichen, kann das Strahlrohr auf Temperaturen von unter 10 K gekühlt werden.

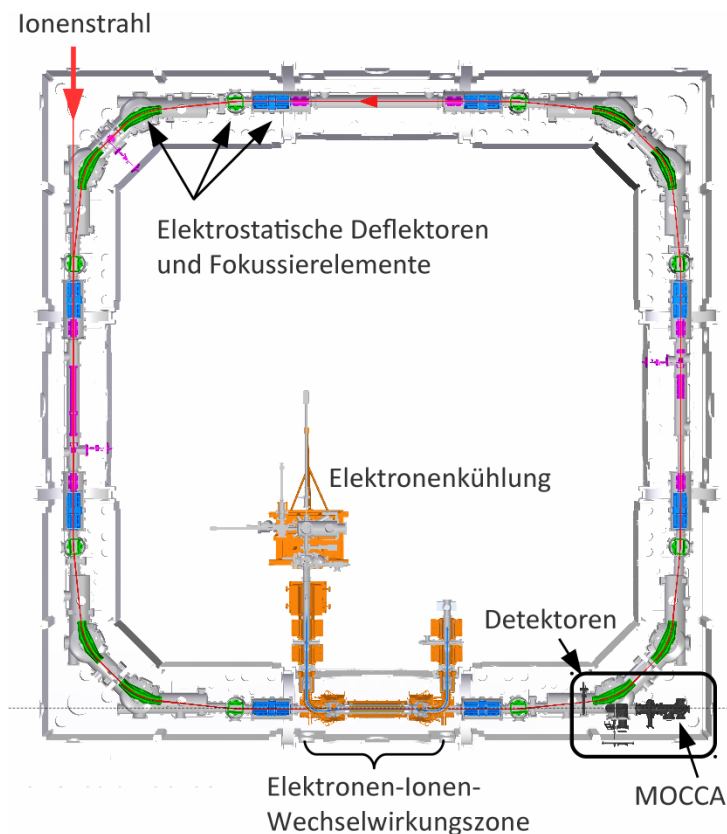


Abbildung 2.1: Vereinfachte Darstellung des kryogenen Speicherrings CSR in Aufsicht [Spa18].

¹Cryogenic Storage Ring

Dadurch können die Moleküle des gespeicherten Ionenstrahls auf ihre Vibrations- und Rotationsgrundzustände relaxieren. Durch den im Strahlrohr vorherrschenden niedrigen Druck von unter 10^{-14} mbar können lange Speicherzeiten erreicht werden. In einem der vier linearen Bereiche wird der Ionenstrahl temporär mit einem Elektronenstrahl gleicher Geschwindigkeit überlagert. Dies dient nicht nur der Phasenraumkühlung, sondern auch der Durchführung von Kollisionsexperimenten positiv geladener Molekülionen mit Elektronen. Eine detaillierte Beschreibung des CSR findet sich in [vH16] und [Kra11].

Ein Typ von Kollisionen, der am CSR untersucht wird, ist die dissoziative Rekombination. Sie stellt eine wichtige Reaktion in interstellaren Gaswolken dar [Pet07]. Die dissoziative Rekombination lässt sich darstellen als



Das einfach positiv geladene Molekül AB^+ rekombiniert mit einem Elektron zu einem neutralen Molekül im angeregten Zustand AB^* , welches daraufhin zu mehreren neutralen Fragmenten dissoziiert. Kennt man die Ausgangsgeschwindigkeit der Moleküle, lassen sich durch Messung der kinetischen Energien der Reaktionsprodukte die Massen der Fragmente bestimmen, wodurch die Reaktion rekonstruiert werden kann. Näheres hierzu findet sich in [Nov15] und [Spa18]. Zur Messung der niederenergetischen, neutralen Fragmente am CSR soll ein metallisches magnetisches Kalorimeter eingesetzt werden, dessen Grundprinzip im nächsten Kapitel erläutert wird.

2.2 Funktionsweise metallischer magnetischer Kalorimeter

Ein metallisches magnetisches Kalorimeter² besteht, wie in Abb. 2.2 gezeigt, aus einem Absorber sowie einem paramagnetischen Temperatursensor, zwischen denen sehr guter thermischer Kontakt besteht. Der Sensor befindet sich in einem schwachen Magnetfeld und ist daher magnetisiert. Nach dem Curieschen Gesetz, $M \propto T^{-1}$, ist diese Magnetisierung bei der Betriebstemperatur des Detektors von unter 1 K umgekehrt proportional zur Temperatur. Die Änderung der Magnetisierung des Sensors wird induktiv über eine supraleitende Detektionsspule in ein SQUID³-Magnetometer eingekoppelt, welches das Signal ausliest. Weitere Einzelheiten über SQUIDs finden sich in [Wei96] und [Cla04]. Zur Thermalisierung besteht eine schwache thermische Ankopplung des Sensors an ein Wärmebad, welches die Betriebstemperatur vorgibt. Wird die Energie E eines auf den Absorber treffenden Teilchens absorbiert, so führt dies zu einer Temperaturänderung δT des Sensors von

$$\delta T \approx \frac{E}{C_{\text{ges}}}. \quad (2.2)$$

²Im Folgenden werden metallische magnetische Kalorimeter nach der englischen Bezeichnung Metallic Magnetic Calorimeter mit MMC abgekürzt.

³Supraleitender QUantenInterferenz-Detektor

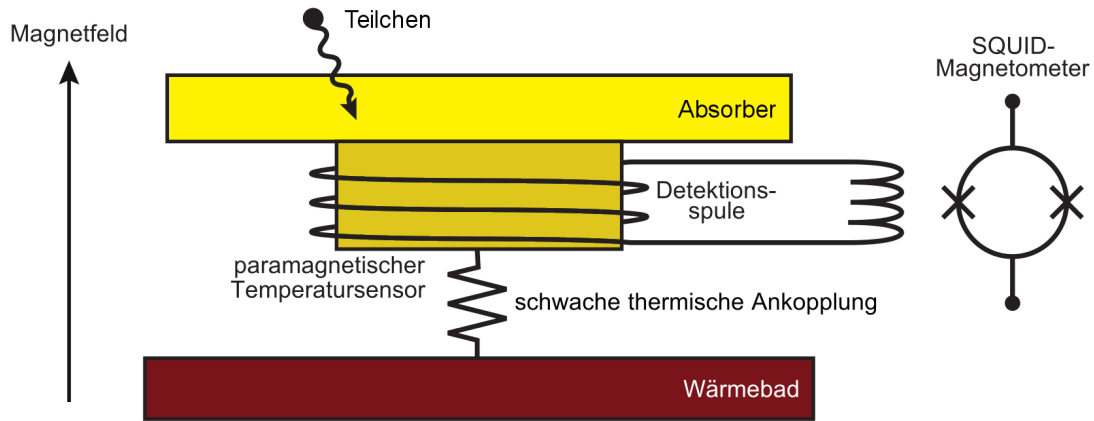


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines metallischen magnetischen Mikrokalorimeters.

Hierbei bezeichnet C_{ges} die Gesamtwärmekapazität des Systems. Aufgrund der temperaturabhängigen Magnetisierung des Sensors führt eine Temperaturänderung im Sensor zu einer Magnetisierungsänderung

$$\delta M \approx \frac{\partial M}{\partial T} \frac{E}{C_{\text{ges}}}. \quad (2.3)$$

Eine möglichst hohe Sensitivität der Magnetisierung auf Temperaturänderungen, $\partial M/\partial T$, wird durch Verwendung eines geeigneten Sensormaterials erreicht. Bei dem Sensor des in dieser Arbeit betrachteten Detektors handelt es sich um eine paramagnetische Legierung aus Silber und Erbium. Außerdem ist für eine möglichst große Magnetisierungsänderung nach Gleichung 2.3 eine geringe Wärmekapazität von Vorteil, was bei den für den Betrieb des Detektors notwendigen niedrigen Temperaturen erfüllt ist. Zusätzlich ist bei der Betriebstemperatur des Detektors das thermische Rauschen gering. Die Änderung des magnetischen Flusses durch das SQUID $\delta\Phi$ ist proportional zur Magnetisierungsänderung des Sensors $\delta\Phi \propto \delta M$. Diese Flussänderung wird vom SQUID in eine Spannungsänderung übersetzt, die ausgelesen wird. Somit ist das detektierte Signal, in Form einer Spannung, direkt proportional zur Energie, die im Absorber deponiert wurde. Eine detaillierte Beschreibung von MM-Cs findet sich unter anderem in [Fle05] oder [Fle03].

Der Temperaturanstieg durch die Absorption eines Teilchens im Absorber und der anschließende Temperaturabfall durch die Kopplung an das Wärmebad lassen sich durch zwei Exponentialfunktionen beschreiben:

$$T(t) \propto -e^{-t/\tau_0} + e^{-t/\tau_1} \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet τ_0 die Signalanstiegs- und τ_1 die Signalabklingzeit.

Gradiometrische Detektorgeometrie

Um die Detektoren weniger empfindlich gegen makroskopische externe Magnetfeldfluktuationen oder Temperaturänderungen zu machen, wurde in [Bur04] eine Detektorgeometrie eingeführt, bei der jeweils zwei Spulen mit einem SQUID so verschaltet werden, dass makroskopische Störungen, die in beide Spulen einkoppeln, sich gegenseitig aufheben. Die Geometrie, auf der der in dieser Arbeit verwendete Detektor basiert, ist in Abb. 2.3 gezeigt. In dieser Schaltung werden die Signale der zwei parallel geschalteten Spulen mit jeweils entgegengesetzter Polarität gemessen.

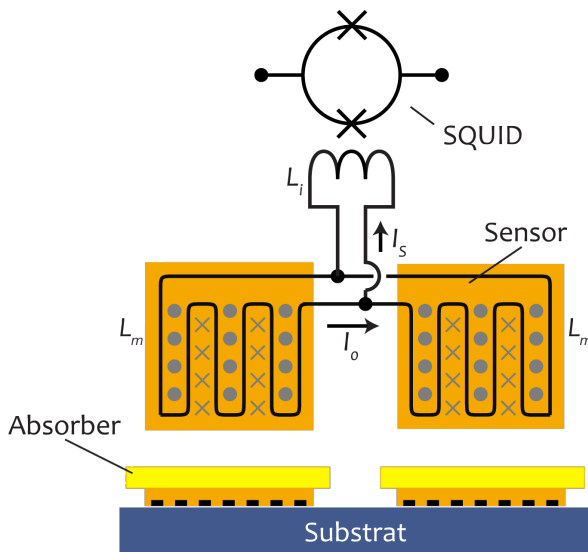


Abbildung 2.3: Zwei gradiometrisch verschaltete mäanderförmige Detektionsspulen oben in Aufsicht und unten im Querschnitt. Die aus zwei Detektionsspulen mit der Induktivität L_m bestehende Leiterschleife ist parallel zur Einkoppelspule mit der Induktivität L_i geschaltet, welche in das SQUID einkoppelt.

Die Leiterschleife dient hierbei gleichzeitig der Erzeugung des zur Magnetisierung des Sensors benötigten Magnetfeldes. Dazu wird ein Dauerstrom I_0 in der Leiterschleife präpariert. Der magnetische Fluss im supraleitenden Stromkreis stellt eine Erhaltungsgröße dar, weswegen eine Änderung der Magnetisierung eines Sensors zu einer Stromänderung in der entsprechenden Detektionsspule führt. Dies führt wiederum zu einem Strom I_S in der Einkoppelspule des SQUIDs.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Der MOCCA-Detektor

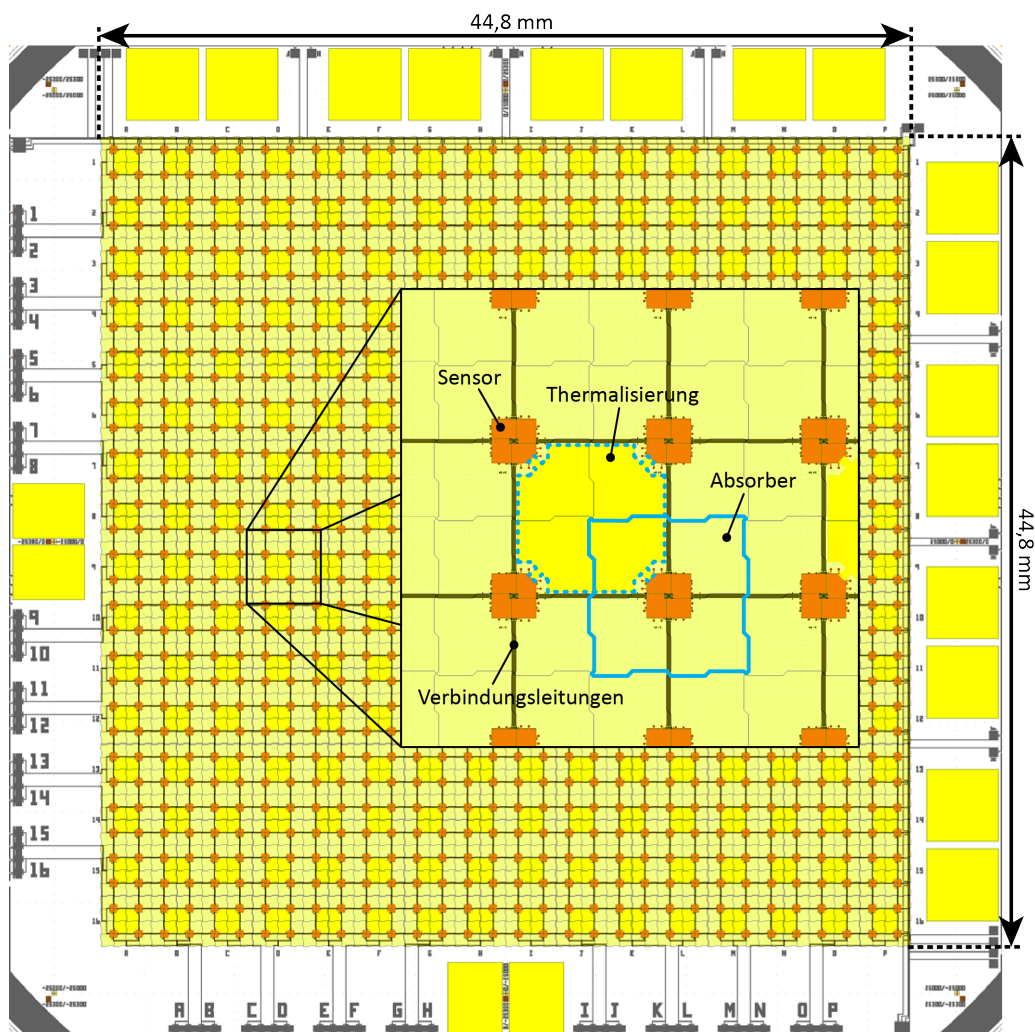


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des MOCCA-Detektors. Blau umrandet sind die vier thermisch an einen Sensor gekoppelten Absorber. Die Thermalisierung der umliegenden Sensoren ist blau gestrichelt dargestellt.

Der MOCCA¹-Detektor ist ein energie- und ortsauflösendes mikrostrukturiertes MMC und soll zur Detektion von neutralen Molekülfragmenten am CSR eingesetzt werden. Zur Bestimmung der Ortsinformation besitzt er 4096 Pixel auf einer quadratischen

¹Molecule Calorimetric CAmera

Fläche von 44,8 mm Kantenlänge. Abb. 3.1 zeigt das aktuelle Design des MOCCA-Detektors, eine Weiterentwicklung des in [Sch15] vorgestellten Designs. Die quadratische Detektorfläche ist in $64 \cdot 64$ Absorber unterteilt. Insgesamt besitzt der Detektor 1024 planare Temperatursensoren. Die Geometrie des MOCCA-Detektors wurde so gewählt, dass die Anzahl der auszulesenden Kanäle möglichst gering ist. Die zu diesem Zweck verwendeten Methoden werden im Folgenden kurz erklärt.

3.1.1 Auslesungsgeometrie des MOCCA-Detektors

Unter jedem Sensor liegen zwei galvanisch voneinander getrennte Detektionsspulen, die jeweils etwa die Hälfte der Sensorfläche einnehmen und mit allen anderen Detektionsspulen derselben Zeile bzw. Spalte verbunden sind. Zusätzlich mit der in Kapitel 2.2 beschriebenen Geometrie, bei der zwei benachbarte Detektionsspulen mit einem SQUID ausgelesen werden, kann somit die Anzahl an benötigten SQUIDs für n Sensoren auf \sqrt{n} reduziert werden. Die Kenntnis des Spalten- und Reihen-SQUIDs, in denen das Signal koinzident gemessen wurde, und die Polarität des Signals erlauben eine Aussage über die Position des Sensors, auf den ein Teilchen aufgetroffen ist. Die gewählte Geometrie der Detektionsspulen des MOCCA-Detektors unter einem

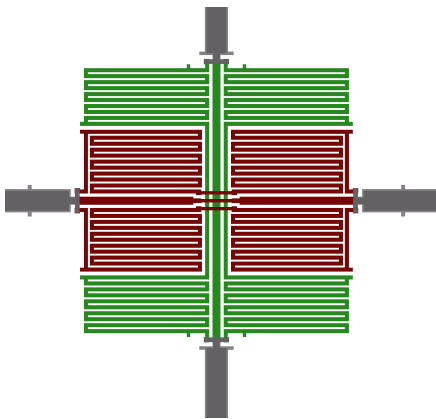


Abbildung 3.2: Die planaren und mäanderförmigen Detektionsspulen, die sich unter dem Sensor befinden. Eine Spule besteht aus zwei parallel, sowie zwei in Serie geschalteten Teilschleifen.

Sensor ist in Abb. 3.2 zu sehen. Wie dort zu erkennen ist, besteht jede der Detektionsspulen wiederum aus zwei zueinander in Serie geschalteten Teilschleifen. Diese Geometrie soll das elektrische Übersprechen der beiden galvanisch getrennten Spulen ineinander vermeiden. Ein weiterer Vorteil ist die so entstehende Redundanz, falls durch Fehler während des Fertigungsprozesses eine der Leiterbahnen unterbrochen sein sollte.

3.1.2 Hydraprinzip

Wie unter anderem in [Smi08] gezeigt, ist es möglich, einen Sensor mit mehreren Absorbern zu verbinden. Dadurch kann die Anzahl der Pixel eines Detektors bei gleichbleibender Anzahl an Auslesekanälen erhöht werden. Um die Signale der unterschiedlichen Pixel bei der Messung unterscheiden zu können, werden die Absorber

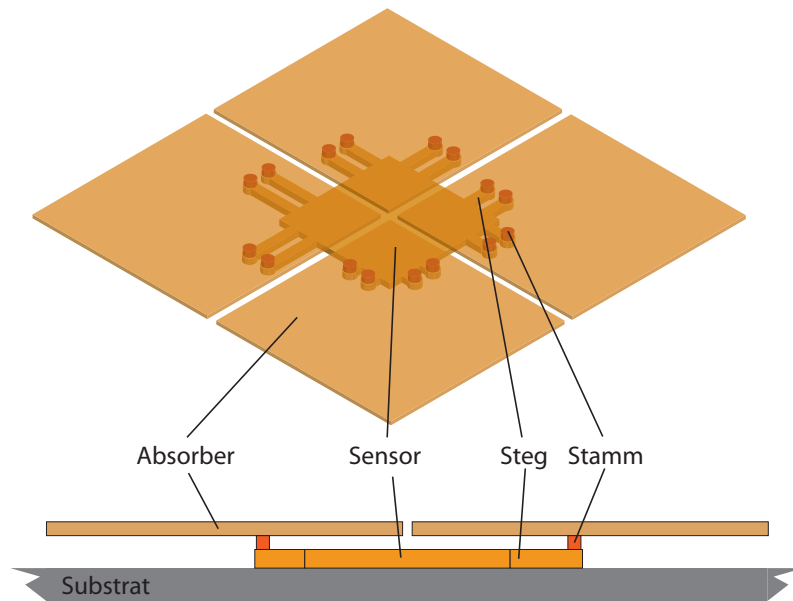


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des beim MOCCA angewendeten Hydraprinzips, oben in Aufsicht und unten im Querschnitt.

mit unterschiedlichen thermischen Ankopplungen an den Sensor gekoppelt. Dadurch variiert die Anstiegszeit des Signals der jeweiligen Absorber. Dieses Prinzip wird als Hydraprinzip bezeichnet.

Beim MOCCA-Detektor wird ein Sensor mit vier Absorbern gekoppelt, sodass 4096 Absorber nur 1024 Sensoren benötigen. Dabei steht jeder Absorber, wie in Abb. 3.3 zu sehen ist, auf jeweils vier Stämmen, die durch Stege mit dem Sensor verbunden sind. Durch die Wahl der Steglänge kann die thermische Kopplung zwischen Sensor und Absorber und damit die Signalanstiegszeit eingestellt werden.

Ein detektiertes Signal kann also anhand der Zeile, Spalte, Polarität und der Signalanstiegszeit einem Absorber eindeutig zugeordnet werden. Damit können die 4096 Pixel des MOCCA-Detektors mit lediglich 32 Auslesekanälen ausgelesen werden.

3.1.3 MOCCACINO

Parallel zum MOCCA-Detektor wurde zu Testzwecken der MOCCACINO-Detektor hergestellt. Er wurde für die Messungen dieser Arbeit verwendet. Wie in Abb. 3.4 gezeigt, besitzt er $8 \cdot 8$ Sensoren und damit 256 Absorber. Für die Auslesung eines MOCCACINO-Detektors werden also nur $4 + 4$ Auslesekanäle benötigt. Die deutlich kleinere Fläche des Detektors vereinfacht unter anderem die Qualitätskontrolle und ermöglicht so eine unkompliziertere Herstellung.

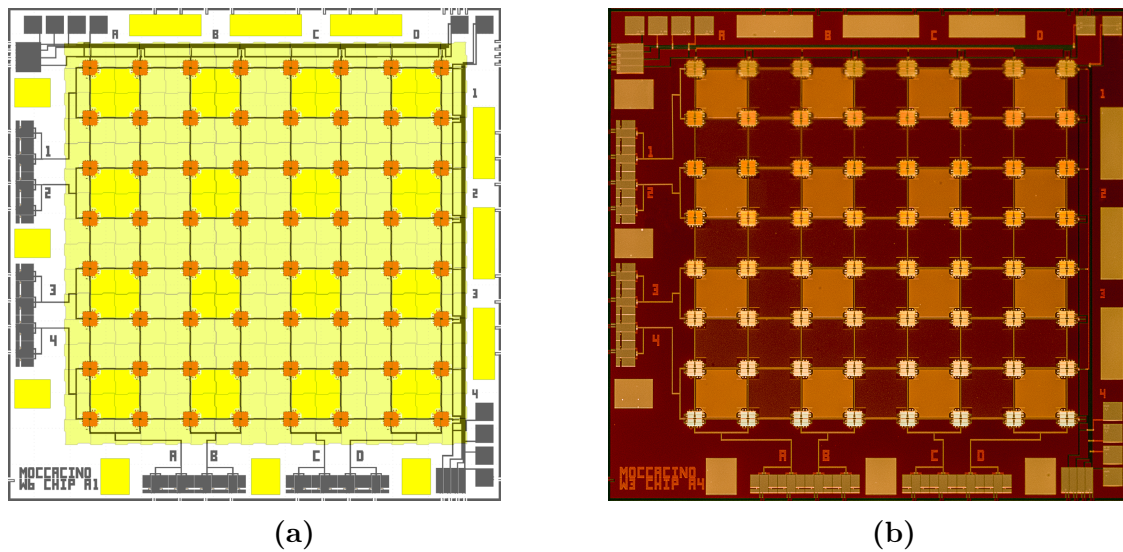


Abbildung 3.4: Ein MOCCACINO-Detektor (a) als schematische Darstellung des aktuellen Designs und (b) in einem Mikroskopbild, das während des Herstellungsprozesses aufgenommen wurde.

3.2 Messaufbau

Für den optimalen Betrieb des Detektors ist es notwendig, Temperaturen von unter 30 Millikelvin zu erreichen. Dafür wird ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostat von BlueFors² mit einem zweistufigen Pulsröhrenkühler³ verwendet, dessen Experimentierplattform auf etwa 5 mK heruntergekühlt werden kann. Die verwendeten Kühlmechanismen werden ausführlich in [Ens05] und [Pob07] diskutiert. Der von uns verwendete Kryostat besitzt ein Mu-Metall-Schild zur Abschirmung externer Magnetfelder. Oberhalb der Detektoren in einem Abstand von ca. 10 cm wird eine radioaktive ^{55}Fe -Quelle mit einer Halbwertszeit von 2,74 Jahren angebracht. Der gesamte experimentelle Aufbau befindet sich im Vakuum.

3.2.1 Experimenthalter

Zur thermischen Ankopplung werden die Detektoren und SQUIDs auf einem Experimenthalter aus getempertem Kupfer aufgeklebt. Anschließend wird auf dem Halter eine Platine⁴ angebracht, die zur thermischen Ankopplung und Stabilität fest mit dem Halter verschraubt wird. Damit dieser für den MOCCA-Detektor gefertigte Aufbau auch für MOCCACINO-Detektoren verwendet werden kann, ist eine Adapterplatine erforderlich, die Überführungen zu den Leitungen auf der Hauptplatine

²BlueFors Cryogenics Oy, Arinatie 10, 00370 Helsinki, Finland

³PT410 von Cryomech, Inc., 113 Falso Drive, Syracuse, New York 13211, USA

⁴Kundenspezifisch gefertigt von Multi Leiterplatten GmbH, Brunthaler Straße 2, 85649 Brunnthal-Hofolding, Deutschland

besitzt. Diese Adapterplatine besitzt, wie in Abb. 3.5 gezeigt, drei kleinere Aussparungen für je einen MOCCACINO mit jeweils 4 SQUID-Chips. Sie wird von der angeschraubten Hauptplatine in eine Vertiefung des Kupferhalters gedrückt.

Wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben, hat ein MOCCACINO acht Auslesekanäle. Insgesamt benötigen wir somit 24 Kanäle. Pro SQUID-Chip werden zwei der vier SQUIDs verwendet. Um die Detektoren elektrisch mit den SQUIDs und diese wiederum mit der Platine zu verbinden, werden ultraschallverschweißte, dünne Aluminiumdrähte (im Folgenden Bonddrähte genannt) verwendet. Auf der Hauptplatine befinden sich elf 16-Pin-Stecker, von denen drei zur Präparierung des felderzeugenden Dauerstroms verwendet werden. Die übrigen acht Stecker werden mit den Verstärker-SQUID-Modulen verbunden, die in Kapitel 3.2.2 betrachtet werden. Position und Intensität der Strahlung auf dem Detektor werden durch Bohrungen in einem Kollimator aus Aluminium eingestellt.

Der Experimenthalter wird auf die Experimentierplattform des Kryostaten festgeschraubt. Die thermische Ankopplung zwischen dem Halter und der Plattform wird mittels einer Schicht Vakuumpfett⁵ verbessert.

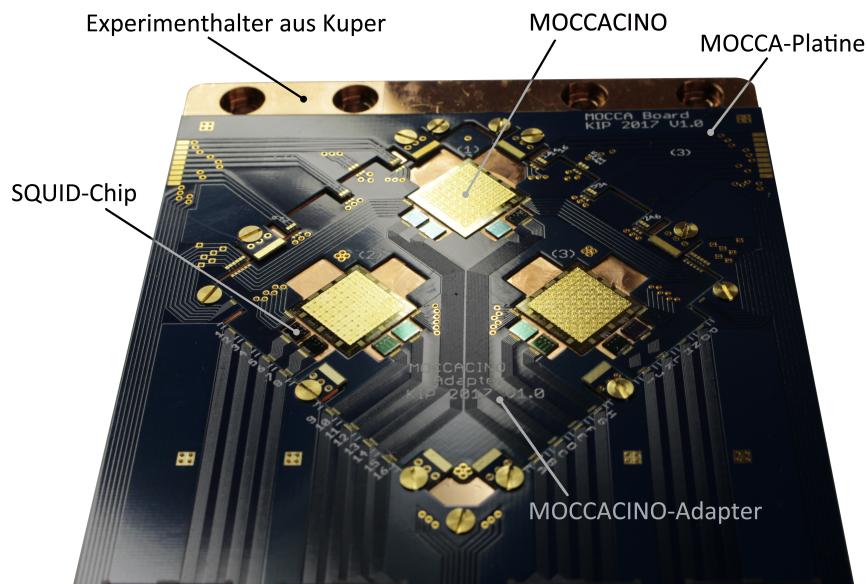


Abbildung 3.5: Der experimentelle Aufbau mit Kupferhalter, aufgeschraubter Platine und Adapterplatine, der im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde. Auf den Kupferhalter sind drei MOCCACINO-Detektoren aufgeklebt, an deren Seiten jeweils vier SQUID-Chips aufgeklebt wurden.

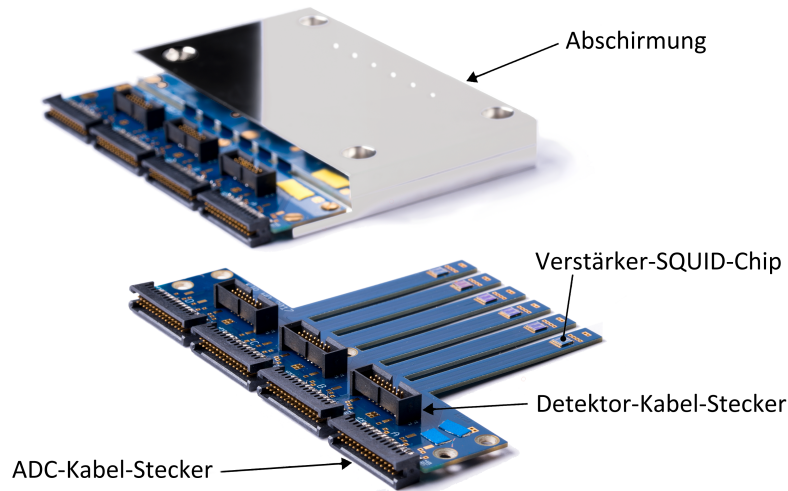


Abbildung 3.6: Ein Verstärker-SQUID-Modul, bestehend aus der sechsfingrigen SQUID-Platine, sowie der verzinnnten Abschirmung.

3.2.2 Verstärker-SQUID-Module

Um ein besseres Signal-zu-Rauschen-Verhältnis zu erreichen, wird das Signal der SQUIDs noch bei tiefen Temperaturen in sogenannten Verstärker-SQUIDs vorverstärkt. Da diese Wärme dissipieren und sehr empfindlich auf externe Magnetfeldänderungen sind, werden sie in separaten, magnetisch abgeschirmten Modulen an der Experimentierplattform des Kryostaten angebracht. Das Modul ist in Abb. 3.6 dargestellt. Auf jedem der sechs Finger der Platine sitzt jeweils ein Verstärker-SQUID-Chip, der in einen verzinnnten Kupferblock eingeschoben wird. Während das Kupfer für die Wärmeankopplung der SQUIDs sorgt, wird das Zinn bei 3,7 K supraleitend und schirmt den Aufbau gegen externe Magnetfelder ab. Zusätzlich zur verzinnnten Kupferplatte befinden sich die drei in dieser Arbeit verwendeten Module zusammen in einer Mu-Metall-Box⁶, die der weiteren Abschirmung externer Magnetfelder dient.

⁵Baysilon von Bayer AG, Kaiser-Wilhelm-Allee 1, 51373 Leverkusen, Deutschland

⁶Magnetic Shields Ltd, Headcorn Rd, Staplehurst TN12 0DS, UK

4 Experimentelle Ergebnisse

4.1 Induktivität des Detektors

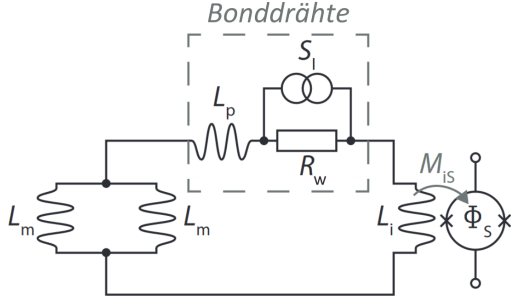


Abbildung 4.1: Ersatzschaltbild des Schaltkreises einer Detektor-Reihe mit den Induktivitäten aller Detektionsspulen einer Reihe L_m , der SQUID-Einkoppelspule L_i und der Streuinduktivität der Aluminiumdrähte L_p .

In einem ersten Schritt wird die aufsummierte Induktivität der Zeilen bzw. der Spalten des angeschlossenen MOCCACINOs gemessen, um die Werte mit der theoretischen Vorhersage einer Gesamtinduktivität von 4,62 nH pro Detektorzeile bzw. -spalte zu vergleichen. Dafür wurde die Induktivität indirekt über eine Messung des Rauschens bei 3,4 K bestimmt. Bei dieser Temperatur sind die aus Niob bestehenden Leitungen des Detektors bereits supraleitend, während die Bonddrähte aus Aluminium erst bei einer Temperatur von 1,2 K supraleitend werden. Das so durch das Stromrauschen der normalleitenden Bonddrähte hervorgerufene Rauschen mit einer Rauschleistungsdichte von $S_I = 4k_B T / R_w$ ist frequenzunabhängig. Der Widerstand des Bonddrahtes R_w bildet so zusammen mit den Induktivitäten einer Detektorzeile einen Schaltkreis, dessen Ersatzschaltbild in Abb. 4.1 zu sehen ist. Dieser Schaltkreis agiert als RL-Tiefpass mit der Grenzfrequenz $f_{gr} = R_w / (2\pi L_{ges})$. Hierbei bezeichnet $L_{ges} = L_m/2 + L_i + L_p$ die Gesamtinduktivität des Schaltkreises. Das so tiefpassgefilterte Stromrauschen wird mit dem Kopplungsfaktor M_{is} als magnetisches Flussrauschen in das SQUID eingekoppelt, wo es ein Flussrauschen $S_\Phi = M_{is}^2 S_I$ erzeugt. Addiert man dies inkohärent zu dem vom SQUID selbst hervorgerufenen weißen Rauschen S_{SQUID} , so erhält man für die gesamte Rauschleistungsdichte im SQUID

$$S_\Phi(f) = \sqrt{\left(\frac{M_{is}}{\Phi_0}\right)^2 \frac{4k_B T}{R_w} \frac{1}{1 + (f/f_{gr})^2} + S_{SQUID}}, \quad (4.1)$$

wobei $\Phi_0 = 2,0678 \cdot 10^{-15}$ Vs das magnetische Flussquant bezeichnet. Abb. 4.2 zeigt beispielhaft das Rauschspektrum eines der gemessenen Kanäle, wobei bei dieser Messung alle Bonddrähte doppelt gesetzt wurden, um deren effektive Induktivität zu verkleinern. Wie zu erkennen ist, zeigt das gemessene Rauschen oberhalb von etwa 10^6 Hz ein zusätzliches Tiefpassverhalten, was durch die Bandbreite der Elektronik bedingt ist. Passt man nun Gleichung 4.1 an die Daten aus Abb. 4.2 an, erhält man

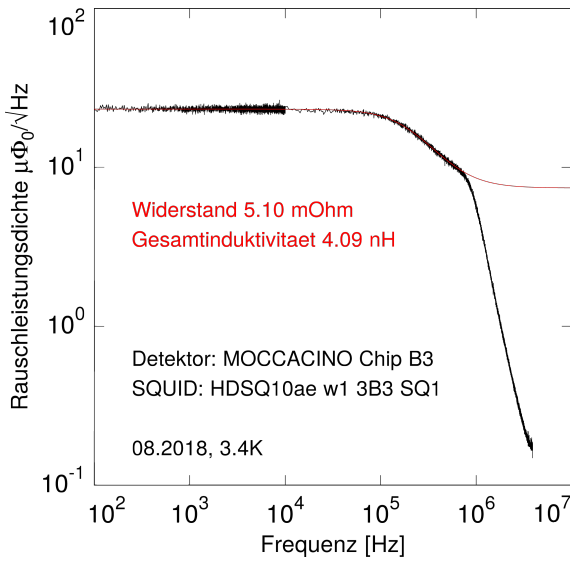


Abbildung 4.2: Rauschleistungsichte des Flussrauschens für einen Kanal in Abhängigkeit der Frequenz. Die an die Daten angepasste Kurve wird in rot dargestellt.

mit dem vorher gemessenen Wert für die Kopplung M_{is} den Widerstand R_w sowie die Gesamtinduktivität L_{ges} . Daten oberhalb von 1 MHz werden für die Funktionsanpassung nicht berücksichtigt.

Aus der so berechneten Gesamtinduktivität kann bei bekanntem L_i und L_p nach Gleichung $L_m = 2(L_{ges} - L_i - L_p)$ die Induktivität einer einzelnen Reihe an mäanderförmigen Detektionsspulen abgeschätzt werden. Der Wert der Streuinduktivität L_p wird für die hier verwendete Bonddrahtgeometrie mit parallelen Bonddrahtpaaren aus vorigen Versuchen auf etwa 0,1 nH pro mΩ Widerstand geschätzt [Hen17]. Bei diesem Versuch wurden zwei verschiedene SQUID-Typen verwendet, deren Einkoppelspulen experimentell auf eine Induktivität L_i von 1,1 nH und 1,6 nH getestet wurden. Die berechneten Werte für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kanäle sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Bei den Kanälen 5, 7, 9, 10, 16, A, D und J war die Verbindung zum Detektor unterbrochen, weswegen sie nicht in der Tabelle aufgeführt sind.

Nach dem Design des MOCCACINO müsste eine Reihe an mäanderförmigen Detektionsspulen eine Induktivität von 4,62 nH besitzen. Die gemessenen Werte weichen von diesem Wert mit einer Ausnahme nicht stark ab. Die ermittelte Induktivität für Kanal 8 hingegen beträgt mehr als das Dreifache des Design-Wertes.

Die Messung kann allerdings nur als Abschätzung dienen. Das Ergebnis der Anpassung hängt stark davon ab, bis zu welcher Frequenz die Werte der Messung für den Fit berücksichtigt werden. Außerdem wurden die Bonddrähte manuell gesetzt, wodurch die individuellen Streuinduktivitäten und damit die Gesamtinduktivitäten variieren können. Darüberhinaus können die Abweichungen auf Fertigungsfehler zurückzuführen sein. Obwohl die SQUIDs vor dem Experiment zunächst auf ihre Funktionsfähigkeit getestet wurden, könnten während des Anklebens auf den Experimenthalter, des Ultraschallverschweißens oder dem Abkühlen des Aufbaus SQUIDs, Platinen oder Detektor beschädigt werden. Der große Wert der Induktivität von Kanal 8 lässt sich jedoch nur erklären, wenn man annimmt, dass eine der beiden parallel

Kanal	R_w [m Ω]	L_{ges} [nH]	L_m [nH]
6	3,94	3,76	3,20
8	21,17	11,84	14,60
11	4,43	3,91	4,50
12	4,50	4,25	4,90
13	4,52	4,67	4,74
14	4,41	4,30	4,28
15	4,16	6,14	7,96
B	5,03	4,64	5,68
C	5,10	4,09	4,58
E	6,72	6,13	7,10
F	5,36	5,37	6,14
G	4,92	4,81	5,02
H	4,30	4,12	3,92
I	3,58	3,31	3,30
K	4,53	4,14	4,68
L	5,02	4,24	4,88

Tabelle 4.1: Widerstände R_w und Gesamtinduktivitäten L_{ges} der jeweiligen Kanäle und die hieraus berechneten Induktivitäten der einzelnen Detektionsspulen-Reihen L_m für alle gemessenen Kanäle. Grau und weiß hinterlegt sind die verschiedenen SQUID-Typen, wobei grau für SQUIDs mit einer Induktivität von $L_i = 1,6$ nH steht und weiß für SQUIDs mit $L_i = 1,1$ nH.

geschalteten Spalten aus mäanderförmigen Detektionsspulen elektrisch unterbrochen ist.

4.2 Niederfrequentes Rauschen des Aufbaus

Nach dem Präparieren des felderzeugenden Dauerstroms stellte sich bei Temperaturen von wenigen Millikelvin heraus, dass das Rauschen des Detektors eine starke niederfrequente Komponente enthält, deren Amplituden teilweise in der Größenordnung der Detektorsignale ist. Abb. 4.3a zeigt dieses Rauschen. Auffällig ist, dass dieses Rauschen einen annähernd periodischen Signalanteil hat, dessen Frequenz etwa 30 Hz entspricht. Diese Schwankungen werden von einem weiteren niederfrequenten Rauschanteil überlagert, der in Abb. 4.3b dargestellt ist und wiederkehrende Signalminima mit einem zeitlichen Abstand von etwa 0,7 s zeigt, was dem Takt des Pulsröhrenkühlers entspricht. Um die Herkunft dieses niederfrequenten Rauschens zu untersuchen, wurde es bei verschiedenen Temperaturen der Experimentierplattform aufgenommen und mit der Magnetisierung der jeweiligen Kanäle verglichen. Wie in den Abb. 4.3c und 4.3d gezeigt, nimmt die Amplitude des Rauschens mit steigender Temperatur stark ab. Ob der Kryostat fest mit dem Gestell verschraubt wird oder auf Luftpolstern schwebt, verändert den Rauschanteil allerdings nur geringfügig. Die

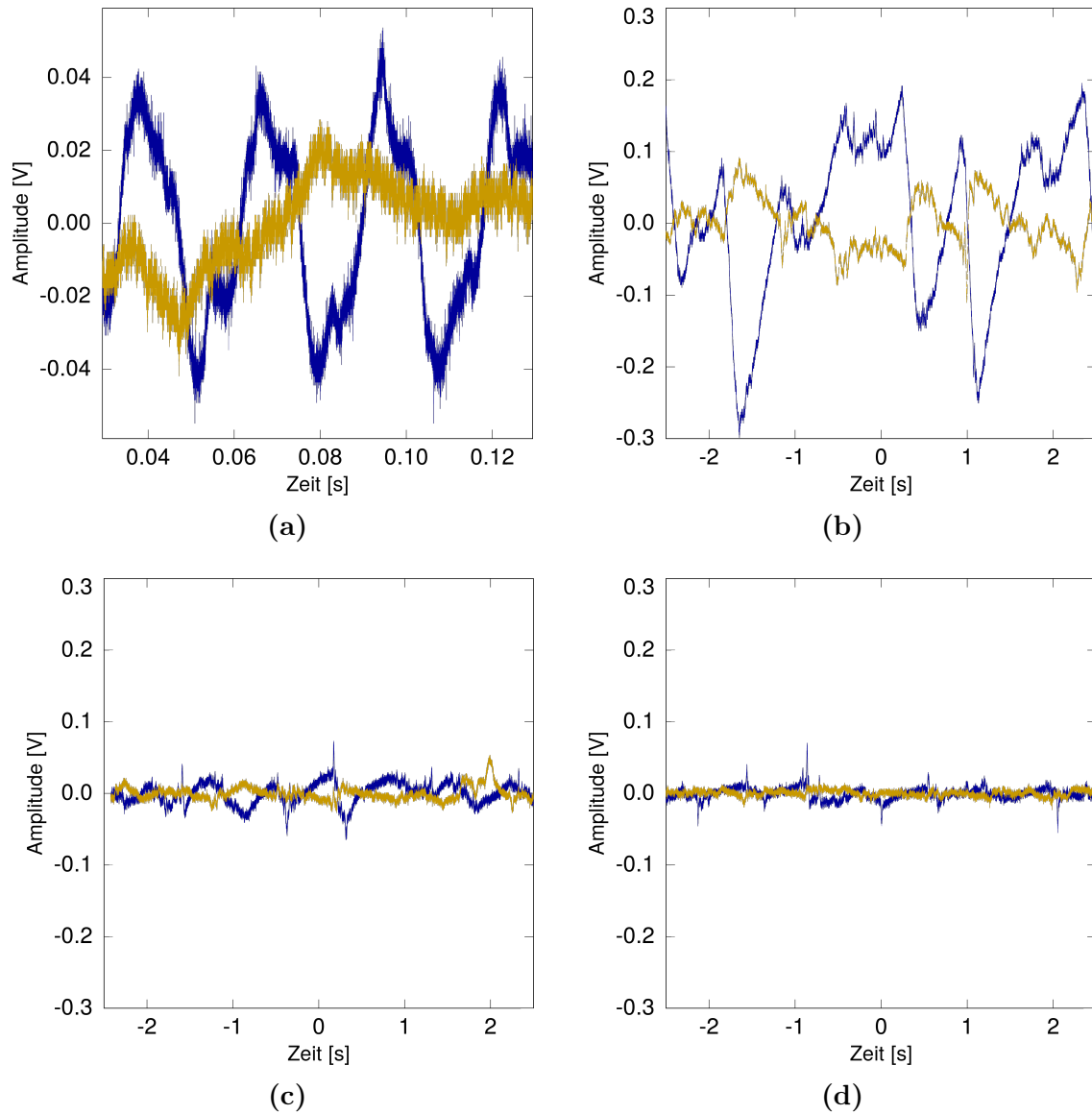


Abbildung 4.3: (a) Periodisches Rauschen mit einer Periode von etwa 30 ms für zwei benachbarte SQUID-Kanäle, d.h. einer positiven und einer negativen Signalamplitude, bei $T < 7$ mK. (b) Rauschen bei $T < 7$ mK, (c) bei 25 mK und (d) bei 30 mK.

Rauschamplitude ist bei den Kanälen besonders stark, die bei einer Temperaturänderung des Aufbaus auch die stärkste Änderung der SQUID-Ausgangsspannung zeigen.

Dass die Amplitude des Rauschens stark von der Temperatur des Detektors und damit von dessen Wärmekapazität abhängt, weist darauf hin, dass das Rauschen von einer lokalen Temperaturerhöhung verursacht wird. Das passt mit der Beobachtung zusammen, dass die Kanäle das stärkste niederfrequente Rauschen zeigen, die auch am empfindlichsten auf Temperaturänderungen des Gesamtaufbaus reagieren.

In Abb. 4.3b ist außerdem zu sehen, dass die zwei gezeigten Kanäle ähnliches Rauschen mit entgegengesetzter Polarität und unterschiedlicher Amplitude aufweisen. Diese Kanäle zeigten auch Spannungsänderungen unterschiedlicher Polarität bei Temperaturänderungen. Eine Ursache der lokalen Temperaturänderungen könnte sein, dass die Adapterplatine lediglich auf dem Aufbau festgeklemmt wurde und nicht zusätzlich mit Vakuumfett thermisch angekoppelt wurde. Dadurch könnten Teile der Platine vibrieren, da sie nicht von erstarrtem Vakuumfett festgehalten werden. Beim Abklingen der Vibration kann die Adapterplatine Wärme dissipieren und so zu Temperaturfluktuationen am Detektoraufbau führen. Eine zweite mögliche Erklärung, dass das Rauschen von der Vibration freihängender Teile der supraleitenden Flusstransformatoren herrührt, z.B. der Aluminium-Bonddrähte, lässt sich durch die Messungen ausschließen. Das Rauschen würde in diesem Fall direkt in den supraleitenden Flusstransformator einkoppeln und wäre somit temperaturunabhängig.

In einem zukünftigen Aufbau sollte sich dieses Problem lösen lassen, indem die Platine mit einer dünnen Schicht Vakuumfett auf den Experimenthalter aufgebracht wird oder angeschraubt wird.

4.3 Übersprechen zwischen Zeilen und Spalten

Wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, wurde der MOCCA-Detektor so entworfen, dass die Spalten und Zeilen möglichst nicht gegenseitig übersprechen. Um abzuschätzen, wie gut die gradiometrische Detektorgeometrie funktioniert, wurde ein von einem Lock-In-Verstärker generiertes sinusförmiges Signal über einen externen Eingang in die SQUID-Rückkoppelpule einer Zeile eingekoppelt. Die Amplitude des Signals wurde so gewählt, dass es im SQUID gerade zu einer Flussänderung von etwa einem magnetischen Flussquant von $\Phi_0 = 2,0678 \cdot 10^{-15}$ Vs führt. Schließt man nun den Eingang des Lock-In-Verstärkers an das Ausgangssignal einer Spalte des MOCCACINO-Detektors an, kann man so das Übersprechen zwischen Zeile und Spalte bzw. zwischen den Zeilen untereinander messen.

Bei all diesen Experimenten wurden in den kreuzenden Spalten 10^{-5} kleinere Signale beobachtet. Außerdem war die vom Lock-In-Verstärker gemessene Signalamplitude bei der Kopplung von Zeile zu Spalte ähnlich groß wie bei der Kopplung von Zeile zu Zeile. Eigentlich sollte letztere Kopplung deutlich kleiner sein, da das Signal dafür zunächst von einer Zeile in eine Spalte und von dieser Spalte wiederum in eine Zeile einkoppeln müsste. Vermutlich kommt dieses Übersprechen also von einem

Übersprechen innerhalb der Elektronik der Auslesungskette und nicht von einem Übersprechen innerhalb des MOCCACINO-Detektors.

4.4 Signalform

Zur Untersuchung der Signalform wird zunächst aus wenigen, manuell ausgewählten getriggerten Detektorsignalen ein Mustersignal erstellt, das mit allen gemessenen Signalen verglichen wird. Zur Bestimmung der mittleren Signalthöhe werden anschließend anhand des bei der Anpassung errechneten mittleren Abweichungsquadraten χ^2 , der Signalthöhe und dem Flächenintegral eine größere Gruppe an Signalen ausgewählt, die der charakteristischen 5,9 keV-Linie zugeordnet werden und aus denen das Mustersignal gemittelt wird. Zur Betrachtung der Signalform der Messung wurde dieses Mustersignal an Gleichung 2.4 angepasst. Da für diesen Aufbau, wie in Kapitel 2 beschrieben wurde, ein Sensor aus Ag:Er verwendet wurde, müsste die Signalform gut durch eine Exponentialfunktion mit nur einer Abklingzeit beschrieben werden können [Hen17]. Wie allerdings in Abb. 4.4 zu sehen ist, lässt sich das Mustersignal auch bei Verwendung eines Sensors aus Ag:Er mit einer Funktion, die zwei Abklingzeiten besitzt, besser beschreiben. Der Unterschied der Anpassung mit nur

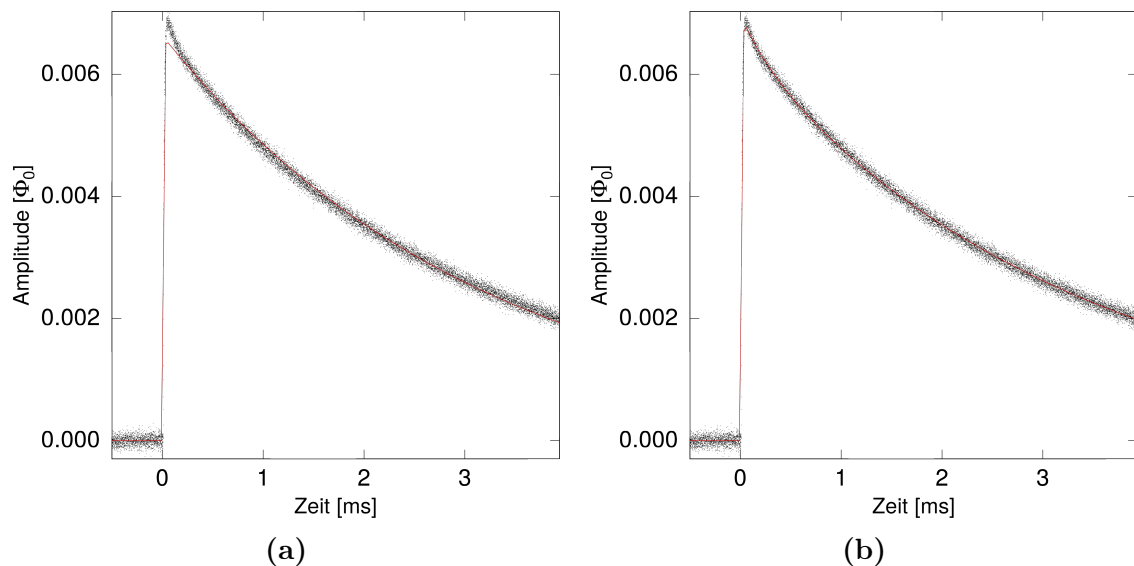


Abbildung 4.4: Der Mustersignal für negative Pulse eines Kanals. Rot ist die Anpassung der Daten für (a) eine Abklingzeit und (b) zwei Abklingzeiten dargestellt.

einer Abklingzeit zur tatsächlichen Signalthöhe beträgt für alle Temperaturen zwischen 4 und 9 %. Eine Signalform mit zwei verschiedenen Abklingzeiten ergibt sich, wenn im Detektor ein zusätzliches Subsystem existiert, das zur spezifischen Wärmekapazität beiträgt [Fle03]. In dem in dieser Arbeit untersuchten Aufbau könnte diese zusätzliche Wärmekapazität von Verunreinigungen in den Ag:Er-Sensoren stammen. Möglicherweise leisten auch die Quadrupolmomente der Gold-Absorber einen Bei-

trag zur Wärmekapazität. Um die Signalhöhen für die Temperaturabhängigkeit in Kapitel 4.5 und die Berechnung des Spektrums in Kapitel 4.6 möglichst genau zu bestimmen, wurde für die Anpassung im Folgenden grundsätzlich eine Exponentialfunktion mit zwei Abklingzeiten verwendet.

Nach dem in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Hydraprinzip werden vier Signalanstiegszeiten erwartet, die sich klar voneinander unterscheiden lassen sollten. In [Sch15] werden die Stämme der einzelnen Absorber auf Signalanstiegszeiten von 4, 20, 40 und 80 μs eingestellt. Beim Vergleich der Signale miteinander beträgt die mittlere Anstiegszeit allerdings nur etwa 5 μs , eine klare Trennung der Signale nach Anstiegszeit ist nicht möglich. Deswegen wurde dieser Unterschied hier nicht berücksichtigt. Ein Grund für die kurze gemittelte Anstiegszeit könnte sein, dass lediglich Signale mit der kleinsten eingestellten Signalanstiegszeit von 4 μs getriggert wurden. Dann könnte die erste Signalabklingzeit aus der Thermalisierung der umliegenden, schwächer gekoppelten Absorber stammen. Dafür müsste die Signalabklingzeit jedoch deutlich höher sein. Daher ist eine mögliche weitere Erklärung, dass die Absorber weitere Kontaktstellen zu den Sensoren besitzen, die beispielsweise durch das Anliegen der Absorber auf die Sensoren entstehen. Die thermische Ankopplung wäre somit für alle vier Absorber, die an einen Sensor gekoppelt sind, gleich, was eine weitere Erklärung für die beobachtete Signalform wäre.

4.5 Temperaturabhängigkeit der Signalhöhe

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, ist die Signalhöhe abhängig von der Temperaturabhängigkeit der Sensor-Magnetisierung $\partial M/\partial T$ sowie der Wärmekapazität des Detektors, die mit zunehmender Temperatur steigt. Der Zusammenhang von der Signalhöhe in Abhängigkeit der Temperatur wird im Folgenden untersucht. Hierfür wurde die Experimentierplattform des Kryostaten von 20 mK auf 50 mK in 10 mK-Schritten erwärmt, anschließend gewartet, bis sich die Temperatur des Aufbaus stabilisiert hat und dann für jeweils etwa 20 Minuten Signale aufgenommen. Hierbei wurde die Signale der Spalten eines Detektors aufgezeichnet. Bei der Präparation des Dauerstromes wurde ein Feldstrom von 22 mA eingespeist.

Die in Kapitel 4.4 beschriebene Anpassung wurde für die invertierten negativen sowie positiven Musterpulse für alle Kanäle bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt. Die aus der Anpassung bestimmten Amplituden des Musterpulses sind in Abhängigkeit von der Temperatur in Abb. 4.5 gezeigt. Die Signalhöhe nimmt erwartungsgemäß mit steigender Temperatur ab. Der Zusammenhang stimmt jedoch nicht mit den Simulationen überein, die in [Sch15] für diese Detektorgeometrie durchgeführt wurden. Der durch die Feldleitung eingespeiste Strom von $I_0 = 22 \text{ mA}$ scheint nur teilweise als felderzeugender Dauerstrom präpariert worden zu sein, was zu vergleichsweise kleinen Signalhöhen und damit zu einem geringeren Signal-zu-Rauschen-Verhältnis führt. Zu niedrigen Temperaturen hin entspricht der Verlauf der Signalhöhe nicht mehr den simulierten Werten, da die gemessenen Signalhöhen nicht so stark anwachsen wie erwartet.

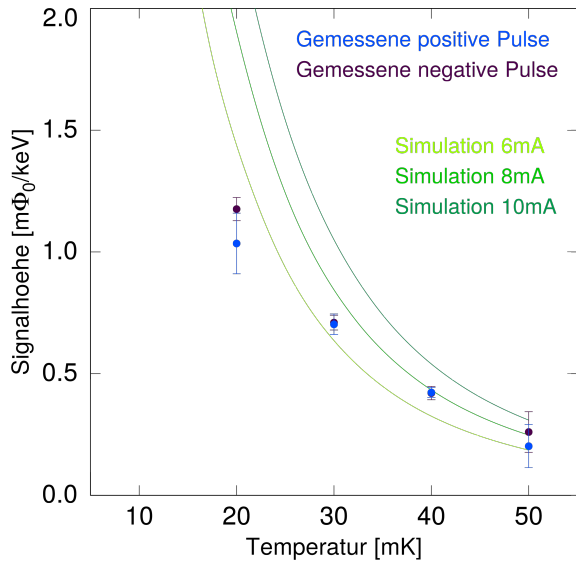


Abbildung 4.5: Pulshöhe in Abhängigkeit der Temperatur für einen Kanal bei einem Dauerstrom von $I_0 = 22$ mA. Die grünen Kurven entsprechen der theoretischen Berechnung der Signalhöhen für verschiedene präparierte Dauerströme.

Dies kann auf eine thermische Abkopplung des Detektors vom Wärmebad hinweisen. Andererseits könnte eine Erklärung für das Verhalten sein, dass das Rauschen bei der Aufnahme der Temperaturmessung sehr hoch war und deswegen die relativen Signalhöhen nicht bei jedem Kanal und jeder Temperatur eindeutig zu den Linien im Spektrum zugeordnet werden können. Daher ist es möglich, dass die für den Musterpuls verwendeten Signale neben Signalen aus der 5,9 keV-Linie des ^{55}Fe -Spektrums auch andere, höherenergetische Linien enthalten. Da bei steigender Temperatur die Signalhöhe abnimmt, werden schwächere Signale nicht mehr getriggert und damit nicht mehr aufgenommen, wodurch die Signalhöhe bei hohen Temperaturen überschätzt werden könnte.

4.6 Energieauflösung

Um die instrumentelle Linienbreite zu untersuchen, wurden mit der ^{55}Fe -Quelle bei einer Temperatur der Experimentierplattform von 10 mK über die Dauer einer Nacht Signale eines Kanals aufgenommen. Hierbei wurde zur Erzeugung des benötigten Magnetfeldes in den Spalten ein Strom von 20 mA eingespeist und in den Zeilen ein Strom von 25 mA. Nach Kapitel 4.5 war der tatsächliche Dauerstrom dagegen deutlich reduziert, was zu einem geringeren Signal-zu-Rauschen-Verhältnis führt. Für die Simulationen wird daher angenommen, dass der tatsächliche Dauerstrom sich von dem ermittelten Strom von 7 mA in Kapitel 4.5 nicht sehr unterscheidet. Bei jeder Aufzeichnung eines Signals der Spalten wurden die Signale der Zeilen mitaufgenommen, was die Untersuchung auf koinzidente Zeilen- und Spaltensignale ermöglicht. Das Spektrum für alle Sensoren einer Spalte wird in Abb. 4.6a gezeigt. Insgesamt wurden hierfür 24 888 Signale verwendet, die nach der in Kapitel 4.4 beschriebenen Methode für Werte von $\chi^2 < 0,11$ ausgewählt wurden.

Wie in Abb. 4.6a zu erkennen ist, zeigen sich im Energiespektrum einer komplet-

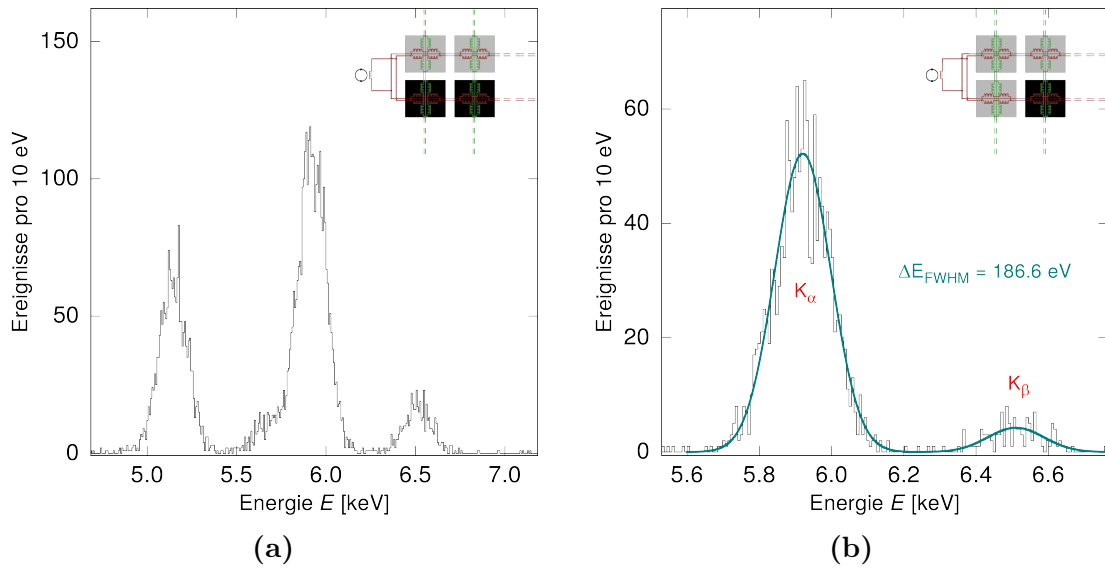


Abbildung 4.6: Das ^{55}Fe -Spektrum mit einem Dauerstrom von 20 mA bei einer Temperatur von 10 mK (a) für alle Sensoren einer Spalte und (b) einen durch Koinzidenzen bestimmten Sensor derselben Spalte mit der Energieauflösung $\Delta E_{\text{FWHM}} = 187 \text{ eV}$. Das Zentrum der K_{α} -Linie liegt bei 5,92 keV und das der K_{β} -Linie bei 6,51 keV. Das Amplitudenverhältnis der beiden Linien beträgt etwa 12 : 1.

ten Spalte mehr als die erwarteten zwei Linien der ^{55}Fe -Quelle. Dies lässt sich damit erklären, dass sich aufgrund der in Kapitel 3.1.1 erklärten Verschaltung mehrere Sensoren in einer Detektorspalte befinden. Dieses Vorkommen mehrerer Linien im Spektrum könnte also darauf hindeuten, dass unterschiedliche Sensoren einer Spalte bei gleichen einfallenden Teilchenenergien zu unterschiedlich hohen Signalen im SQUID führen. Um dies zu überprüfen, wurden in Abb. 4.6b nur die koinzidenten Ereignisse zwischen einer Zeile und einer Spalte aufgetragen, die damit von nur einem Sensor der Spalte stammen. Die gemessene Verteilung der verbleibenden 3 103 Ereignisse wird mit einer Gauß-Funktion angepasst, deren Halbwertsbreite der Energieauflösung des Detektors entspricht. In Abb. 4.6b ist die dominante K_{α} -Linie bei 5,9 keV zusammen mit der K_{β} -Linie bei 6,5 keV zu sehen. Die Halbwertsbreite der angepassten Gauß-Verteilungen beträgt 187 eV. Nach den in [Sch15] durchgeführten Simulationen wird für den MOCCACINO für einen präparierten Dauerstrom von 7 mA bei einer Temperatur von 10 mK eine Energieauflösung von 44 eV erwartet. Damit unterscheidet sich die gemessene Energieauflösung um einen Faktor 4 von der theoretisch erreichbaren Auflösung. Durch das in Kapitel 4.2 diskutierte niederfrequente Rauschen dürften Temperaturfluktuationen des Detektoraufbaus zu einer Variation der gemessenen Signalhöhen geführt haben. Nach [Jun08] finden die K_{α} -Zerfälle mit einer mittleren Energie von 5,9 keV mit einer Wahrscheinlichkeit von 24,40 % und die K_{β} -Zerfälle mit einer mittleren Energie von 6,5 keV mit etwa 2,85 % statt. Das erwartete Amplitudenverhältnis beträgt also ca. 9 : 1. Die Abweichung vom beobachteten Wert von 12 : 1 könnte an der Linienverbreiterung durch das starke niederfrequente Rauschen liegen. Insbesondere bei der K_{β} -Linie könnten die gemessenen Daten auch durch ei-

ne Anpassung mit leicht variierenden Amplitudenhöhen beschrieben werden. Durch eine längere Messung und dadurch einer größeren Anzahl an Ereignissen könnte die statistische Genauigkeit erheblich verbessert werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum ersten Mal ein MOCCACINO-Detektor mit einem Sensor aus einer Silber-Erbium-Legierung getestet, eine zu Testzwecken entwickelte kleinere Version der 4k-Pixel-Molekülkamera MOCCA. Dieser großflächige, energie- und positionsauflösende Detektor wurde entwickelt, um am kryogenen Speicherring CSR am Max-Planck-Institut für Kernphysik eingesetzt zu werden. Der MOCCA-Detektor soll zur Massenbestimmung der durch dissoziative Rekombination entstehenden neutralen Molekülfragmente eingesetzt werden und basiert auf dem Prinzip metallischer magnetischer Kalorimeter. Diese bestehen aus einem Absorber und einem paramagnetischen Temperatursensor, die thermisch aneinander gekoppelt sind. Der Sensor befindet sich in einem schwachen äußeren Magnetfeld und erfährt infolge eines Energieeintrags durch die Absorption eines Teilchens im Absorber eine Temperaturänderung, die als Magnetisierungsänderung induktiv in ein SQUID eingekoppelt wird.

Zunächst wurde die Induktivität der Detektorzeilen bzw. -spalten über Rauschmessungen bestimmt. Viele angeschlossene Kanäle weisen dabei eine gute Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von 4,62 nH auf, während starke Abweichungen einzelner Kanäle vermutlich durch Fertigungsfehler erklärt werden können.

Nach dem Abkühlen auf $T < 7$ mK stellte sich heraus, dass Kanäle, in die erfolgreich Strom eingefroren wurde, ein starkes niederfrequentes Rauschen aufwiesen. Messungen weisen darauf hin, dass die Ursache dieses Rauschens eine quasi periodische Erwärmung des Aufbaus durch mechanische Schwingungen eines Platinteils sein könnte.

Anschließend wurde die Temperaturabhängigkeit der Signalhöhe untersucht und mit Simulationen verglichen. Dabei sind die Signalhöhen zu tiefen Temperaturen hin kleiner als von den Simulationen vorhergesagt. Dies kann zwei Ursachen haben: Einerseits eine Abkopplung der Detektortemperatur von der Temperatur des Kryostaten wegen einer unzureichenden thermischen Ankopplung des Versuchsaufbaus, andererseits könnten bei höheren Temperaturen Signale mit niedrigeren Energien nicht mehr aufgenommen worden sein, woraus eine Überschätzung der Signalhöhe bei hohen Temperaturen folgen würde. Laut der Simulationen beträgt der tatsächliche Wert des Dauerstroms, der sich in den mäanderförmigen Detektionsspulen befand, zwischen 6 und 8 mA und war damit deutlich geringer, als der in die Feldleitungen eingespeiste Strom von 22 mA. Die aus dem in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Hydra-Prinzip folgenden unterschiedlichen Anstiegszeiten konnten nicht beobachtet werden. Schließlich wurde ein Spektrum der ^{55}Fe -Quelle aufgenommen. Hierbei wurde für einzelne Kanäle eine Energieauflösung von 187 eV erreicht. Bei dem zuvor bestimmten Dauerstrom von 7 mA sagt die Simulation eine theoretisch mögliche Energieauflösung von 44 eV voraus. Dieser Unterschied kann durch das überlagerte niederfrequente Rauschen der Messung erklärt werden. In einer Koinzidenzmessung von Zeilen- und

Spaltensignalen konnten die Ereignisse den Sensoren an den jeweiligen Kreuzungspunkten eines koinzidenten Zeilen- und Spaltenpaares zugewiesen werden und so erstmals die Ortsauflösung demonstriert werden. Um die Energieauflösung zu erhöhen, wäre für weitere Messungen eine gute thermische Ankopplung zwischen dem Experiment und der Experimentierplattform des Kryostaten wichtig, wodurch geringere Temperaturfluktuationen zu erwarten wären.

Eine Vielzahl sehr interessanter im CSR geplanter Experimente betrachten Moleküle mit Massen zwischen 10 u und 1000 u und kinetischen Energien von bis zu 300 keV [Nov15]. In all diesen Experimenten würde die intrinsische Linienbreite des MOCCACINOs eine Masseauflösung von einer atomaren Masseneinheit und somit eine Identifikation der Fragmentmasse erlauben. Das hier bestimmte Auflösungsvermögen stellt daher eine vielversprechende Grundlage für weitere Experimente dar.

Literaturverzeichnis

- [Bel14] A. Belloche, R. T. Garrod, H. S. P. Müller, und K. M. Menten, Detection of a branched alkyl molecule in the interstellar medium: iso-propyl cyanide, *Science*, **345**(6204), 1584–1587, 2014.
- [Bur04] A. Burck, *Entwicklung großflächiger magnetischer Kalorimeter zur energieaufgelösten Detektion von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen*, Diplom, Universität Heidelberg, 2004.
- [Cla04] J. Clarke, *The SQUID Handbook. Vol. 1, Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems*, Wiley-VCH, 2004.
- [Dal76] A. Dalgarno und J. H. Black, Molecule formation in the interstellar gas, *Reports on Progress in Physics*, **39**, 573–612, 1976.
- [Edd26] A. S. Eddington, Bakerian lecture. - Diffuse matter in interstellar space, in *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, volume 111, 424–456, 1926.
- [Ens05] C. Enss und S. Hunklinger, *Low-Temperature Physics*, Springer, 2005.
- [Fle03] A. Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2003.
- [Fle05] A. Fleischmann, C. Enss, und G. M. Seidel, Metallic magnetic calorimeters, in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection*, volume 99, 151–216, Springer, 2005.
- [Hen17] D. Hengstler, *Development and characterization of two-dimensional metallic magnetic calorimeter arrays for the high-resolution X-ray spectroscopy*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2017.
- [Jun08] Huo Junde, Nuclear Data Sheets for A = 55, *Nuclear Data Sheets*, **109**, 787–942, 2008.
- [Kra11] C. Krantz, F. Berg, K. Blaum, F. Fellenberger, M. Froese, M. Grieser, R. von Hahn, M. Lange, F. Laux, S. Menk, R. Repnow, A. Shornikov, und A. Wolf, The Cryogenic Storage Ring and its application to molecular ion recombination physics, *Journal of Physics: Conference Series*, **300**(012010), 2011.

- [Min00] Y. C. Minh und E. F. van Dishoeck, Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems: IAU Symposium 197, in *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, volume 112, 286–287, Sogwipo, South Korea, 2000.
- [Nov15] O. Novotný, S. Allgeier, C. Enss, A. Fleischmann, L. Gamer, D. Hengstler, S. Kempf, C. Krantz, A. Pabinger, C. Pies, D. W. Savin, D. Schwalm, und A. Wolf, Cryogenic micro-calorimeters for mass spectrometric identification of neutral molecules and molecular fragments, *Journal of Applied Physics*, **118**, 2015.
- [Omo07] A. Omont, Molecules in galaxies, *Reports on Progress in Physics*, **70**(7), 1099–1176, 2007.
- [Pet07] S. Petrie und D. K. Bohme, Ions in space, *Mass Spectrometry Reviews*, **26**, 258–280, 2007.
- [Pob07] F. Pobell, *Matter and methods at low temperatures*, Springer, 2007.
- [Sch15] D. Schulz, *Entwicklung einer 4k-Pixel-Molekülkamera, basierend auf magnetischen Mikrokalorimetern, für den energie- und orts aufgelösten Nachweis von neutralen Molekülfragmenten*, Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2015.
- [Smi08] S. J. Smith, S. R. Bandler, und A. D. Brown, Optimizing Arrays of Position-Sensitive TESs, *Journal of Low Temperature Physics*, **64**, 2008.
- [Sno06] T. P. Snow und B. J. McCall, Diffuse Atomic and Molecular Clouds, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **44**(1), 367–414, 2006.
- [Spa18] S. Spaniol, *Electron Transport System for Fast-Timing-Readout at a Micro-Calorimeter Particle Detector*, Bachelorarbeit, Universität Heidelberg, 2018.
- [vH16] R. von Hahn, A. Becker, F. Berg, K. Blaum, C. Breitenfeldt, H. Fadil, F. Fellenberger, M. Froese, und et al., The cryogenic storage ring CSR, *Review of Scientific Instruments*, **87**, 2016.
- [Wei96] H. Weinstock, *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Springer Science & Business Media, 1996.

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

Heidelberg, den 21. November 2018

.....
(Julia Hauer)