

Bachelor-Arbeit

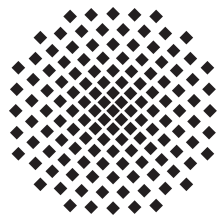
Aktive Magnetfeldkompensation für atomoptische Experimente

vorgelegt von

Matthias Wenzel

am

31.08.2012



Universität Stuttgart
5. Physikalisches Institut
Prof. T. Pfau

Ehrenwörtliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Stuttgart, den 31. August 2012
Matthias Wenzel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Magnetsensor	5
2.1	Sensoren	5
2.2	Aufbau	8
2.2.1	Messung von Magnetfeldern	8
2.2.2	Spulenkäfig & Netzteile	9
2.2.3	Magnetfeldkompensation	10
2.3	Module	11
2.3.1	Spannungsquelle	12
2.3.2	Treiber	12
2.3.3	PI-Regler	13
2.3.4	Adapter	14
2.3.5	Mixer	15
2.4	Kalibrierung	16
2.4.1	Mixer 2	16
2.4.2	Adapter	17
2.4.3	PI-Regler	18
2.4.4	Mixer 1	18
3	Radiofrequenz-Spektroskopie	19
3.1	Experimentelle Grundlagen	19
3.1.1	Messprozedur	21
3.2	Auswertung	22
3.2.1	Konstante Störfelder	22
3.2.2	Oszillierende Störfelder	23
3.2.3	Quantitative Messung oszillierender Störfelder	24
3.3	Zusammenfassung	28
4	Zusammenfassung und Ausblick	29
	Literatur	31
	Danksagung	33

Kapitel 1

Einleitung

Motivation

In atomoptischen Experimenten ist es wichtig, Magnetfelder genau zu kennen und zu kontrollieren. Durch den Zeeman-Effekt werden entartete Energieniveaus entsprechend dem Betrag des umgebenden Magnetfelds aufgespalten. Dies ermöglicht beispielsweise das Speichern oder Kühlen von Atomen in magnetischen oder magneto-optischen Fallen [7, 16, 17]. Auch andere Anwendungen wie die Demagnetisierungskühlung, vgl. [6], oder die hier vorgestellte Radiofrequenz-Spektroskopie beruhen auf diesem Effekt.

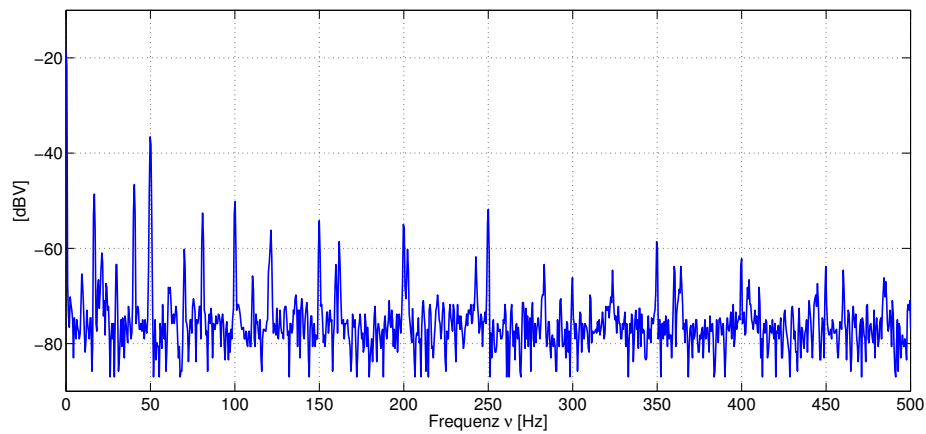


Abbildung 1.1: Spektrum des vom Sensor gemessenen Magnetfelds im CrII-Labor. Die durch Netzspannung und Transformatoren verursachten Harmonischen von 50 Hz sind deutlich erkennbar.

Für genaue Messungen ist deshalb die Kontrolle von Magnetfeldern entscheidend. Diese sind aber Schwankungen durch umliegende elektrische Leitungen und Geräte unterworfen. Wie im Spektrum des Magnetfelds in Abb. (1.1) zu sehen, ist dabei vor allem die Netzspannung mit 50 Hz und deren Obertönen vorherrschend. Typische Schwankungen betragen 6 mG¹. Im Vergleich zum Erdmagnetfeld von ca. 550 mG ist dies vernachlässigbar. Dennoch sind Versuche mit passiv stabilen Feldern durch diese Schwankungen auf eine Genauigkeit des Magnetfelds von wenigen mG limitiert [6]. Außerdem kommt es zu

¹ 1 G = 1 Gauss = 10^{-4} T ist die Einheit der magnetischen Flussdichte B , hier „Magnetfeld“ genannt.

langsamen Änderungen des Magnetfelds, die durch Temperaturdrifts über den Tag oder das Versetzen von magnetisierten Komponenten, beispielsweise eines Schraubenziehers, verursacht werden. Diese liegen ebenfalls im Bereich von einigen mG.

Speziell bei der in [6, 9] gezeigten Demagnetisierungskühlung liegt die erreichbare Temperatur T in der selben Größenordnung wie die durch das Magnetfeld B hervorgerufene Zeeman-Aufspaltung. Die auf Gl. (3.2) basierende Abschätzung

$$\Delta E = g_J \mu_B B \approx kT \quad (1.1)$$

ergibt mit den Werten aus Abschnitt (3.1) für die gewünschte Temperatur von $T = 2 \mu\text{K}$ ein Magnetfeld von $B_{\parallel} \approx 15 \text{ mG}$ entlang der Quantisierungsachse. Transversale Komponenten des Magnetfelds senkrecht zur Quantisierungsachse führen zu einem Heizeffekt und sind daher unerwünscht. Will man diese auf ein hundertstel des longitudinalen Magnetfelds reduzieren, so müssen die transversalen Komponenten auf $B_{\perp} = \frac{B_{\parallel}}{100} \approx 150 \mu\text{G}$ genau stabilisiert werden.

Daher besteht das Ziel der Entwicklung des hier vorgestellten Magnetsensors in der aktiven Stabilisierung des Magnetfelds mit einer Genauigkeit von $100 \mu\text{G}$. Richtung und Betrag des stabilisierten Magnetfelds sollen frei gewählt werden können.

Magnetfeldsensoren

Typischerweise wird zur aktiven Kompensation von Störfeldern das Magnetfeld durch ein beliebiges Verfahren gemessen. Zur Modulation und Stabilisierung des gemessenen Feldes werden dann Helmholtz-Spulenpaare verwendet, die in einem kleinen Bereich ein konstantes Magnetfeld erzeugen können.

Zur Detektion von Magnetfeldern gibt es eine Vielzahl Sensortypen, die auf verschiedenen physikalischen Effekten beruhen. Die zur Magnetfeldmessung üblichen Hall-Sonden, die in Mobiltelefonen oder Navigationsgeräten benutzt werden, sind aufgrund der schlechten Auflösung von wenigen mG ungeeignet [2]. Im Gegensatz dazu detektieren SQUIDs (Superconducting Quantum Interference Devices) Magnetfelder im nG-Bereich und werden daher in der Medizin zur Messung von Hirnströmen eingesetzt [4, 21]. Der zur Kühlung erforderliche Aufwand und die daraus resultierende Größe solcher auf Supraleitung basierender Systeme macht diese allerdings uninteressant. Eine weitere Möglichkeit ist die Messung von Magnetfeldern über optische Magnetometer [20]. Diese basieren auf der direkten Detektion der magnetischen Resonanz von Atomen, womit eine Genauigkeit der Magnetfeldstabilisierung von $50 \mu\text{G}$ erreicht werden kann [19]. Ein solcher Aufbau ist mit hohem Aufwand verbunden und verhindert die Verwendung in bestehenden Experimenten. Auf dem anisotropen magnetoresistiven Effekt, kurz AMR-Effekt, basierende Sensoren sind in der Lage, Magnetfelder mit einer ähnlichen Auflösung von einigen μG zu messen [4]. Der AMR-Effekt beruht auf der Änderung des elektrischen Widerstands abhängig vom Winkel zwischen Magnetfeld und Stromfluss durch den Widerstand [14]. Solche Sensoren werden in vielen Bereichen, beispielsweise zur indirekten Strommessung, Verkehrsüberwachung oder in der Raumfahrt, verwendet und sind daher kommerziell zu vergleichsweise günstigen Preisen in gebräuchlichen Bauformen erhältlich [3, 4, 12].

Daher wird ein Magnetsensor basierend auf dem AMR-Effekt für die Realisierung der Magnetfeldkompensation gewählt. Mit dessen Ausgangssignal werden über einen Regler

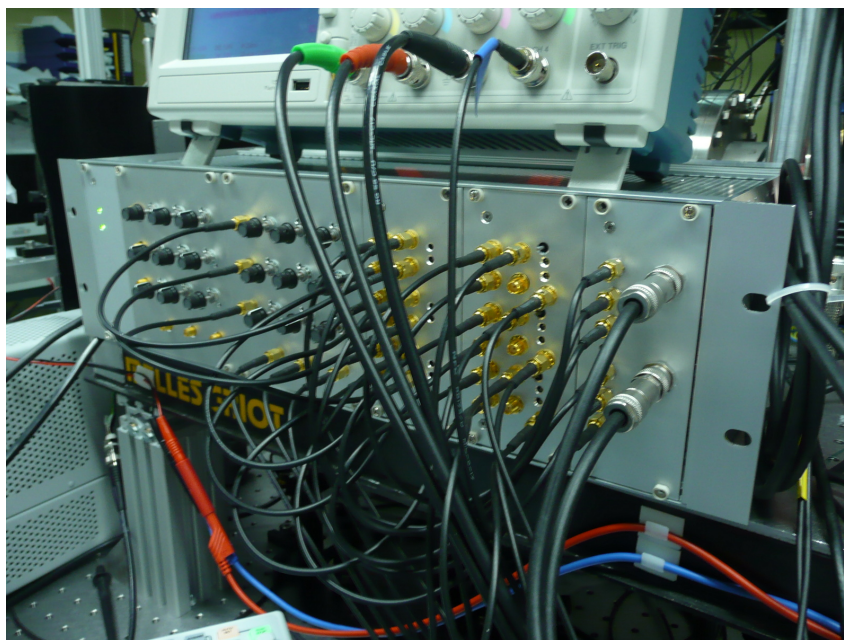


Abbildung 1.2: Steuerungselektronik des Magnetsensors im 19"-Rackeinschub. Der Sensor selbst ist auf einer Platine, dem Sensorkopf, im Experiment verbaut.

die Helmholtz-Spulen moduliert, die bereits im CrII-Experiment installiert sind. Abb. (1.2) zeigt die zum Betrieb des Magnetsensors und der Magnetfeldkompensation nötigen elektronischen Komponenten.

Inhalt der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist in zwei Teile gegliedert. Im nachfolgenden Kapitel werden Funktionsweise und Eigenschaften des während dieser Arbeit entstandenen Magnetsensors erklärt. Außerdem werden der Aufbau zur aktiven Kompensation von Magnetfeldern und die nötigen elektronischen Komponenten erläutert. Das Kapitel wird von einer Anleitung zur Inbetriebnahme und Kalibrierung dieser Komponenten abgeschlossen.

Im zweiten Teil wird die Radiofrequenz-Spektroskopie zur Messung des Magnetfelds über den Zeeman-Effekt vorgestellt. Dies beinhaltet physikalische Grundlagen, Durchführung und Auswertung der gemachten Messungen, die eine quantitative Untersuchung des realisierten Aufbaus ermöglichen.

Kapitel 2

Magnetsensor

2.1 Sensoren

Zur dreidimensionalen Messung von Magnetfeldern werden der einachsige Sensor HMC1001 und der zweiachsige Sensor HMC1002 der Firma Honeywell benutzt. Beide stimmen in ihren Kenndaten überein [11].

Ein Sensor besteht aus einer Wheatstone-Brücke, die mit vier magnetoresistiven Widerständen beschalten ist. Wie in Abb. (2.1) zu sehen, ist eine solche Brücke eine doppelte Spannungsteilerschaltung. Daher ist die Ausgangsspannung V_{out} des Sensors einerseits proportional zur Versorgungsspannung V_+ und wird andererseits nur vom Verhältnis der Widerstandswerte beeinflusst. So werden Temperatur-Drifts kompensiert, die sich auf alle Widerstände gleich auswirken.

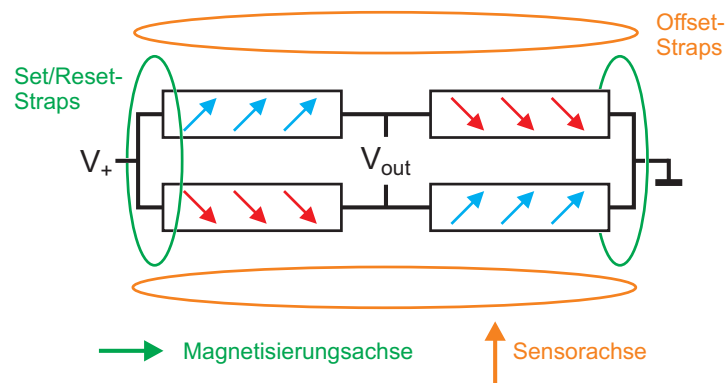


Abbildung 2.1: Interner Aufbau des Sensors mit magnetoresistiven Widerständen, die in Form einer Wheatstone-Brücke beschalten sind [11]. Diese sind entlang der Magnetisierungsachse (grün) magnetisiert und so gebaut, dass ein Strom (blau, rot) im 45° Winkel dazu fließt. Durch ein Magnetfeld entlang der Sensorachse (orange) ändert sich der Widerstand, was zu einer Spannung V_{out} führt. Diese ist proportional zum Umgebungsfeld und der Versorgungsspannung V_+ . Außerdem sind die Set/Reset- (grün) und Offset-Straps (orange) schematisch eingezeichnet.

Die Widerstände basieren auf dem anisotropen magnetoresistiven Effekt, kurz AMR-Effekt, der beispielsweise auch in Festplatten oder zur Messung des Erdmagnetfelds ver-

wendet wird [4]. Als magnetoresistives Material kommt eine Schicht aus Permalloy, einer Nickel-Eisen-Legierung, zum Einsatz [13]. Diese weist eine hohe Magnetisierbarkeit und magnetische Permeabilität auf. Die Permalloy-Schicht ist so konstruiert, dass Ströme nur im 45° Winkel (Abb. 2.1, blau & rot) zur Magnetisierungsrichtung (Abb. 2.1, grün) fließen. Ohne Umgebungsfeld $\mathbf{B}_U$ erzeugt die Magnetisierung der Schicht ein Magnetfeld $\mathbf{B}_M$ parallel zu dieser.

Durch den AMR-Effekt sind die Widerstandswerte abhängig vom Winkel zwischen dem resultierenden Feld $\mathbf{B} = \mathbf{B}_U + \mathbf{B}_M$ und der Stromrichtung. Feldkomponenten parallel zur Magnetisierungsachse ändern diesen Winkel nicht, wodurch keine Ausgangsspannung V_{out} gemessen wird. Feldkomponenten senkrecht zur Magnetisierungs- und Sensorachse verändern den genannten Winkel und somit auch die Widerstandswerte. Der AMR-Effekt wirkt sich auf die vier Widerstände allerdings gleich aus, wodurch V_{out} ebenfalls null ist. Feldkomponenten in Richtung der Sensorachse verändern ebenfalls den Winkel zwischen effektivem Magnetfeld und Stromrichtung. Durch die geschickte Wahl der Stromrichtungen verhält sich aber die eine (rot) invers zur anderen (blau). Dadurch ändert sich das Verhältnis der Widerstände, was in einer endlichen Ausgangsspannung V_{out} resultiert.

Laut Datenblatt [11] beträgt die Auflösung der Sensoren $27 \mu\text{G}$. Der Messbereich reicht von -2 bis $+2 \text{ G}$, die typische Empfindlichkeit ist mit $3,2 \frac{\text{mV}}{\text{V G}}$ angegeben. Dies entspricht einer Ausgangsspannung V_{out} von $3,2 \text{ mV}$ pro 1 V Versorgungsspannung V_+ und 1 G magnetischer Flussdichte.

In der vorliegenden Konfiguration wird V_{out} um den Faktor 1000 verstärkt, die Versorgungsspannung beträgt $V_+ = 11,0 \text{ V}$. Am Ausgang des Treiber-Moduls führt dies zu einer Empfindlichkeit von $35,2 \frac{\text{mV}}{\text{mG}}$ bzw. $28,4 \frac{\text{mG}}{\text{V}}$. Das dort gemessene Rauschen beträgt $2,5 \text{ mV}$, was $71 \mu\text{G}$ entspricht.

Set/Reset-Straps

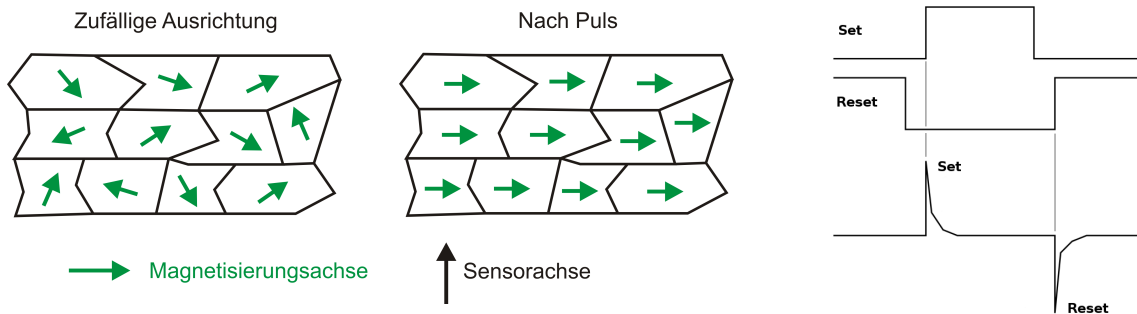


Abbildung 2.2: Abnehmende Magnetisierung der Permalloy-Schicht und Wiederherstellung derselben nach einem Set- oder Reset-Puls (l.). Schema zur Erzeugung der Set/Reset-Pulse auf dem Sensorkopf [11] (r.).

Die Permalloy-Schicht verliert ihre magnetische Polarisierung mit der Zeit oder durch starke Umgebungsfelder. Wie in Abb. (2.2, links) illustriert, dreht sich dabei die Magnetisierung einzelner mikroskopischer Domänen in der Folie. Die Vorzugsachse der Schicht entspricht nicht mehr der Sensorachse, wodurch sich die Empfindlichkeit des Sensors ändert.

Um dieser Entmagnetisierung vorzubeugen, sind auf dem Chip, wie in Abb. (2.1) verdeutlicht, elektrisch leitfähige Spiralen, die Set/Reset-Straps, angebracht. Diese erzeugen Magnetfelder in Richtung der Magnetisierungsachse senkrecht zur Sensorachse. Eine Folge von alternierenden Pulsen von $5\,\mu\text{s}$ Breite im Abstand von $25\,\text{ms}$ ruft in den Spiralen kurzzeitige Ströme von mehreren Ampere hervor. Wie in Abb. (2.2, links) verdeutlicht stellen diese Pulse die ursprünglich einheitliche Magnetisierung wieder her. Die alternierende Pulsfolge invertiert dabei die Magnetisierung mit jedem Puls, was die Ausgangsspannung des Sensors ebenfalls invertiert. Die Pulsfolge wird auf dem Sensorkopf aus zwei TTL-Recktecksignalen generiert.

Eine alternierende Magnetisierung ist nötig, da ein Integrator auf dem Sensorkopf das Ausgangssignal über mehrere Set/Reset-Perioden mittelt. Dadurch werden interne Offsets, die durch bauartbedingte Unterschiede oder Temperaturdrifts der einzelnen magnetoresistiven Widerstände verursacht werden, kompensiert. Erst durch diesen Vorgang stimmen die Nullpunkte von Ausgangsspannung V_{out} und Magnetfeld überein.

Offset-Straps

Das Ausnutzen des AMR-Effekts führt dazu, dass die Abhängigkeit des Ausgangssignals von der gemessenen Flussdichte nur für kleine Magnetfelder linear verläuft. Der Sensor misst also nur in diesem Bereich genau.

Um dennoch größere Felder messen zu können, sind, wie in Abb. (2.1) skizziert, weitere elektrisch leitfähige Spiralen in Richtung der Sensorachse angebracht. Mit einem Strom durch diese Offset-Straps wird ein Magnetfeld erzeugt, welches in Richtung der Sensorachse dem Umgebungsfeld entgegen gerichtet ist. Das effektive Magnetfeld am Sensor kann dadurch klein gehalten werden, was auch Messungen größerer Umgebungsfelder ermöglicht.

Die Offset-Straps sind in [11] mit einem elektrischen Widerstand von $2,5\,\Omega$ und einer Offset-Konstanten von $51\,\frac{\text{mA}}{\text{G}}$ spezifiziert.

Sensorkopf

Die beiden Sensoren sind auf dem in Abb. (2.3) gezeigten Sensorkopf, einer $8,4\,\text{cm} \times 2,1\,\text{cm}$ großen Platine, angebracht. Vorne links ist der aufrechte Sensor HMC1001, welcher das Magnetfeld in z-Richtung misst, zu sehen. Dahinter liegt der Sensor HMC1002, der Felder in x- und y-Richtung messen kann. Der Sensorkopf wird mit dem Treiber-Modul verbunden und dort im Experiment angebracht, wo Magnetfelder gemessen und stabilisiert werden sollen.

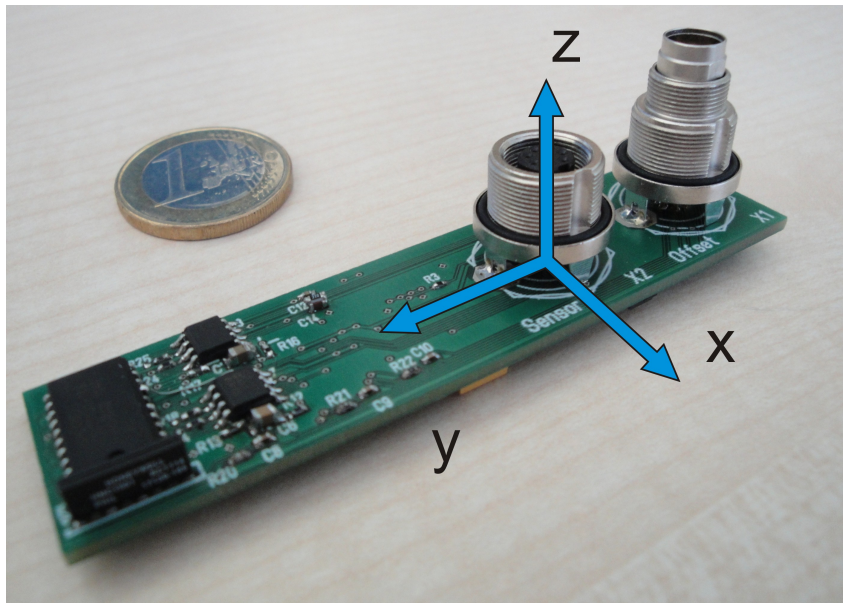


Abbildung 2.3: Sensorkopf im Größenvergleich mit einer 1-Euro-Münze. Am linken Rand sind die beiden Sensoren zu erkennen. Außerdem ist das Bezugssystem des Sensors eingezeichnet.

2.2 Aufbau

2.2.1 Messung von Magnetfeldern

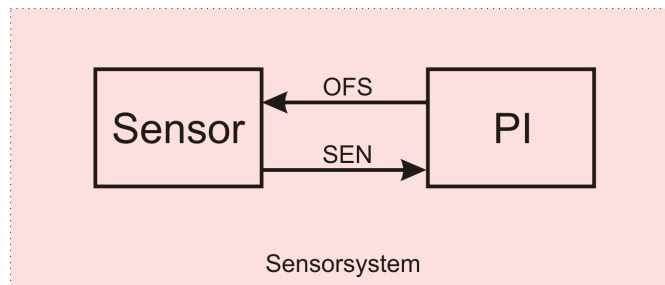


Abbildung 2.4: Aufbau zur Messung von Magnetfeldern mit **Treiber** und **PI-Regler**. Hierbei ist keine Drehung des Bezugssystems nötig.

Soll die magnetische Flussdichte gemessen werden, sind nur der mit dem Sensorkopf verbundene **Treiber** und der **PI-Regler** nötig. Der **PI-Regler** moduliert die Offset-Spannung OFS so, dass das Ausgangssignal des Sensors SEN minimal wird. Dadurch erzeugen die Offset-Straps im Sensor ein Magnetfeld, dass den selben Betrag wie das umgebende Magnetfeld hat, diesem aber entgegengesetzt ist. Der Strom an den Offset-Eingängen ist dann ein direktes Maß für die magnetische Flussdichte B . Zur Umrechnung sind nur die in Kapitel (2.1) erwähnte Offset-Konstante und der Widerstand der Offset-Straps nötig. Daraus ergibt sich der Faktor zwischen magnetischer Flussdichte B und

Spannung U an den Offset-Eingängen zu

$$\frac{U}{B} = 127,5 \frac{\text{mV}}{\text{G}} . \quad (2.1)$$

Die verwendeten Werte entstammen dem Datenblatt [11] und können abhängig vom Bauteil und der Temperatur variieren. Für genaue Messungen des Magnetfelds muss daher direkt der Strom durch die Offset-Straps möglichst exakt gemessen werden. Dazu ist wiederum eine Kalibrierung zwischen Offset-Strom und daraus erzeugtem Magnetfeld nötig.

2.2.2 Spulenkäfig & Netzteile

Zur aktiven Magnetfeldstabilisierung müssen Magnetfelder erzeugt werden, die Magnetfelder in der Umgebung kompensieren können. Dies geschieht mit dem hier vorgestellten Spulenkäfig.

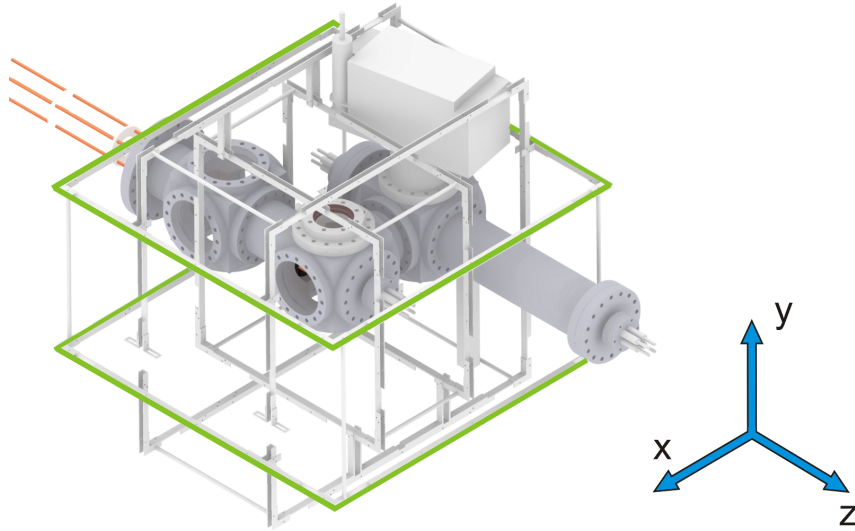


Abbildung 2.5: Spulenkäfig mit 10 Windungen je Spule und zugehörigem Bezugssystem der Spulen. Die Spulen in y-Richtung (grün) besitzen eine zusätzliche, unabhängige Windung, die später zur Modulation genutzt wird.

Die quadratischen Spulen, an die der Magnetsensor angeschlossen wird, sind in einer Helmholtz-artigen Konfiguration um die Kammer im Mittelpunkt angeordnet. Dadurch entsteht am Ort der Atome ein homogenes Magnetfeld. Die Kantenlänge der y- und z-Spulen beträgt 67 und 65 cm, die der kleineren x-Spule 46 cm. Ein Spulenpaar mit einer Induktivität zwischen 200 und 300 μH hat jeweils 10 Windungen und wird von einer bipolaren Konstantstromquelle¹ betrieben. Die Kombination der verwendeten Netzteile und der Spulen begrenzt die Bandbreite der Gesamtschaltung auf 3,7 kHz.

Die in Abb. (2.5) in grün eingezeichneten y-Spulen besitzen eine zusätzliche Windung, die unabhängig angesteuert werden kann. Dadurch kann ein kontrolliertes Störfeld erzeugt

¹Bezeichnung: HighFinesse Netzteil BCS 4/5

werden, womit die Funktion der Magnetfeldstabilisierung im folgenden Kapitel untersucht wird.

Der in Tabelle (2.1) dargestellte Zusammenhang zwischen Magnetfeld am Ort der Atome bzw. Frequenz und Stromstärke entstammt einer Radiofrequenz-Messung. Die Umrechnung ist durch den Faktor c aus Gl. (3.4) gegeben. Die Werte gelten für eine Windung und müssen mit der Anzahl der Spulenwindungen multipliziert werden.

Spulenpaar	$\frac{B}{I} [\frac{\text{mG}}{\text{A}}]$	$\frac{\nu}{I} [\frac{\text{kHz}}{\text{A}}]$
X	36,6	102,3
Y	26,7	74,4
Z	23,3	65,3

Tabelle 2.1: Umrechnungsfaktoren je Windung zwischen Stromstärke und Magnetfeld bzw. Frequenz

2.2.3 Magnetfeldkompensation

Prinzipiell wird zur Magnetfeldkompensation eine vorgegebene Spannung an die Offset-Straps angelegt. Der **PI-Regler** steuert die Stromstärke im vorgestellten Spulenkäfig so, dass das Ausgangssignal und somit das effektive Magnetfeld des Sensors minimal ist. Dadurch lässt sich mit den Offset-Straps ein Magnetfeld vorgeben, welches in der Umgebung des Sensors konstant gehalten wird.

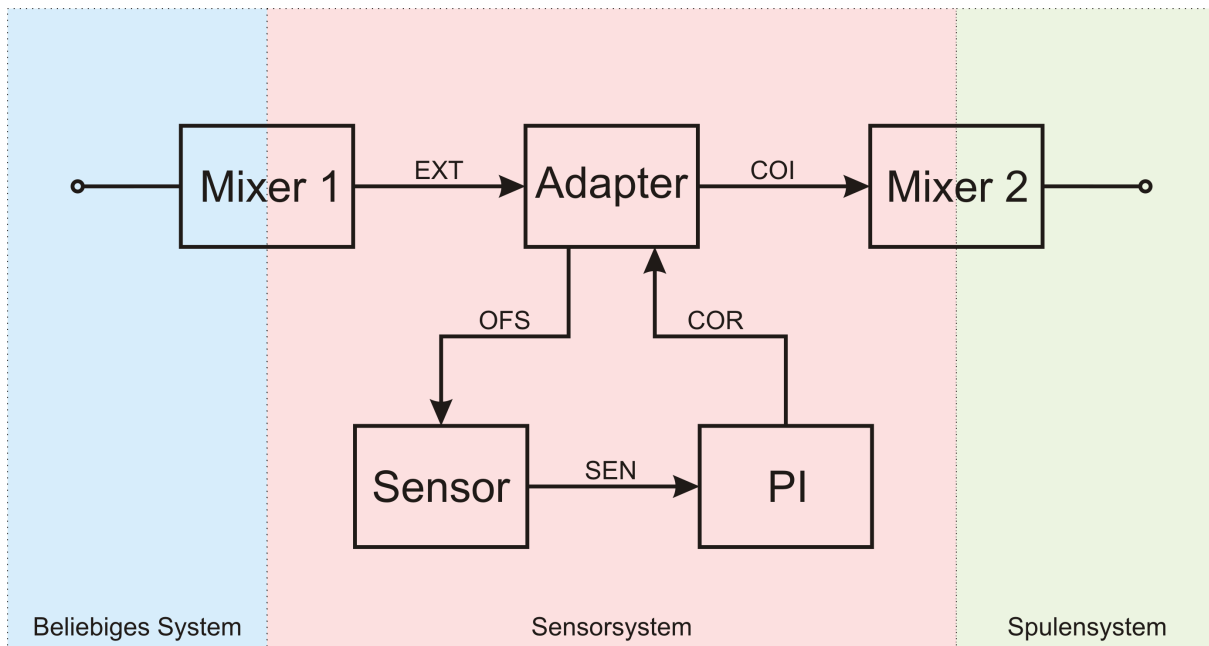


Abbildung 2.6: Aufbau zur Magnetfeldkompensation. Das Magnetfeld wird auf die Vorgabe durch OFS an den Offset-Straps stabilisiert. Ein Wechsel vom System des Sensors in das der Spulen ist nötig.

In dieser einfachen Konfiguration wird nicht berücksichtigt, dass die Bezugssysteme von Sensor und Spulen nicht übereinstimmen müssen. Außerdem sind so keine Vergleichsmes-

sungen mit aktiviertem oder deaktiviertem Regler, sprich mit oder ohne aktiver Magnetfeldkompensation, möglich.

Mit dem in Abb. (2.6) illustrierten Aufbau wird ersteres durch einen **Mixer**, der beliebige Drehungen des Bezugssystems ermöglicht, realisiert. Durch den zusätzlichen **Adapter** muss der Regler nur Fluktuationen des Magnetfelds ausgleichen, was Vergleichsmessungen zwischen aktivierter und deaktivierter Magnetfeldkompensation ermöglicht.

Das einkommende Steuersignal *EXT* wird durch **Mixer 1** von einem beliebigen Bezugssystem in das des Sensors gedreht. Das Steuersignal (Soll-Wert) wird vom **Adapter** in die Offset-Spannung *OFS* umgewandelt. Dies geschieht in dem Maß, dass das Magnetfeld der Offset-Straps das Magnetfeld der Spulen auf dem Sensor effektiv ausgleicht. Der Sensor misst also nur Abweichungen vom konstanten Magnetfeld der Spulen. Die Offset-Spannung dient somit als Vorgabe für den **PI-Regler**, der aus dem Ausgang *SEN* (Ist-Wert) der Sensoren eine Korrektur *COR* (Regelabweichung) ermittelt. Letztere wird im **Adapter** zu *EXT* addiert und dient als Ausgangssignal *COI* (Stellwert) für die Spulen. Dieses wird durch **Mixer 2** in das Bezugssystem der Spulen gedreht.

Das am Sensor vorherrschende Magnetfeld lässt sich in dieser Konfiguration nur über die Stromstärke in den Spulen bestimmen. Die Werte aus Tabelle (2.1) dienen dabei zur Umrechnung.

2.3 Module

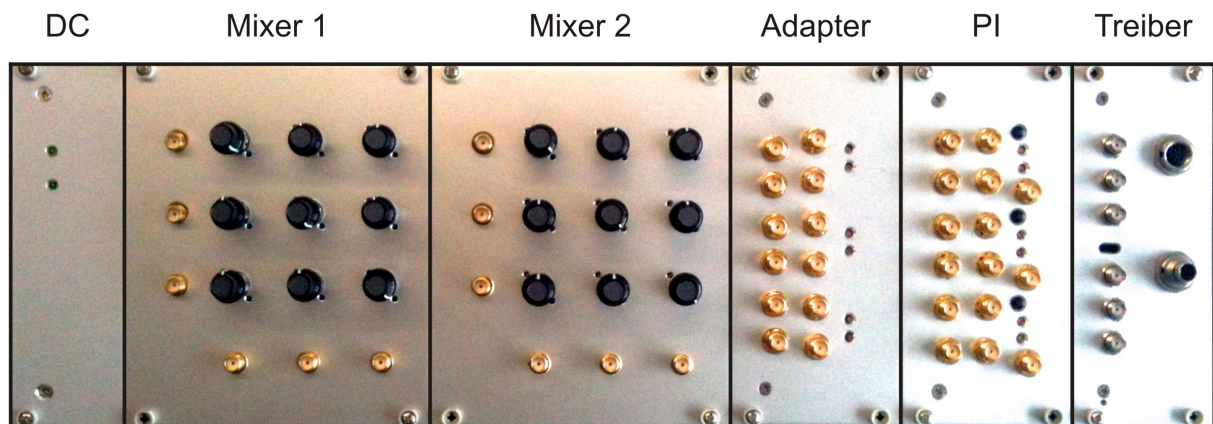


Abbildung 2.7: Die verwendeten Module im 19''-Rackeinschub. Um die Flexibilität zu erhöhen sind alle Anschlüsse als SMA-Steckverbinder ausgeführt. Dadurch können die verwendeten Module auch in anderen Konfigurationen verwendet werden.

Abbildung (2.7) zeigt die im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit entstandenen Module im 19''-Rackeinschub. Alle Funktionen werden in drei unabhängigen Kanälen für die drei Raumrichtungen bereitgestellt. Deren Funktionsweise und Anschlussbelegung wird in diesem Abschnitt näher vorgestellt.

2.3.1 Spannungsquelle

Das DC-Modul ist eine herkömmliche ± 12 V-Spannungsquelle. Die beiden LEDs zeigen die Verfügbarkeit der positiven (obere LED) und negativen (untere LED) Versorgungsspannung an. Zusätzlich wird daraus eine Spannung von 5 V für den Mikrocontroller gewonnen.

2.3.2 Treiber

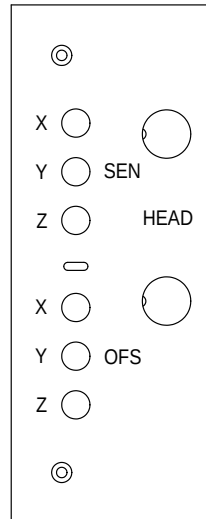


Abbildung 2.8: Anschlussbelegung des Treiber-Moduls. Die beiden größeren Anschlüsse rechts dienen der Verbindung mit dem Sensorkopf (*HEAD*). Die Sensorausgänge *SEN* für die drei Raumrichtungen befinden sich oben links. Darunter sind die Eingänge *OFS* für die Offset-Straps der drei Sensoren angebracht.

Der **Treiber** stellt die Anschlüsse für den Sensorkopf, die Ausgänge *SEN* der Sensoren und die Offset-Eingänge *OFS* bereit. An letzteren liefert ein Stromtreiber die nötigen Stromstärken für den Betrieb der Offset-Straps auf dem Sensor.

Ein Atmel **ATTiny85** Mikrocontroller erzeugt zwei getrennte TTL-Signale für den Set/Reset-Puls. Auf dem Sensorkopf werden diese nach Abb. (2.2, rechts) in alternierende Peaks zur Magnetisierung für die Set/Reset-Straps umgewandelt. Durch diese Pulse muss das Ausgangssignal V_{out} der Sensor-ICs für jede halbe Periode invertiert werden, wie in Abschnitt (2.1) genauer beschrieben. Dies geschieht durch analoge Schalter, die ebenfalls über den Mikrocontroller getaktet werden.

Die Bandbreite von **Sensorkopf** und **Treiber** beträgt ca. 200 kHz. Daher sind die Pulse mit einer Breite von einigen μs auf dem Ausgangssignal zu erkennen. Allerdings nimmt die Pulsbreite nur einen Bruchteil der Abstände zweier Pulse ein, wodurch diese das eigentliche Signal nicht beeinflussen.

2.3.3 PI-Regler

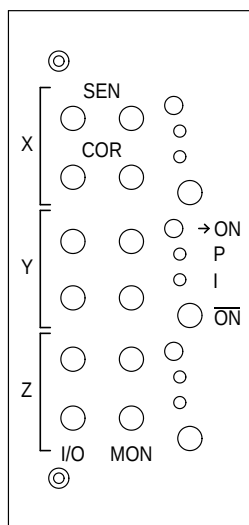


Abbildung 2.9: Anschlussbelegung des PI-Moduls. Je Kanal gibt es fünf SMA-Anschlüsse, zwei Potentiometer und einen Kippschalter. Ganz links befinden sich Eingang *SEN* und Ausgang *COR*. Rechts daneben sind die zugehörigen hochohmigen Monitorausgänge zu finden. Das Verhalten von Proportional- und Integralteil ist über die ganz rechts angebrachten Potentiometer *P* und *I* getrennt veränderbar. Jeder Kanal kann über den Kippschalter *ON* aktiviert werden. Ist dieser an, kann dies ebenfalls über ein TTL-Signal am $\overline{ON}$ -Eingang in umgekehrter Logik erfolgen.

Der Regler erstellt aus dem Ausgangssignal *SEN* des Sensors einen Korrekturwert *COR*, der wiederum an die Spulen weitergegeben wird. Dies geschieht durch die Verwendung eines Proportional- und Integralglieds. Ersteres entspricht einem invertierenden Operationsverstärker, bei dem die Verstärkung über das Potentiometer *P* eingestellt werden kann. Dadurch ergeben sich schnelle Korrekturen, die proportional zum Eingangssignal sind. Der Integralteil besteht aus einem Integrator, dessen Zeitkonstante sich über ein vorgeschaltetes Potentiometer *I* bestimmen lässt. Der Integralteil reagiert langsamer, kann durch Integration aber auch konstante Werte ausgleichen.

Zusätzlich wird über Operationsverstärker jeweils ein hochohmiges Monitorsignal ausgegeben. In der aktuellen Version ist der Monitor von *COR* allerdings nicht funktionsfähig. Die Deaktivierung des Reglers erfolgt über den angebrachten Schalter *ON*. Mit diesem können Proportional- und Integralteil überbrückt werden, sodass das Korrektursignal *COR* null wird. Parallel zu diesem Schalter sind zwei Optokoppler angebracht. Über ein TTL-Signal $\overline{ON}$ in umgekehrter Logik können diese ebenfalls den Regler deaktivieren, falls dies nicht schon durch die manuellen Schalter gegeben ist.

2.3.4 Adapter

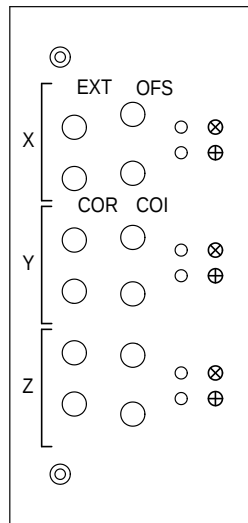


Abbildung 2.10: Anschlussbelegung des Adapter-Moduls. Zu jedem Kanal gehören jeweils vier SMA-Anschlüsse. Dies sind die Eingänge *EXT* und *COI* links sowie die Ausgänge *OFS* und *COI*, die sich jeweils rechts befinden. Daneben gibt es zwei Potentiometer, mit denen Steigung $\otimes$ und Offset $\oplus$ der linearen Beimischung von *EXT* auf *OFS* festgelegt werden können.

Der **Adapter** hat zwei Funktionen. Einerseits wird die Korrektur *COR* des **PI-Reglers** zum externen Steuersignal *EXT* addiert und als *COI* an die Spulen gegeben. Auf der Platine kann ein Jumper gesetzt werden, mit dem *COR* vor der Addition invertiert werden kann.

Desweiteren muss *EXT* in bestimmbarem Maß auf den Sensor-Offset *OFS* gegeben werden. Dies geschieht durch eine lineare Funktion, deren Steigung $\otimes$ und Offset $\oplus$ über die zugehörigen Potentiometer festgelegt werden.

2.3.5 Mixer

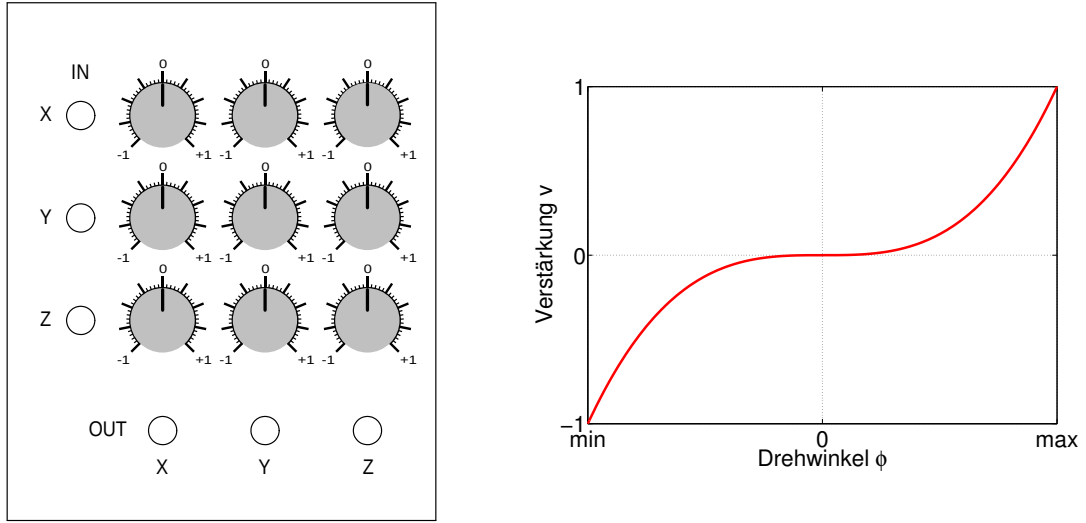


Abbildung 2.11: Anschlussbelegung des Mixer-Moduls. Die drei Eingänge links können beliebig auf die drei Ausgänge unten gemischt werden (l.). Qualitativer Plot der Verstärkung abhängig vom Drehwinkel (r.).

Die beiden Mixer-Module entsprechen einer 3×3 -Matrix, deren Elemente über Drehpotentiometer zwischen Verstärkung $v = -1$ und $+1$ eingestellt werden können. Wie in Abb. (2.11, rechts) qualitativ dargestellt verläuft die Verstärkung nichtlinear zum Drehwinkel der Potentiometer. Beim Übergang zwischen positiver und negativer Verstärkung kommt es zu einer Phasenverschiebung von π .

Mit dem Mixer kann jeder der drei Eingangskanäle *IN* auf jeden der drei Ausgangskanäle *OUT* gemischt werden. Insbesondere lässt sich, analog zu einer Drehmatrix, eine beliebige Drehung im Raum realisieren. Außerdem können damit Abweichungen in der Orthogonalität der Bezugssysteme ausgeglichen werden. Beispielsweise ist nicht gewährleistet, dass die Sensorachsen genau senkrecht zueinander messen oder das Magnetfeld der Spulen am Sensorort noch entsprechend der Spulenachsen orthogonal verläuft.

Wie in Abb. (2.6) gezeigt bildet **Mixer 2** die Spannungen $\mathbf{U}_S$ des Sensors auf die an den Netzteilen der Spulen anliegenden Spannungen $\mathbf{U}_C$ ab.

$$\mathbf{U}_C = \begin{pmatrix} v_{11} & v_{12} & v_{13} \\ v_{21} & v_{22} & v_{23} \\ v_{31} & v_{32} & v_{33} \end{pmatrix} \mathbf{U}_S, \quad v_{ij} \in [-1, 1] \quad (2.2)$$

Dabei entsprechen die Elemente v_{ij} gerade den Einstellungen der Potentiometer, die entsprechend einer Matrix angeordnet sind. Analog wird mit den Elementen w_{ij} von **Mixer 1** die Abbildung der Eingangsspannungen $\mathbf{U}_E$ auf die Sensorspannungen $\mathbf{U}_S$ vollzogen.

$$\mathbf{U}_S = \begin{pmatrix} w_{11} & w_{12} & w_{13} \\ w_{21} & w_{22} & w_{23} \\ w_{31} & w_{32} & w_{33} \end{pmatrix} \mathbf{U}_E, \quad w_{ij} \in [-1, 1] \quad (2.3)$$

Dadurch kann die gewünschte Vorzugsachse des Signaleingangs beliebig gewählt werden.

2.4 Kalibrierung

Die Module **Mixer**, **Adapter** und **PI-Regler** müssen entsprechend der Spulenkonfiguration eingestellt werden. Hierzu werden die Module nach Abb. (2.6) verkabelt.

Im weiteren Verlauf werden die Sensorsignale *SEN* am Oszilloskop beobachtet. Diese können einfach über den hochohmigen Monitorausgang des **PI-Reglers** abgegriffen werden. Bei der folgenden Kalibrierung soll *SEN* „minimal“ eingestellt werden. Dies entspricht einem minimalen Betrag des Sensorsignals und ist in Abb. (2.12, blaue Kurve) veranschaulicht.

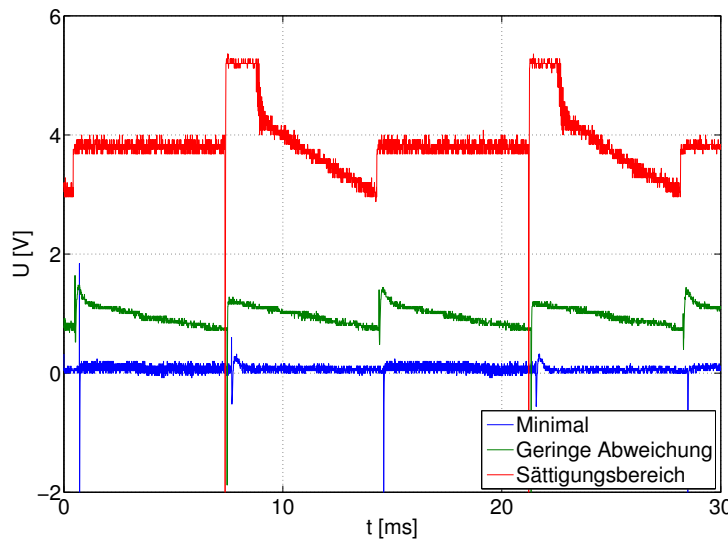


Abbildung 2.12: Sensorausgang *SEN* am Oszilloskop. Bei großen Magnetfeldern sättigt der Sensor (rot). Leicht abfallende Flanken sind bei geringer Abweichung der Kalibrierung sichtbar (grün). Der Betrag von *SEN* ist bei optimaler Kalibrierung minimal (blau).

2.4.1 Mixer 2

Wie erwähnt wird Mixer 2 zur Drehung des Sensorbezugssystems in das der Spulen benötigt. Die folgende Beschreibung geht, wie im Experiment vorgefunden, von einer groben Übereinstimmung der Achsen aus. Starke Magnetfelder in der Umgebung des Sensors sollten während der Kalibrierung vermieden werden.

1. Da die Achsen in erster Näherung übereinstimmen, werden die Potentiometer von **Mixer 2** zu Beginn wie eine negative Einheitsmatrix eingestellt. D. h. die Hauptdiagonalelemente auf Verstärkung $v = -1$, alle Nebendiagonalelemente auf $v = 0$. Die negative Verstärkung gleicht die Invertierung durch die Gesamtschaltung aus.
Am Eingang *EXT* liegt keine Spannung an, der **PI-Regler** wird vorerst deaktiviert.
2. Nun wird mit Hilfe der Offsets $\oplus$ am **Adapter** *SEN* für alle drei Kanäle minimiert. Dadurch wird das umgebende Magnetfeld ausgeglichen, wodurch der Sensor in die-

sem Bereich genau messen kann. Die Kalibrierung ist nur vorläufig, da diese durch eine Änderung des Mixers beeinflusst wird.

3. Danach wird der **PI-Regler** aktiviert und die *P*- und *I*-Potentiometer leicht aufgedreht, sodass noch kein Aufschwingen zu beobachten ist. *SEN* sollte dann auf 0 V stabilisiert sein.

Falls dies nicht der Fall ist und der Sättigungsbereich bei ca. ± 4 V erreicht wird, muss das Korrektursignal *COR* des Reglers invertiert werden. Dies geschieht durch Setzen des entsprechenden Jumpers auf der **Adapter**-Platine.

4. Einer der Eingänge *IN* des **Mixers**, hier beispielsweise *X*, wird statt am **Adapter** an einen Signalgenerator angeschlossen. Daher muss der Offset des sinusförmigen Signals nochmals so gewählt werden, dass *SEN* minimal wird. Die Amplitude wird auf ca. 500 mV_{pp}, die Frequenz auf 333 Hz² eingestellt.

Die Amplitude ist so hoch gewählt, dass diese vom Regelkreis mit aktiviertem **Regler** nicht mehr kompensiert werden kann. Die Modulation sollte nun auf *SEN* *X* gut und auf *SEN* *Y/Z* schwächer zu beobachten sein.

5. Damit kann das eigentliche Kalibrieren des **Mixers** erfolgen. Bei Modulation des *IN X*-Kanals werden die zugehörigen Potentiometer der anderen beiden Kanäle, *IN X/OUT Y* und *IN X/OUT Z*, in der gleichen Reihe verstellt.

Wie erwähnt erfolgt eine Phasenverschiebung von π beim Übergang von negativer zu positiver Verstärkung. Daher wird der Beitrag des *X*-Kanals auf die anderen beiden Kanäle wie gewünscht minimal, wenn die Phasenverschiebung $\pi/2$ beträgt. Beim Einstellen der beiden Potentiometer wird die jeweilige Phase von *SENY* und *SENZ* mit der Phase des modulierten *SENX*-Kanals verglichen.

6. Die Kalibrierung ist für *IN X* abgeschlossen, die Punkte 4. und 5. werden für *IN Y* und *IN Z* wiederholt. Da sich die Einstellung des Mixers geändert hat, muss vorher jeweils der Offset $\oplus$ am **Adapter** nachjustiert werden.

Durch das Kalibrieren von **Mixer 2** ist die Abbildung der Sensorachsen auf die Spulenachsen vollzogen. Im Idealfall beeinflusst ein Kanal die anderen nicht und die Kanäle von **Adapter** und **PI-Regler** können nun unabhängig voneinander eingestellt werden.

Durch Inhomogenitäten des Magnetfelds und Feldgradienten gibt es dennoch kleine Beimischungen anderer Kanäle. Deshalb ist das folgende Verfahren zur Kalibrierung des **Adapters** iterativ anzuwenden.

2.4.2 Adapter

Die Kalibrierung des **Adapters** dient dazu, den Strom durch die Offset-Straps so einzustellen, dass deren Magnetfeld das der Spulen ausgleicht. Letzteres wird durch die Steu-

² Transformatoren, die mit der Netzspannung von 50 Hz betrieben werden, erzeugen in der Umgebung oszillierende Magnetfelder mit Harmonischen dieser Frequenz. Gleichzeitig ist die Bandbreite der Kompensationsschaltung vor allem durch die Spulen auf 3,7 kHz begrenzt. Um nicht durch einen der beiden Effekte begrenzt zu sein, wird die Frequenz des Signalgenerators auf 333 Hz gesetzt.

erspannung *EXT* vorgegeben. Andere Magnetfelder in der Umgebung sollten wie in der späteren Messung eingestellt sein.

1. Solange noch kein externes Signal anliegt, werden die Offsets $\oplus$ am Adapter ein letztes Mal durch Minimieren des *SEN*-Signals justiert. **Mixer 1** wird zunächst als Einheitsmatrix eingestellt, der **PI-Regler** ist deaktiviert.
2. Danach muss die Anpassung für endliche Signale an *EXT* durch Einstellen des Multiplikators $\otimes$ erreicht werden. An einem der *EXT*-Kanäle wird eine Spannung angelegt. Diese sollte in der Größenordnung liegen, in der sie auch im Experiment verwendet wird. Am gleichen Kanal wird der Multiplikator $\otimes$ nun so eingestellt, dass *SEN* minimal wird.
3. Damit sind Steigung und Offset dieses Kanals kalibriert. Schritt 2 wird für die anderen Kanäle wiederholt.

Wie beschrieben sind die einzelnen Kanäle nur bedingt unabhängig. Daher werden die vorhergehenden Schritte iterativ wiederholt.

2.4.3 PI-Regler

Zuletzt kann die Feinjustage des **PI-Reglers** erfolgen.

Dazu wird dieser aktiviert und am Oszilloskop ein Set- oder Reset-Puls des Sensorausgangs *SEN* aufgelöst. An diesem ist das Verhalten von Proportional- und Integralteil gut erkennbar.

1. Der Proportionalteil wird so weit (nach rechts) aufgedreht, dass noch kein Aufschwingen zu beobachten und der Betrag von *SEN* möglichst klein ist.
2. Der Integralteil wird so eingestellt, dass die Überschwinger nach einem Set- oder Reset-Puls minimal werden. Natürlich darf auch hier kein Aufschwingen zu beobachten sein.

So kann für alle drei Kanäle verfahren werden.

2.4.4 Mixer 1

Die Kalibrierung erfolgt ähnlich wie bei **Mixer 2**, wobei in diesem Fall das Bezugssystem, von dem in das System des Sensors abgebildet wird, beliebig gewählt werden kann. Daher kann auch keine allgemein gültige Anleitung zur Kalibrierung auf eine nicht weiter ausgezeichnete Vorzugsachse gegeben werden.

Kapitel 3

Radiofrequenz-Spektroskopie

Die hier vorgestellten Messungen mittels Radiofrequenz-Spektroskopie dienen dazu, die Funktionsfähigkeit des Sensors genauer zu untersuchen. Dabei ist zu beachten, dass diese Messungen das Magnetfeld am Ort der Atome wiedergeben, während der Sensor das Magnetfeld am Sensorkopf misst. Daher muss in einem weiteren Schritt, der nicht Gegenstand dieser Arbeit ist, der Magnetsensor auf das Feld der Atome kalibriert werden.

3.1 Experimentelle Grundlagen

Chrom

Im Experiment werden ^{52}Cr -Bosonen verwendet [18]. Diese liegen im Grundzustand in der Konfiguration $[\text{Ar}]3d^54s^1$ als Septett $^7\text{S}_3$ vor. Der Bahndrehimpuls im S-Zustand ist null. Daher entspricht der Gesamtdrehimpuls J dem Gesamtsピン S der Elektronen. ^{52}Cr besitzt durch den fehlenden Kernspin keine Hyperfeinstruktur.

Die sechs ungepaarten Elektronen erzeugen ein im Vergleich mit anderen Elementen hohes magnetisches Moment von $6 \mu_B$, dem sechsfachen Bohrschen Magneton. Anders als bei Elementen mit kleinerem magnetischem Moment, tritt dadurch neben der üblichen Kontaktwechselwirkung eine weitere dipolare Wechselwirkung auf. Diese wird in [9] ausführlich beschrieben.

Zeeman-Effekt

Durch den Zeeman-Effekt wird aufgrund eines Magnetfelds mit Betrag B der Grundzustand $^7\text{S}_3$ in sieben äquidistante Energieniveaus abhängig von der magnetischen Quantenzahl m_J aufgespalten. Mit dem Bohrschen Magneton μ_B und dem zugehörigen Landé-Faktor $g_J = 2,0018$ [1] beträgt die Aufspaltung

$$E = g_J m_J \mu_B B \quad \text{mit} \quad m_J = -3, \dots, +3. \quad (3.1)$$

Die Zeeman-Aufspaltung ist in Abb. (3.1) dargestellt.

Präparation der Atome

Wie in [5, 18] beschrieben, werden die Atome in eine Hybridfalle geladen. Diese wird durch das Überlagern einer optischen Dipolfalle mit einer Magnetfalle erzeugt. Anschließend

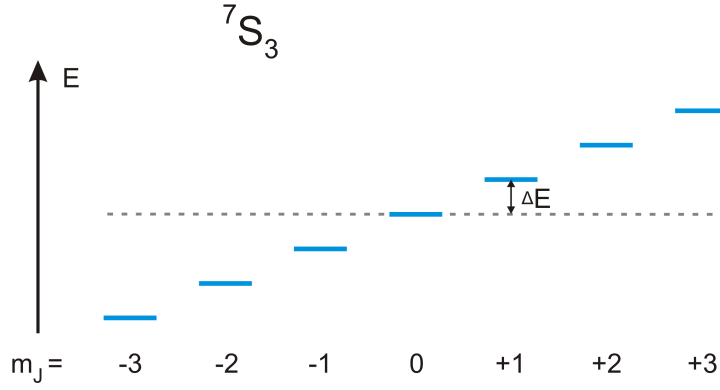


Abbildung 3.1: Zeeman-Aufspaltung des Grundzustands ${}^7\text{S}_3$ von ${}^{52}\text{Cr}$ in sieben äquidistante Energieniveaus abhängig von der magnetischen Quantenzahl m_J . ΔE gibt die Energiedifferenz zweier benachbarter Zustände an.

werden die Atome wie in [8] beschrieben in eine gekreuzte optische Dipolfalle geladen und das Barrieremagnetfeld abgeschaltet. Für die hier vorgestellte Messung ist nur von Belang, dass die Atome nach diesem Vorgang im Zustand $m_J = -3$ des ${}^7\text{S}_3$ Grundzustands in der Dipolfalle präpariert sind.

Elektrische Dipolübergänge

Die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit einem Atom wird durch elektrische Dipolübergänge dominiert, wobei sich für konstanten Gesamtdrehimpuls J die magnetische Quantenzahl m_J um ± 1 ändern kann [7]. Ein solcher Übergang entspricht einer Frequenz ν_0 von

$$h\nu_0 = \Delta E = E(m_J + 1) - E(m_J) = g_J \mu_B B. \quad (3.2)$$

Diese liegt typischerweise im Bereich der Radiofrequenz und ist proportional zum Betrag

$$B = |\mathbf{B}| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \quad (3.3)$$

des Magnetfelds $\mathbf{B}$. Der Umrechnungsfaktor beträgt

$$c = \frac{\nu}{B} = \frac{g_J \mu_B}{h} = 2,8018 \frac{\text{MHz}}{\text{G}} \quad (3.4)$$

mit den CODATA-Werten aus [15].

Einstrahlen von Radiofrequenz

In der von einer Antenne emittierten Radiofrequenz-Strahlung befinden sich σ_+ und σ_- polarisierte Komponenten. Dies ermöglicht die beschriebenen Dipolübergänge mit $\Delta m_J = \pm 1$.

Die Atome liegen bereits im energetisch niedrigsten Zustand $m_J = -3$ vor, weshalb es beim Einstrahlen von resonanter Radiofrequenz-Strahlung (RF) zur Besetzung der höheren Zeeman-Zustände kommt. In Abb. (3.2, a-b) ist dies für die unteren beiden Energieniveaus vereinfacht dargestellt.

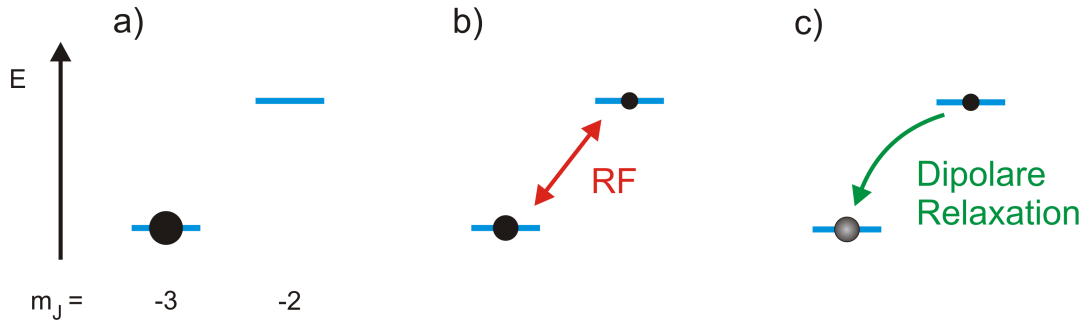


Abbildung 3.2: Schema zur Evaporation durch dipolare Relaxation in einem Zwei-Niveau-System: a) Zu Beginn liegen die Atome im unteren Zeeman-Zustand $m_J = -3$ vor. b) Durch Einstrahlen resonanter Radiofrequenz-Strahlung (RF) kommt es zur Besetzung des höheren Zustands $m_J = -2$. c) Die dipolare Wechselwirkung ermöglicht Stöße dieser Atome, bei denen die potentielle Energie ΔE des Elektronenspins in kinetische Energie umgewandelt wird (Dipolare Relaxation). Dies führt zum Verlust von Atomen in der Falle.

Dipolare Relaxation

Die Atome der höheren Zeeman-Zustände stoßen mit den restlichen Atomen des Ensembles. Durch die dipolare Wechselwirkung sind inelastische Stöße möglich, bei denen die innere Energie des Elektronenspins ΔE in kinetische Energie umgewandelt wird. Dies entspricht einem Spinflip von $\Delta m_S = \Delta m_J = -1$. Eine genauere Beschreibung dieser dipolaren Relaxation ist in [10] zu finden.

Die bei einem Stoß freigesetzte kinetische Energie führt entweder zum direkten Verlust von Atomen in der Falle oder nach Rethermalisierung zur Erwärmung des Ensembles, was zur weiteren Evaporation der Atome führt.

3.1.1 Messprozedur

Nach der beschriebenen Präparation der Atome wird ein definiertes Magnetfeld erzeugt. Dieses wird durch ein variables Störfeld ergänzt. Die aktive Magnetfeldstabilisierung kann dabei wahlweise an- oder abgeschaltet werden. Zudem wird über mehrere Sekunden Radiofrequenz-Strahlung eingestrahlt, wobei ein kleiner Frequenzbereich um die Frequenz ν durchgestimmt wird. In der Nähe der Resonanzfrequenz ν_0 führt dies wie beschrieben zum Verlust von Atomen in der Falle. Mit Hilfe einer CCD-Kamera wird anschließend eine Time-of-Flight-Aufnahme gemacht. Wie in [18] näher erläutert, wird aus dem erhaltenen Absorptionsbild die Atomzahl ermittelt.

Diese Sequenz gibt die Anzahl $N(\nu)$ der Atome in der Falle abhängig von der Frequenz ν wieder und entspricht einem Datenpunkt.

Auswertung

Durch Auftragen mehrerer solcher Datenpunkte $N(\nu)$ mit variierender Frequenz ν erhält man die in Abschnitt (3.2) gezeigten Einbrüche in der Atomzahl. Die durch die endliche Temperatur der Atome verbreiterten Linien sind nicht notwendigerweise lorentzförmig.

Dennoch ist eine Lorentz-Kurve der Form

$$N(\nu) = \frac{N_A}{1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_0)}{\nu_b}\right)^2} + N_0 \quad (3.5)$$

eine gute Approximation zur Bestimmung von Resonanzfrequenz ν_0 und Linienbreite ν_b . Weitere Parameter sind Amplitude N_A und Offset N_0 .

Linienverbreiterung durch oszillierende Magnetfelder

Anders als ein konstantes Offset-Magnetfeld führt eine sinusförmige Modulation des Magnetfelds zur Verbreiterung der beobachteten Resonanz. Dies ist direkt ersichtlich, da durch das oszillierende Magnetfeld nach Gl. (3.2) die Resonanzfrequenz ebenfalls oszilliert und somit einen breiteren Frequenzbereich abdeckt. Eine sinusförmige Modulation verweilt an den Umkehrpunkten länger als beim Nulldurchgang, wodurch die Einbrüche am Rand der Modulation stärker ausgeprägt sind.

Bei kleineren Störungen wie bei der qualitativen Messung in Abschnitt (3.2.2) beeinflusst das die Form der ursprünglichen Kurve kaum und führt nur zu einer Verbreiterung der Peaks. Daher wird hier ebenfalls ein Lorentz-Fit nach Gl. (3.5) verwendet.

Bei größeren Störungen wie in Abschnitt (3.2.3) weicht die Form stark von der einer Lorentz-Kurve ab. Da bei diesen Messungen nur die Breite der beobachteten Peaks interessiert, wird diese graphisch über den 10%-90%-Anstieg der beiden Flanken ermittelt.

3.2 Auswertung

3.2.1 Konstante Störfelder

Bei dieser Messung soll der Einfluss konstanter Störfelder auf die Magnetfeldstabilisierung untersucht werden. Dazu wird die Resonanzfrequenz mit und ohne aktiver Magnetfeldstabilisierung bei verschiedenen zeitlich konstanten Störfeldern untersucht.

Die Stromstärke in den x-Spulen aus Abschnitt (2.2.2) beträgt $I_x = 2$ A. In der Störspule mit einer Windung in y-Richtung wird der Strom I variiert. Abbildung (3.3) zeigt die aufgenommenen Einbrüche in der Atomzahl über der Frequenz ohne (oben) und mit (unten) aktiver Magnetfeldstabilisierung.

Nach Gl. (3.5) wird eine Lorentz-Funktion an die Datenpunkte gefittet. Daraus ergeben sich Resonanzfrequenz ν_0 und Linienbreite ν_b , die in Tabelle (3.2) aufgelistet sind. Die Breite beträgt 9 bis 19 kHz, was nach Gl. (3.4) einem Magnetfeld von ca. 3 bis 7 mG entspricht. Die Abweichungen in der Linienbreite sind nicht davon abhängig, ob die Magnetfeldstabilisierung aktiviert ist. Sie sind viel mehr durch experimentbedingte Schwankungen zwischen den einzelnen Messungen gegeben.

Bei den beiden Messungen ohne Störung mit (Abb. 3.3 unten, blau) und ohne (Abb. 3.3 oben, blau) Stabilisierung sollten die Resonanzfrequenzen übereinstimmen. Dass dies nicht der Fall ist, ist auf eine fehlerhafte Kalibrierung des **Adapters** oder eine Änderung der Umgebungsfelder seit dessen Kalibrierung zurückzuführen. In beiden Fällen kompensiert das Magnetfeld der Offset-Straps bei ausgeschaltetem **Regler** nicht das Magnetfeld der Umgebung. Dadurch wird beim Aktivieren des **Reglers** das Magnetfeld auf einen falschen Wert stabilisiert.

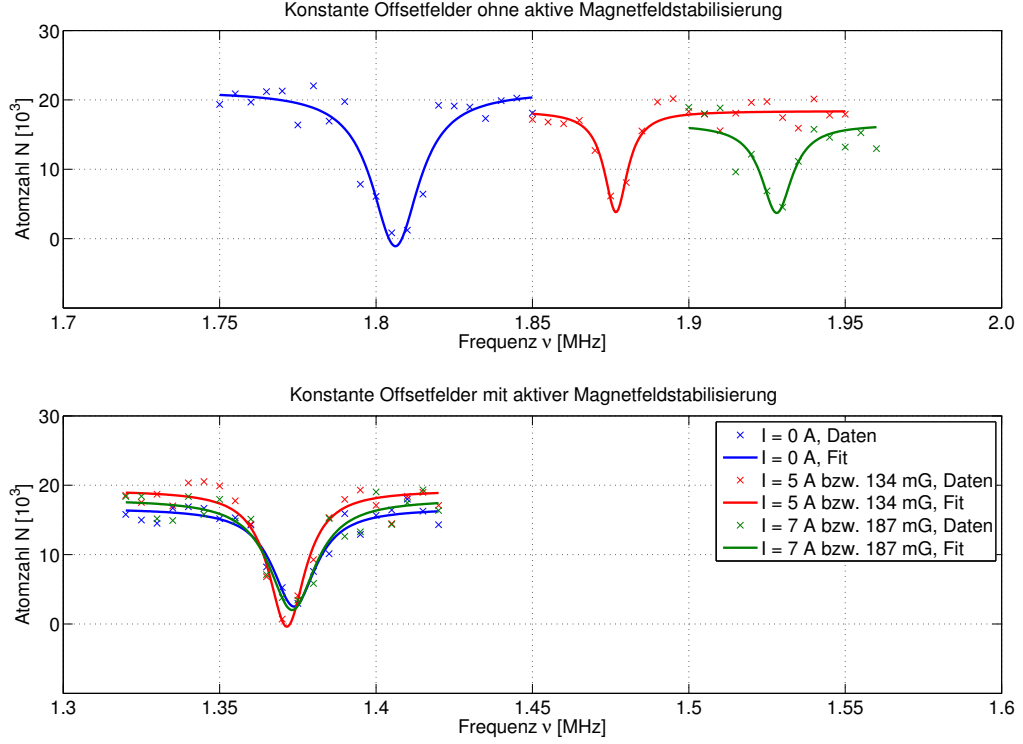


Abbildung 3.3: Radiofrequenz-Spektroskopie bei konstanten Strömen I in der Störspule. Ohne aktive Magnetfeldstabilisierung (oben) ändert sich mit dem Betrag des Magnetfelds auch die zugehörige Resonanzfrequenz. Bei aktiver Magnetfeldstabilisierung (unten) wird die Störung kompensiert, wodurch sich die Resonanzfrequenz bei Variation des Störfelds nicht ändert. Dabei ändert sich auch der Absolutbetrag des Feldes, was auf eine unzureichende Kalibrierung des **Adapters** zurückzuführen ist.

Dies beeinflusst die Auswertung nicht weiter, da hier nur die Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei variierendem Strom I durch die Störspulen von Interesse ist. Durch die Stabilisierung wird die Verschiebung der Resonanzfrequenzen von $\Delta\nu = 122$ kHz auf 3 kHz verkleinert, vergleiche Tab. (3.2).

Wie schon in Abb. (3.3) deutlich sichtbar, zeigt diese Messung die Fähigkeit des Magnetsensors, konstante Magnetfelder zu kompensieren. Mit dem Magnetsensor kann also über Tage hinweg gewährleistet werden, dass das Magnetfeld in der Umgebung der Atome konstant bleibt.

3.2.2 Oszillierende Störfelder

Wie bereits zu Beginn erwähnt, soll der Sensor außerdem dazu dienen, durch Netzspannung und Transformatoren verursachte oszillierende Magnetfelder mit Frequenzen von 50 Hz und deren Harmonischen zu kompensieren. Daher werden in diesem Versuchsteil die konstanten Störfelder aus dem vorherigen Abschnitt zusätzlich durch ein Sinussignal

I [A]	Stabilisierung	ν_0 [kHz]	$\Delta\nu$ [kHz]	$\Delta\nu$ [mG]	ν_b [kHz]
0	-	$1806 \pm 1,0$	0	0	$18,4 \pm 3,8$
5	-	$1877 \pm 0,7$	$71 \pm 1,7$	$25,3 \pm 0,6$	$8,9 \pm 2,6$
7	-	$1928 \pm 1,7$	$122 \pm 2,7$	$43,5 \pm 1,0$	$11,9 \pm 7,2$
0	✓	$1374 \pm 0,8$	0	0	$16,9 \pm 3,0$
5	✓	$1371 \pm 0,7$	$3 \pm 1,5$	$1 \pm 0,5$	$14,2 \pm 2,6$
7	✓	$1373 \pm 1,1$	$2 \pm 1,9$	$0,7 \pm 0,7$	$18,2 \pm 4,2$

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der durch den Lorentz-Fit ermittelten Resonanzfrequenzen ν_0 und Linienbreiten ν_b . $\Delta\nu = \nu_0(I) - \nu_0(I = 0 \text{ A})$ gibt die jeweilige Verschiebung der Resonanzfrequenz im Vergleich zur Messung ohne Störung ($I = 0 \text{ A}$) an.

mit einer Frequenz von 50 Hz moduliert.

Die Auswertung erfolgt analog zur vorherigen Messung. In Tabelle (3.2) sind wieder die ermittelten Resonanzfrequenzen und Linienbreiten aufgelistet. Im Vergleich zur Messung bei konstanten Störfeldern verschieben sich die Resonanzfrequenzen wie erwartet nur um wenige kHz. Interessanter ist hier die Verbreiterung der Linien durch die zusätzliche Oszillation. Diese kann durch Aktivieren der Stabilisierung beim 5 A-Peak von 54,1 auf 17,3 kHz reduziert werden. Gleiches geschieht beim 7 A-Peak von 27,8 auf 16,5 kHz.

I [A]	I_A [A]	Stabilisierung	Frequenz ν_0 [kHz]	Breite ν_b [kHz]	ν_b [mG]
5	1	-	$1874 \pm 0,2$	$54,1 \pm 1,4$	$19,3 \pm 0,5$
7	0,5	-	$1927 \pm 0,3$	$27,9 \pm 1,2$	$10,0 \pm 0,4$
5	1	✓	$1378 \pm 0,9$	$16,5 \pm 3,5$	$5,9 \pm 1,3$
7	0,5	✓	$1377 \pm 0,6$	$17,2 \pm 2,3$	$6,1 \pm 0,8$

Tabelle 3.2: Zusammenfassung der durch den Lorentz-Fit ermittelten Resonanzfrequenzen ν_0 und Linienbreiten ν_b .

Da die Linienbreiten mit Stabilisierung denen aus der vorherigen Messung gleichen, ist die Reduzierung der Linienbreite hier nicht durch den Magnetsensor limitiert. Daher kann nur eine Untergrenze für dessen Gain g aus dem Quotient der Breiten ohne und mit Stabilisierung angegeben werden. Der größere Quotient von beiden Peaks gibt damit den Mindestgain

$$g_{\min} = \frac{54,1 \text{ kHz}}{16,5 \text{ kHz}} = 3,3 \quad (3.6)$$

an.

Diese Messung zeigt wiederum qualitativ, dass der Magnetsensor auch in der Lage ist, oszillierende Magnetfelder zu kompensieren.

3.2.3 Quantitative Messung oszillierender Störfelder

Diese Messung verläuft analog zur vorherigen Messung, wobei an den Käfigspulen nun $I_y = 3 \text{ A}$ in y-Richtung statt in x-Richtung anliegen. Weiterhin wird die bekannte Störspule in y-Richtung mit der Amplitude I_A und dem Offset $I = 5 \text{ A}$ eines 50 Hz-Sinussignals

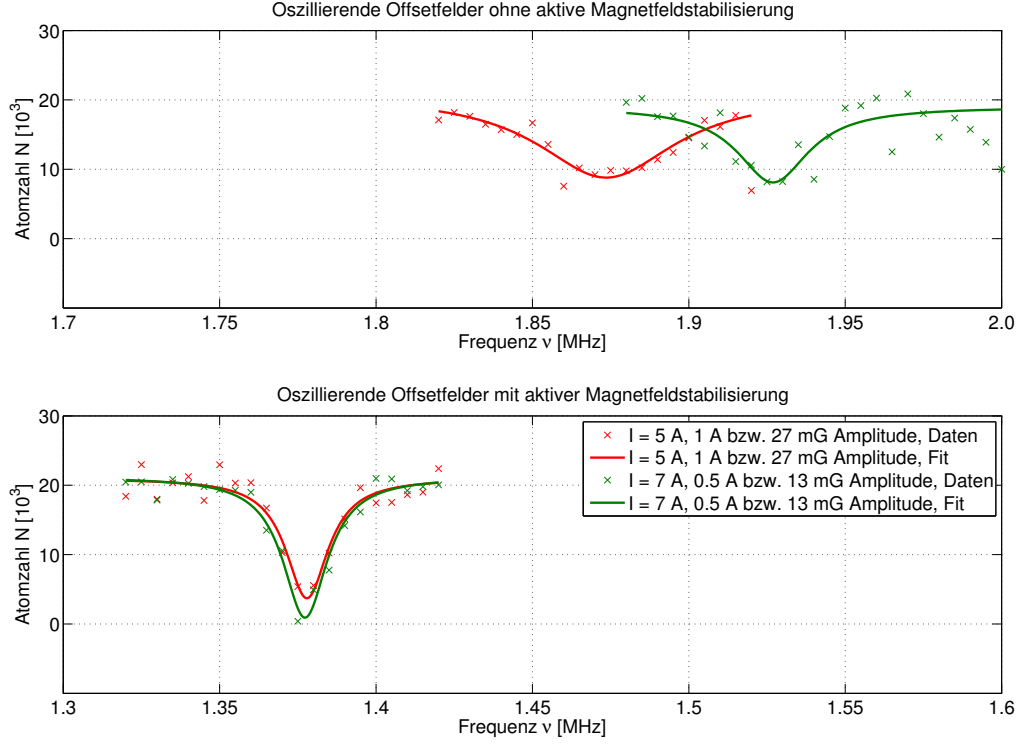


Abbildung 3.4: Radiofrequenz-Spektroskopie bei zusätzlicher Modulation des Stroms I in der Störspule. Die Modulation ist sinusförmig mit einer Amplitude von 0,5 bzw. 1 A (13 bzw. 27 mG) und einer Frequenz von 50 Hz. Ohne aktive Magnetfeldstabilisierung (oben) zeigt sich eine deutliche Verbreiterung der Peaks im Vergleich zu Abb. (3.3). Bei aktiver Magnetfeldstabilisierung (unten) wird die Störung wiederum kompensiert, wodurch die Breite auf das Niveau der Störung ohne Oszillation abnimmt.

moduliert. Somit verlaufen die Magnetfelder beider Spulen bei dieser Messung in die selbe Richtung.

Ist die Feldkomponente B_y groß im Vergleich zu B_x und B_z , kann Gl. (3.3) durch

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \approx B_y \quad (3.7)$$

linear genähert werden. Bei großen Amplituden I_A der sinusförmigen 50 Hz-Modulation in der Störspule verläuft also die Amplitude der dadurch hervorgerufenen Magnetfeldmodulation proportional zum Betrag des Magnetfelds. Nach Gl. (3.2) ist die Resonanzfrequenz ebenfalls proportional zum Betrag des Magnetfelds. Daher ist bei dieser Messung die Störamplitude $I_A \propto \nu_b$ und somit ein Maß für die Breite der Resonanz ν_b .

Abb. (3.5) zeigt die graphische Bestimmung der Resonanzbreite ohne Stabilisierung. Bei großen Amplituden ähnelt die Kurvenform dabei einem Rechteck, da die äußeren Bereiche stärker ausgeprägt sind. Die erhaltenen Werte sind in Tab. (3.3) zusammengefasst.

In Abb. (3.6) sind die Breiten der ermittelten Resonanzen ν_b über der Störamplitude I_A ohne Stabilisierung (blau) und mit Stabilisierung (rot) aufgetragen. Die auf Gl. (3.3)

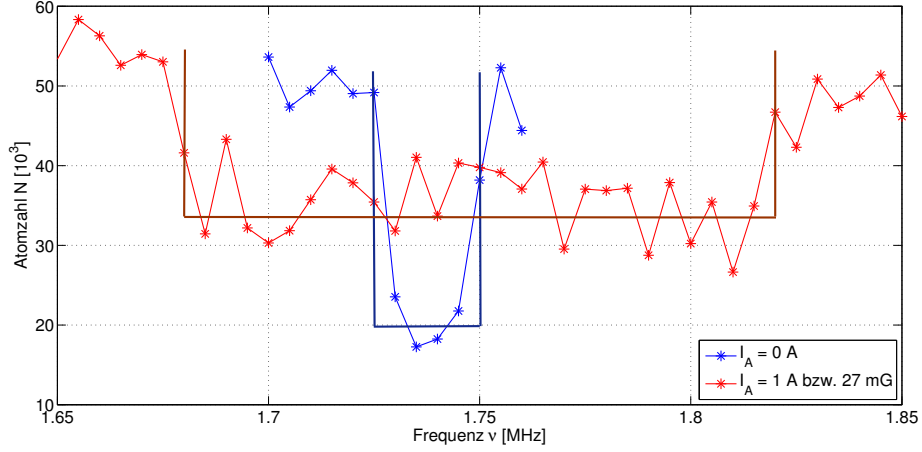


Abbildung 3.5: Radiofrequenz-Spektroskopie bei sinusförmiger Modulation der Stromstärke I_A in der Störspule. Im Vergleich zur Messung ohne Störung (blau) ist die Resonanz mit Störung (rot) deutlich verbreitert. Die erhaltene Linienform gleicht eher einem Rechteck. Zur Bestimmung der Breite werden deshalb die Flanken graphisch über den 10%-90%-Anstieg ermittelt. Diese sind schematisch eingezeichnet.

basierende Fit-Funktion ergibt sich aus

$$\nu_B \propto B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \quad \text{und} \quad B_y \propto I_A$$

zu

$$\nu_B = \sqrt{a^2 + b^2 I_A^2}. \quad (3.8)$$

Dabei gibt a den Offset durch die Linienbreite ohne Modulation und b die Steigung für große Amplituden an. Die ermittelten Parameter der Fits sind in Tabelle (3.4) aufgelistet. Die Spulenkalibrierung aus Tabelle (2.1) ist in grün eingezeichnet und stimmt für den Fall ohne Stabilisierung mit der durch den Fit ermittelten Steigung b überein. Dies rechtfertigt die aufgestellte Beziehung $I_A \propto \nu_b$ zwischen Störampplitude und Breite der Resonanz.

I_A [A]	B_A [mG]	Stabilisierung	Frequenz ν_0 [kHz]	Breite ν_b [kHz]	ν_b [mG]
0	0	-	-	25 ± 10	9 ± 4
0,25	6,7	-	-	45 ± 10	16 ± 4
0,5	13,4	-	-	70 ± 10	25 ± 4
0,75	20,0	-	-	110 ± 20	39 ± 7
1,0	26,7	-	-	145 ± 20	52 ± 7
1,5	40,1	-	-	230 ± 30	82 ± 11
0	0	✓	$1783 \pm 1,6$	$25,2 \pm 5,9$	$9,0 \pm 2,1$
1	26,7	✓	$1781 \pm 1,5$	$41,5 \pm 7,0$	$14,8 \pm 2,5$
2	53,4	✓	$1782 \pm 1,4$	$61,7 \pm 8,9$	$22,0 \pm 3,2$
3	80,1	✓	$1784 \pm 2,0$	$89,3 \pm 10,6$	$31,9 \pm 3,8$

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der ermittelten Resonanzfrequenzen ν_0 und Linienbreiten ν_b . Die Störschule wird mit der Amplitude I_A und einem Offset von $I = 5$ A bzw. 133,5 mG bei 50 Hz moduliert. Die Amplitude B_A der Magnetfeldmodulation wird anhand von Tab. (2.1) aus dem Amplitudenstrom I_A bestimmt. Mit Stabilisierung ergeben sich Breite ν_b und Resonanzfrequenz ν_0 aus dem Lorentz-Fit. Ohne Stabilisierung wird die Breite der Resonanz graphisch ermittelt.

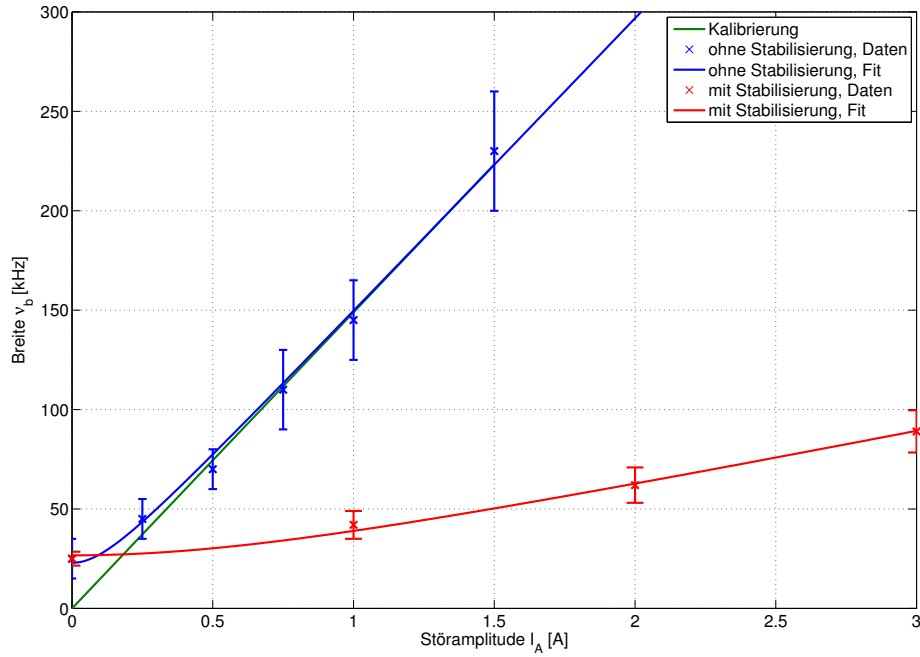


Abbildung 3.6: Resonanzbreite ν_b über der Störampplitude I_A ohne (blau) und mit (rot) Stabilisierung bei einer Frequenz von 50 Hz. Die Fits ergeben sich nach Gl. (3.8). Zur Bestätigung der Proportionalität $\nu_b \propto I_A$ für große I_A ist zum Vergleich die Spulenkalibrierung (grün) aus (2.1) eingezeichnet.

Durch diese Proportionalität lässt sich der Gain g der aktiven Magnetfeldkompensation

Kurve	Offset a [kHz]	Steigung b [$\frac{\text{kHz}}{\text{A}}$]
Kalibrierung	-	$2 \cdot 74,4 = 148,8$
ohne Stabilisierung	21	147,9
mit Stabilisierung	26	28,4

Tabelle 3.4: Zusammenfassung der durch den Fit $\nu_B = \sqrt{a^2 + b^2 I_A^2}$ ermittelten Parameter a und b . Die Spulenkalisierung aus Tabelle (2.1) dient als Vergleich und muss mit dem Faktor 2 multipliziert werden, da hier statt mit dem Peak-to-Peak-Wert mit der Amplitude gerechnet wird.

aus dem Verhältnis der Steigungen der beiden Fits bestimmen. Dieser beträgt

$$g = \frac{b_{\text{ohne Stab.}}}{b_{\text{mit Stab.}}} = \frac{147,9 \frac{\text{kHz}}{\text{A}}}{28,4 \frac{\text{kHz}}{\text{A}}} = 5,2 \quad (3.9)$$

und gibt damit das Vermögen des Sensors, an die Amplitude von magnetischen Störfeldern um diesen Faktor zu verkleinern. Entsprechend der Messung gilt dieser Wert nur bei Störfeldern von 50 Hz.

3.3 Zusammenfassung

Die hier vorgestellten Messungen zur Radiofrequenz-Spektroskopie zeigen die Fähigkeit des Magnetsensors, aktiv magnetische Störfelder zu kompensieren. Der Gain gibt den Faktor, um den die Amplitude einer sinusförmigen Störung verringert werden kann, an. Bei einer Frequenz von 50 Hz beträgt dieser $g = 5,2$. Da die Bandbreite der Kompensationsschaltung bei ca. 3,7 kHz liegt, sollte der Gain zumindest im Bereich unter 1 kHz konstant sein. Gerade dieser Frequenzbereich ist entscheidend, da in diesem die durch Netzspannung verursachten Schwankungen liegen.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Bachelor-Arbeit wurde eine aktive, dreidimensionale Magnetfeldstabilisierung entwickelt. Das Ziel der Entwicklung bestand darin, Magnetfelder am Ort der Atome auf $100\text{ }\mu\text{G}$ genau in alle Richtungen zu stabilisieren.

Zur Ansteuerung des kommerziellen, auf dem AMR-Effekt basierenden Magnetsensors dient das **Treiber**-Modul. Hier beträgt die Ausgangsspannung $28,4\text{ }\frac{\text{mG}}{\text{V}}$ bei einer Auflösung von $71\text{ }\mu\text{G}$. Zur aktiven Kompensation zeitabhängiger Magnetfelder sind weitere elektronische Komponenten entstanden. Die **Mixer** ermöglichen die Drehung zwischen den verschiedenen Bezugssystemen von Eingangssignal, Sensor und Spulenkäfig. Ein **PI-Regler** kompensiert das gemessene Magnetfeld durch Modulation der Spannung an den Netzteilen der Käfigspulen. Mit dem **Adapter** lässt sich die Kompensationsschaltung mit wenig Aufwand in ein vorhandenes Experiment integrieren.

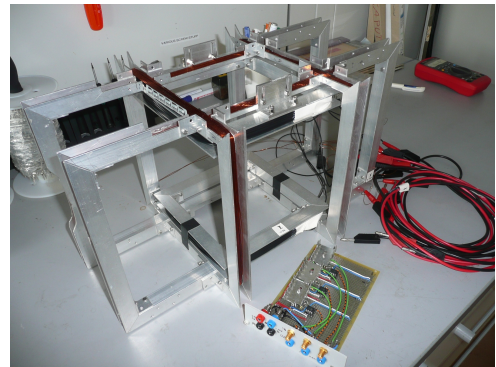
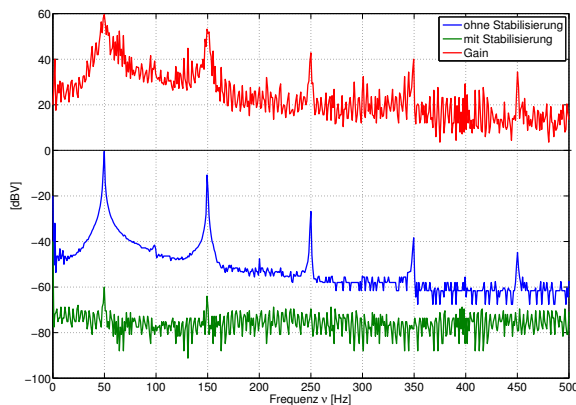


Abbildung 4.1: Fourier-Spektrum des Magnetfelds im Testaufbau ohne (blau) und mit (grün) aktiver Magnetfeldstabilisierung. Anders als im Experiment werden hier die Sensoren in der Mitte des Käfigs angebracht. Als Störquelle wird eine Lötstation in Sensornähe verwendet, die die typischen Harmonischen der Netzspannung von 50 Hz erzeugt. Der Gain (rot) ergibt sich aus der Differenz der beiden Kurven und beträgt $g \approx 60\text{ dB} = 1000$ bei 50 Hz (l.). Der im Testaufbau verwendete Spulenkäfig mitsamt der selbst gebauten Spannungsversorgung (r.).

Zum Test der Funktionsfähigkeit dieses Aufbaus dienen die vorgestellten Radiofrequenz-

Messungen. Diese zeigen, dass konstante Störfelder auf wenige Kilohertz genau stabilisiert werden können. Dies entspricht einer Genauigkeit des Magnetfelds von ca. 1 mG. Bei oszillierenden Störfeldern mit einer Frequenz von 50 Hz beträgt der Gain $g = 5,2$. Dieser gibt den Faktor an, um den die Amplitude der Oszillation durch die Kompensationsschaltung reduziert werden kann. Wie erwähnt sollte sich der Gain im interessanten Frequenzbereich bis 1 kHz konstant verhalten.

Um Magnetfelder auf unter 1 mG genau stabilisieren zu können, sind weitere Verbesserungen an der Elektronik nötig. Bei den gezeigten Messungen mit aktiver Kompensation beträgt das Rauschlevel des Sensors mit dem Regelkreis ca. 30 mV bzw. 850 μG . Dies liegt vor allem an der Set/Reset-Pulsfolge, die einen maßgeblichen Einfluss auf die Genauigkeit und das Rauschen des Sensorsignals hat. Mit anderen Einstellungen von Pulsdauer und -Abstand lässt sich die Auflösung auf 71 μG reduzieren. Außerdem ist die Verwendung der Konstantstromquellen zur aktiven, schnellen Modulation der Spulen nicht ideal. Zur Stabilisierung des Stroms besitzen diese einen eingebauten langsamen Regler, der den Gain des **PI-Reglers** begrenzt. Dies könnte durch die Verwendung anderer Spannungsquellen, beispielsweise auf hohe Ströme ausgelegten Operationsverstärker, verbessert werden. Diese wurden bereits bei dem in Abb. (4.1) gezeigten Testaufbau verwendet, wobei in dieser idealisierten Testumgebung ein Gain von $g \approx 1000$ bei 50 Hz erreicht wurde. Dies zeigt, dass das Potential des hier realisierten Aufbaus noch nicht ausgeschöpft ist.

Mit diesen Verbesserungen und der dadurch möglichen Kontrolle transversaler Magnetfelder sollte es im CrII-Experiment möglich sein, das Potential der in [6] demonstrierten Demagnetisierungskühlung auszureizen.

Literatur

- [1] A. Aghajani-Talesh u. a. „A proposal for continuous loading of an optical dipole trap with magnetically guided ultra-cold atoms“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 42.24 (2009), S. 245302. DOI: [10.1088/0953-4075/42/24/245302](https://doi.org/10.1088/0953-4075/42/24/245302).
- [2] H Blanchard u. a. „Highly sensitive Hall sensor in CMOS technology“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 82.1–3 (2000), S. 144 –148. DOI: [10.1016/S0924-4247\(99\)00329-5](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(99)00329-5).
- [3] P. Brown u. a. „Magnetoresistive magnetometer for space science applications“. In: *Measurement Science and Technology* 23.2 (2012), S. 025902. DOI: [10.1088/0957-0233/23/2/025902](https://doi.org/10.1088/0957-0233/23/2/025902).
- [4] M. J. Caruso u. a. *A New Perspective on Magnetic Field Sensing*. Mai 1998. URL: http://www51.honeywell.com/aero/common/documents/myaerospacecatalog-documents/Defense_Brochures-documents/Magnetic__Literature_Technical_Article-documents/A_New_Perspective_on_Magnetic_Field_Sensing.pdf.
- [5] M. Falkenau u. a. „Continuous Loading of a Conservative Potential Trap from an Atomic Beam“. In: *Phys. Rev. Lett.* 106 (16 2011), S. 163002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.106.163002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.163002).
- [6] M. Fattori u. a. „Demagnetization cooling of a gas“. In: *Nature Physics* 2 (11 2006), S. 765–768. DOI: [10.1038/nphys443](https://doi.org/10.1038/nphys443).
- [7] C. J. Foot. *Atomic Physics*. Oxford Master Series in Physics. OUP Oxford, 2004. ISBN: 9780198506966.
- [8] H. Gorniaczyk. „A Crossed Optical Dipole Trap“. Diplomarbeit. Universität Stuttgart, 2011.
- [9] S. Götz. „Demagnetization cooling in an ultracold chromium gas“. Diplomarbeit. Universität Stuttgart, 2006.
- [10] S. Hensler u. a. „Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms“. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 77 (8 2003), S. 765–772. DOI: [10.1007/s00340-003-1334-0](https://doi.org/10.1007/s00340-003-1334-0).
- [11] Honeywell. *1- and 2-Axis Magnetic Sensors HMC1001/1002/1021/1022 Datasheet*. Aug. 2008. URL: http://www51.honeywell.com/aero/common/documents/myaerospacecatalog-documents/Missiles-Munitions/HMC_1001-1002-1021-1022_Data_Sheet.pdf.

- [12] M. H. Kang u. a. „Experimental study of a vehicle detector with an AMR sensor“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 118.2 (2005), S. 278–284. DOI: [10.1016/j.sna.2004.09.002](https://doi.org/10.1016/j.sna.2004.09.002).
- [13] P. A. Lane u. a. „Growth of Iron, Nickel, and Permalloy Thin Films by MOCVD for Use in Magnetoresistive Sensors“. In: *Chemical Vapor Deposition* 3.2 (1997), S. 97–101. ISSN: 1521-3862. DOI: [10.1002/cvde.19970030208](https://doi.org/10.1002/cvde.19970030208).
- [14] T. McGuire und R. Potter. „Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys“. In: *Magnetics, IEEE Transactions on* 11.4 (1975), S. 1018–1038. DOI: [10.1109/TMAG.1975.1058782](https://doi.org/10.1109/TMAG.1975.1058782).
- [15] P. J. Mohr, B. N. Taylor und D. B. Newell. „CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2006“. In: *Rev. Mod. Phys.* 80 (2 2008), S. 633–730. DOI: [10.1103/RevModPhys.80.633](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.80.633).
- [16] D. E. Pritchard. „Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy“. In: *Phys. Rev. Lett.* 51 (15 1983), S. 1336–1339. DOI: [10.1103/PhysRevLett.51.1336](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.1336).
- [17] E. L. Raab u. a. „Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure“. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (23 1987), S. 2631–2634. DOI: [10.1103/PhysRevLett.59.2631](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2631).
- [18] J. Rühlig. „Continuous loading of an optical dipole trap using ultra cold chromium atoms“. Diplomarbeit. Universität Stuttgart, 2011.
- [19] A. Smith u. a. „Three-axis measurement and cancellation of background magnetic fields to less than 50 μG in a cold atom experiment“. In: *Journal of Physics B* 44 (2011), S. 205002. DOI: [10.1088/0953-4075/44/20/205002](https://doi.org/10.1088/0953-4075/44/20/205002).
- [20] T. Zibold. „Active Magnetic Shielding and Optical Magnetometry“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2007.
- [21] J. E. Zimmerman. „SQUID instruments and shielding for low level magnetic measurements“. In: *JAP* 48 (2 1977), S. 702–710. DOI: [10.1063/1.323659](https://doi.org/10.1063/1.323659).

Danksagung

Zuletzt möchte ich den Leuten danken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben.

- Prof. Pfau für die Aufnahme am Institut und das Wecken meines Interesses für die Atomphysik.
- Axel Griesmaier für die Betreuung dieser Arbeit und die interessanten Einblicke in die Welt der Elektronik.
- Dem ChromII-Team bestehend aus Valentin Volchkov, Jahn Rührig und Mesut Ceylan, die mir - auch bei dummen Fragen - mit Rat und Tat zur Seite standen.
- Und natürlich den restlichen Mitgliedern des 5. Physikalischen Instituts.