

Optimierung eines Dunkelresonanz-Magnetometers

Markus Stähler

Inhaltsverzeichnis

1	Physikalische Grundlagen	6
1.1	Kohärente Dunkelzustände	6
1.1.1	Theoretische Beschreibung	8
1.1.2	Kohärente Dunkelzustände in Cäsiumatomen	9
1.1.3	Linienverbreiterungen	11
1.1.4	Wirkung von Puffergas	13
1.1.5	Zeeman-Aufspaltung der Dunkelresonanzen	13
1.2	Magnetometrie mit Dunkelresonanzen	15
1.3	Verrauschte Meßgrößen	16
1.4	Abschirmung statischer Störmagnetfelder	17
1.4.1	Zylindersymmetrische Abschirmung	19
1.4.2	Entmagnetisierung ferromagnetischer Materialien	21
2	Experimenteller Aufbau	26
2.1	Aufbau des Lasersystems	26
3	Stabilisierung des Haltefeldes	32
3.1	Bisherige Technik und die Probleme in der Anwendung	33
3.2	Neue Stabilisierung	33
4	Die magnetische Abschirmung	40
4.1	Kompensation des Erdmagnetfeldes	40
4.2	Entmagnetisierung der Abschirmung	42

4.2.1	Erzeugung des Entmagnetisierungsfeldes	43
4.2.2	Voraussetzungen für eine Entmagnetisierung	43
4.2.3	Durchführung	44
4.3	Abschätzung der Magnetisierung	45
4.4	Messung des Schirmfaktors	48
5	Empfindliche Magnetometrie	51
6	Zusammenfassung und Ausblick	57

Einleitung

Die hochauflösende Spektroskopie ermöglicht die Messung physikalischer Größen über deren Wirkung auf Atomzustände. So kann man z.B. durch eine Veränderung des Fluoreszenzsignals im Spektrum auf eine Veränderung in der Umgebung der spektroskopierten Atome schließen. Entspricht die Frequenz eines Lichtfeldes, das auf ein Atom einwirkt, der Energiedifferenz zweier Zustände, spricht man von Resonanz, bzw. genauer von einer Hellresonanz, wenn die Intensität der Fluoreszenz maximal ist. Anders verhält es sich mit (kohärenten) Dunkelresonanzen. Sie treten z.B. in einem Drei-Niveau-System auf, wenn zwei untere Zustände über zwei kohärente Lichtfelder gemeinsam an einen oberen Zustand gekoppelt werden. Die atomare Besetzung wird dann optisch in eine kohärente Überlagerung der Grundzustände gepumpt. In dieser Überlagerung kann ein Atom nicht mehr mit den Lichtfeldern wechselwirken. Da es keine Photonen mehr aus den beiden Lichtfeldern absorbiert, kann es nicht mehr in den angeregten Zustand gelangen und Fluoreszenzphotonen aussenden. In dem Fall, daß ein Atom durch einen spontanen Übergang aus einem höheren Niveau in diesen Dunkelzustand gelangt, bleibt es darin gefangen. Sind die beteiligten Grundzustände stabil, dann ist die Lebensdauer des Dunkelzustandes sehr groß, und die daraus resultierende kleine Linienbreite ist für spektroskopische Anwendungen interessant.

Ein gut geeignetes System zur Präzisionsspektroskopie an Dunkelresonanzen bildet die Laserspektroskopie an Cäsium, wo die beiden Hyperfeinzustände mit einem Frequenzabstand von 9,2 GHz die beiden unteren Niveaus des Drei-Niveau-Systems darstellen. Die Lichtfelder lassen sich günstig mit vertikalemittierenden Diodenlasern (engl. kurz: VCSEL) erzeugen [AFF99]. Dieser Lasertyp besitzt im Vergleich zu den üblichen Kantenemittern sehr große Modulationsbandbreiten von über 10 GHz, so daß die beiden benötigten kohärenten Lichtfelder durch eine einfache Injektionsstrommodulation erzeugt werden können. Zwischen den Hyperfeinzuständen sind lediglich magnetische Dipolübergänge möglich, so daß der damit verbundene Dunkelzustand extrem langlebig ist und die resultierende Linienbreite um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die der optischen Übergänge [BRA97].

Die mit den Vertikaldiodenlasern aufgenommenen Dunkelresonanzen haben im Experiment Linienbreiten von ca. 100 Hz und eignen sich daher, um schon geringe Veränderungen in der Lage der atomaren Resonanz nachweisen zu können. Dies ermöglicht u.a. die Messung kleinster Änderungen in der magnetischen Flußdichte über die von ihnen verursachte Änderung in der Zeeman-Verschiebung der Dunkelresonanz. In theoretischen Arbeiten

([SCU92, FLE94]) wird für ein Dunkelresonanz-Magnetometer, das die Dispersion einer Dunkelresonanz mißt, eine Nachweisgrenze von 0,1 fT in einer Sekunde Mittelungszeit vorhergesagt. Eine solche Nachweisgrenze, die sogar noch kleiner als die mit SQUID-Sensoren erreichbare Grenze wäre, konnte experimentell bis heute nicht bestätigt werden.

Bisher konnten für Dunkelresonanz-Magnetometer Nachweisgrenzen von 500 fT für Wechselfelder und 20 pT für Gleichfelder bei 1 s Mittelungszeit nachgewiesen werden [NAG98, KEMP99]. Die Nachweisgrenze für magnetische Gleichfelder für unterschiedliche Mittelungszeiten wurde allerdings bisher aus den Dunkelresonanz-Spektren extrapoliert. Diese extrapolierten Werte konnten jedoch experimentell bei Anlegen kleiner Magnetfeldsprünge bei weitem nicht erreicht werden, da starke magnetische Rauschanteile eine direkte Messung der geringen Nachweisgrenze unmöglich machten.

Der Kern dieser Arbeit bestand nun darin, diese magnetischen Rauschanteile zu reduzieren und somit die Übereinstimmung zwischen den experimentell gemessenen Werten für die Nachweisgrenze und den extrapolierten Werten zu erreichen. Dazu wurde das Stabilitäts- und Rauschverhalten der unterschiedlichen benutzten elektronischen Geräte charakterisiert und gezielt für den angestrebten Magnetfeldnachweis optimiert. Um den Einfluß von Störmagnetfeldern zu reduzieren wurde weiterhin untersucht, wie sich der Schirmfaktor der verwendeten Magnetfeldabschirmung durch einen sogenannten Entmagnetisierungsprozeß erhöhen läßt.

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen

1.1 Kohärente Dunkelzustände

Kohärente Dunkelzustände entstehen, wenn zwei kohärente Lichtfelder in einem Medium zwei unterschiedliche Zustände an einen gemeinsamen dritten koppeln. Eine Möglichkeit, diese drei Zustände im Energiediagramm anzuordnen, führt zum sogenannten Λ -System (siehe Abbildung 1.1)

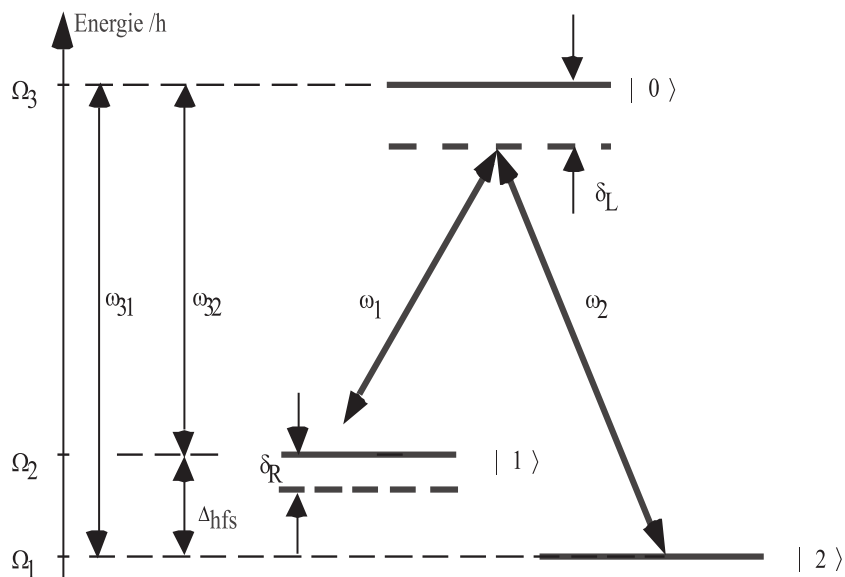


Abbildung 1.1: Termschema des Λ -Systems.

Ist das Lichtfeld E_1 , mit der Frequenz ω_1 , mit dem Übergang $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ resonant, dann wird die Besetzung des Mediums über $|0\rangle$ optisch nach $|2\rangle$ gepumpt. Sind keine weiteren

Felder vorhanden, dann sammelt sich die Besetzung des Mediums in diesem Zustand an, und die Absorption nimmt ab. Erst wenn ein zweites Lichtfeld E_2 , mit der Frequenz ω_2 , mit dem Übergang $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ resonant wird, dann pumpt es die Besetzung aus Zustand $|2\rangle$ teilweise wieder nach $|1\rangle$ zurück, und die Absorption nimmt wieder zu. Stimmt man die Frequenz ω_2 in der Nähe der Resonanz $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ durch, dann steigt zunächst die Absorption an. Genau dann aber, wenn die beiden Lichtfelder mit den Übergängen exakt resonant sind, d.h. wenn

$$\omega_1 = \frac{(E_0 - E_1)}{\hbar} \quad \text{und} \quad \omega_2 = \frac{(E_0 - E_2)}{\hbar} \quad (1.1)$$

gilt, ist ein starker Rückgang der Absorption zu sehen (siehe Abbildung 1.2). Dieses Phänomen wird, bei der Betrachtung der Absorption, als elektromagnetisch induzierte Transparenz, oder, bei der Betrachtung der Fluoreszenz, als Dunkelresonanz bezeichnet.

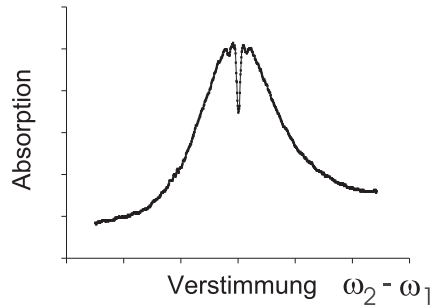


Abbildung 1.2: Absorption in Abhängigkeit der Verstimmung $\omega_2 - \omega_1$ (nach [SCH95]; die Nebenresonanzen sind durch Seitenbänder verursacht, die als Frequenzmarken dienen).

Physikalisch ist dieser Effekt dadurch zu erklären, daß spontane Übergänge aus dem Zustand $|0\rangle$ in einen Überlagerungszustand aus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ erfolgen. Für diesen, als kohärenter Dunkelzustand bezeichneten, Überlagerungszustand verschwindet die Übergangsamplitude zum Zustand $|0\rangle$. Die Besetzung des Mediums wird also im Dunkelzustand gefangen, daher wird dieser Prozeß auch als **Coherent Population Trapping (CPT)** bezeichnet. Sind die beiden Zustände $|2\rangle$ und $|1\rangle$ stabil, so hat auch der Dunkelzustand eine große Lebensdauer. Die hiermit verbundene geringe Linienbreite kohärenter Dunkelzustände ist für spektroskopische Anwendungen sehr interessant, da sie eine hochpräzise Bestimmung der Resonanzfrequenz ermöglicht.

1.1.1 Theoretische Beschreibung

Im quantenmechanischen Modell wird der zugehörige Hamilton-Operator zunächst in der Basis des ungestörten Λ -Systems betrachtet:

$$H_0 = \sum_{i=0}^2 \hbar\Omega_i |i\rangle \langle i| , \quad (1.2)$$

wobei $\hbar\Omega_i$ die Energieeigenwerte des i -ten Zustandes sind. Die eingestrahlenen Lichtfelder werden über

$$\mathbf{E} = \epsilon_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + \epsilon_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (1.3)$$

beschrieben. Der Hamilton-Operator für die Wechselwirkung zwischen den Zuständen im ruhenden Drei-Niveau-System und den Lichtfeldern lautet dann in Dipol- und Drehwellennäherung:

$$H_{\text{WW}} = \frac{\hbar g_1}{2} e^{-i(\omega_1 t + \varphi_1)} |0\rangle \langle 1| + \frac{\hbar g_2}{2} e^{-i(\omega_2 t + \varphi_2)} |0\rangle \langle 2| + c.c. . \quad (1.4)$$

Die Rabi-Frequenzen g_1 und g_2 sind wie folgt definiert:

$$g_i = -\frac{\mathbf{d}_{0i} \cdot \mathbf{E}_i}{\hbar} \quad i \in 1, 2 , \quad (1.5)$$

wobei \mathbf{d}_{0i} das zugehörige Dipolmatrixelement ist. Geht man von der Basis ($|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$) in die Basis mit symmetrisierten (C) und antisymmetrisierten (NC) Grundzuständen über, dann erhält man

$$\begin{aligned} |C\rangle &= \frac{1}{g_{\text{eff}}} (g_1^* e^{+i\varphi_1} |1\rangle + g_2^* e^{+i\varphi_2} |2\rangle) \\ |NC\rangle &= \frac{1}{g_{\text{eff}}} (g_2 e^{-i\varphi_2} |1\rangle - g_1 e^{-i\varphi_1} |2\rangle) \\ \text{mit } g_{\text{eff}} &= \sqrt{|g_1|^2 + |g_2|^2} . \end{aligned} \quad (1.6)$$

Die neue Basis ist also ($|0\rangle, |C\rangle, |NC\rangle$). Es wird sich zeigen, daß der symmetrische Zustand über das Feld an den Zustand $|0\rangle$ koppelt (**C**oupling) und dies für den antisymmetrischen Zustand unter bestimmten Bedingungen nicht gilt (**N**on**C**oupling).

Die Zeitabhängigkeit der Zustände im Schrödinger-Bild lautet:

$$\begin{aligned} |C\rangle &= \frac{1}{g_{\text{eff}}} e^{-i(\Omega_1 t - \varphi_1)} (g_1^* |1\rangle + e^{-i(\Delta_{\text{hfs}} t - \Delta\varphi)} g_2^* |2\rangle) \\ |NC\rangle &= \frac{1}{g_{\text{eff}}} e^{-i(\Omega_1 t + \varphi_2)} (g_2 |1\rangle - e^{-i(\Delta_{\text{hfs}} t - \Delta\varphi)} g_1 |2\rangle) . \end{aligned} \quad (1.7)$$

Hier sind $\Delta_{\text{hfs}} = \Omega_2 - \Omega_1$ und $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$. Betrachtet man nun die folgenden Übergangsmatrixelemente

$$\begin{aligned}\langle 0|H_{\text{WW}}|C\rangle &= \frac{\hbar g_{\text{eff}}}{2} e^{-i(\Omega_1 + \omega_1)t + \varphi_1 + \varphi_2} \left(1 + e^{i\delta_R t}\right) \\ \langle 0|H_{\text{WW}}|NC\rangle &= \frac{\hbar g_{1g_2}}{2g_{\text{eff}}} e^{-i(\Omega_1 + \omega_1)t + \varphi_1 + \varphi_2} \left(1 - e^{i\delta_R t}\right),\end{aligned}\tag{1.8}$$

dann sieht man, wie die Kopplung des Zustandes $|NC\rangle$ über H_{WW} an $|0\rangle$ unter den Raman-Bedingungen

$$\delta_R = \omega_1 - \omega_2 + \Delta_{\text{hfs}} = 0 \quad \text{und} \quad \Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 0\tag{1.9}$$

verschwindet:

$$\begin{aligned}\langle 0|H_{\text{WW}}|C\rangle &= \hbar g_{\text{eff}} e^{-i(\Omega_1 + \omega_1)t + \varphi_1 + \varphi_2} \\ \langle 0|H_{\text{WW}}|NC\rangle &= 0.\end{aligned}\tag{1.10}$$

Dies bedeutet, daß Atome, die aus dem Zustand $|0\rangle$ spontan in den Zustand $|NC\rangle$ zerfallen, in diesem gefangenbleiben, während Atome im Zustand $|C\rangle$ durch die Lichtfelder wieder nach $|0\rangle$ angeregt werden können. Die atomare Besetzung wird also in den Dunkelzustand gepumpt.

In diesem Modell sind die wesentlichen Aspekte des CPT leicht zu erkennen. Eine genauere Beschreibung, die auch Zerfälle von $|C\rangle$ und $|NC\rangle$ sowie Dephasierungsprozesse berücksichtigt, erhält man aus dem Dichtematrix-Formalismus [ARI96]. Das hier beschriebene Modell zeigt aber deutlich die Bedeutung der Raman-Bedingungen (Gleichung (1.9)). Wenn die Raman-Verstimmung δ_R verschwindet, die Phasenbeziehung der Lichtfelder aber nicht konstant ist, dann verändern sich die Entwicklungskoeffizienten in Formel (1.6), und damit verändert sich $|NC\rangle$. Formel (1.8) zeigt, daß in diesem Fall wieder Übergänge nach $|0\rangle$ durch den Wechselwirkungsoperator H_{WW} induziert werden können. Will man langlebige Dunkelresonanzen präparieren, dann muß neben der Frequenzdifferenz der Lichtfelder also auch die Phasendifferenz stabil gehalten werden.

1.1.2 Kohärente Dunkelzustände in Cäsiumatomen

In den Experimenten zu dieser Arbeit erfolgte die Spektroskopie auf der D_2 -Linie von thermischem Cäsiumdampf. Das Valenzelektron eines Cäsiumatoms im Grundzustand befindet sich im $6S_{1/2}$ Niveau, das durch die Hyperfeinwechselwirkung in die Zustände $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ und $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$ aufspaltet. Die Energiedifferenz dieser Zustände beträgt $\hbar\Delta_{\text{hfs}} = h \cdot 9,192.631.770$ GHz (vgl. Abbildung 1.3). Über welche der nächsthöheren Energieniveaus der $6P_{3/2}$ Hyperfeinzustände eine gleichzeitige Kopplung an die unteren Zustände möglich ist, ergibt sich aus den Auswahlregeln für elektrische Dipolübergänge. Mit $\Delta F = 0, \pm 1$ können die beiden $6S_{1/2}$ Zustände sowohl gemeinsam an den $F_e = 3$ als auch an den $F_e = 4$ Zustand koppeln. Im Cäsium sind also zwei Λ -Systeme möglich, deren angeregte Zustände nur durch eine Energiedifferenz von $\Delta E = h \cdot 201,5$ MHz getrennt

sind. Die Doppler-Verbreiterung im Cäsiumdampf beträgt bei Zimmertemperatur etwa 370 MHz. Strahlt man also die beiden Lichtfelder in einen thermischen Cäsiumdampf ein, dann gibt es zwei Geschwindigkeitsklassen $v_{F_e=3}$ und $v_{F_e=4}$, deren Atome, über unterschiedliche $6P_{3/2}$ Zustände gekoppelt, optisch in die Dunkelzustände gepumpt werden. Hierbei hängt es von der optischen Verstimmung δ_L der Lichtfelder vom angeregten Zustand ab, welche der beiden Dunkelresonanzen stärker gepumpt wird.

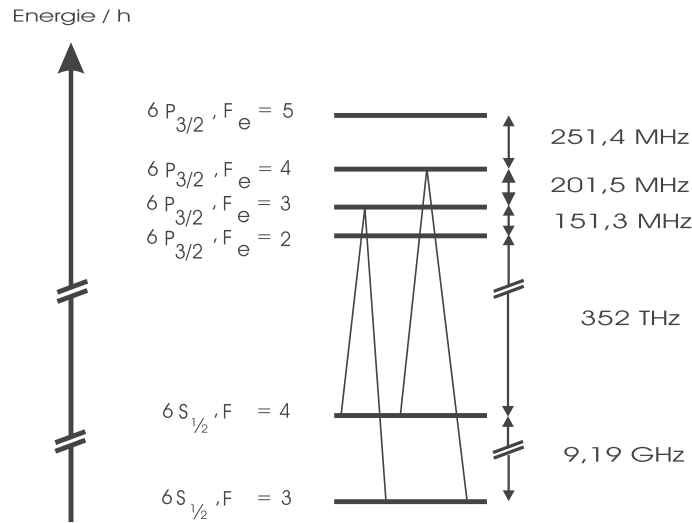


Abbildung 1.3: Hyperfeinstrukturaufspaltung im Cäsium. Angedeutet sind die beiden möglichen Λ -Systeme.

Neben den Dipolübergängen, die an der Ausbildung von Dunkelresonanzen beteiligt sind, sind auch Ein-Photonen-Übergänge aus dem Zustand $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$ in den Zustand $|6P_{3/2}, F = 5\rangle$ und Übergänge von $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ nach $|6S_{3/2}, F = 2\rangle$ möglich. Anregungen dieser Art können Atome aus dem Dunkelzustand herauspumpen und so seine Lebensdauer verringern [NAG00]. Solche Verluste ließen sich theoretisch auf der D_1 -Linie von Cäsium verhindern, da im $6P_{1/2}$ -Niveau nur die Zustände $F_e = 3$ und $F_e = 4$ vorkommen. Geeignete Laserdioden mit der benötigten Wellenlänge von 894 nm stehen aber zur Zeit leider nicht zur Verfügung, so daß in dieser Arbeit mit der D_2 -Linie des Cäsiums gearbeitet wurde.

Für die D_2 -Linie werden Laserdioden mit einer Wellenlänge von 852 nm benötigt. Spektroskopische Untersuchungen an Cäsium sind mit solchen Diodenlasern sehr leicht möglich. Der Dampfdruck von Cäsium, der bei Zimmertemperatur einen Wert von $1,6 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht, ist groß genug, um schon bei kleinen Laserintensitäten ($I < 1$ mW) und kleinen Wechselwirkungsbereichen ($V = 1\text{cm}^3$) deutliche Kontraste in der Transmission zu erzielen.

1.1.3 Linienverbreiterungen

Im Cäsiumatom entsteht der Dunkelzustand aus einer Überlagerung der beiden $6S_{1/2}$ Hyperfeinzustände. Da die Auswahlregeln vom Zustand $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$ nur einen magnetischen Dipolübergang in den Zustand $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ erlauben, ist der Dunkelzustand sehr stabil; die Lebensdauer beträgt etwa 10^4 Jahre. Bei einer solchen Stabilität eines Zustandes erwartet man unter Vernachlässigung aller anderer physikalischen Effekte Linienbreiten in der Größenordnung 10^{-11} Hz. Im Experiment erzeugen jedoch folgende Effekte weitaus größere Linienbreiten.

- **Stoßverbreiterung**

Der Wechselwirkungsquerschnitt für Cs-Cs-Stöße ist mit $\sigma = 2,18(12) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ [BEV71] relativ groß. Bei solchen Stößen kommt es zu Spin-Spin-Wechselwirkungen der Cs-Atome. Befindet sich eines der Cs-Atome im Dunkelzustand, dann zerstört ein solcher Stoß die Grundzustandskohärenz. Ist n die Teilchenzahldichte und \bar{v} die mittlere relative Fluggeschwindigkeit der Atome, dann erhält man bei Zimmertemperatur eine Stoßverbreiterung von:

$$\frac{\Gamma_{\text{Stoß}}}{2\pi} = n \cdot \bar{v} \cdot \sigma = 3,7 \text{ Hz} . \quad (1.11)$$

- **Doppler-Verbreiterung**

Die thermische Bewegung der Atome führt zu einer Doppler-Verbreiterung der Resonanzen. Da die Raman-Bedingungen nur die Differenz zweier Frequenzen enthält, ist die Doppler-Verbreiterung von Dunkelresonanzen auch nur zur Frequenzdifferenz proportional. Es gilt:

$$\Gamma_{\text{Doppler}} = \frac{\Delta\omega}{2\pi c} \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot \ln(2) \cdot kT}{m_{\text{Cs}}}} \approx 9,9 \text{ kHz} . \quad (1.12)$$

Die Doppler-Breite ist also deutlich größer als die Stoßverbreiterung. Die typischen Breiten der Dunkelresonanzen liegen im Experiment bei 100 Hz. Die Ursache für diese geringe Linienbreite ist der Dicke-Effekt. Dieser Effekt tritt auf, wenn die Lebensdauer des betrachteten Atomzustandes größer ist als die Zeit zwischen zwei Stößen und die Wellenlänge des entsprechenden Überganges größer als die mittlere freie Weglänge ist. Die mittlere Geschwindigkeit der Atome, die für die Doppler-Verbreiterung relevant ist, ist dann kleiner als die thermische Geschwindigkeit $\sqrt{kT/m_{\text{Cs}}}$. Die Doppler-Verbreiterung wird daher kleiner. Verwendet man in den Dampfzellen Puffergas (siehe Abschnitt 1.1.4), dann erhält man für die Stoßzeit einen Wert von 10^{-8} Sekunden und für die mittlere freie Weglänge, bei 50 mbar Puffergasdruck, einen Wert von ca. $2 \mu\text{m}$. Die mit 100 Hz Linienbreite verbundene Lebensdauer ist deutlich größer als 10^{-8} Sekunden. Ebenso ist die mit der Dunkelresonanz verbundene Wellenlänge von 3,2 cm wesentlich größer als $2 \mu\text{m}$. Der Dicke-Effekt verringert die Doppler-Verbreiterung so stark, daß sie an dieser Stelle vernachlässigt werden kann.

- **Sättigungsverbreiterung**

Der Zusammenhang zwischen der Linienbreite der Dunkelresonanz und der einstrahlten Intensität ist im hier betrachteten Parameterbereich linear. Die Messungen liefern folgendes Ergebnis:

$$\Gamma_{\text{Sätt}} = \Gamma_0 + \alpha \cdot I = \Gamma_0 \left(1 + \frac{I}{I_2} \right). \quad (1.13)$$

Der Wert α liegt bei ungefähr $10 \text{ kHz} \cdot \text{cm}^2/\text{mW}$. In dieser Arbeit betrug der Parameter I_2 bei einem Puffergasdruck von 50 mbar (siehe Abschnitt 1.1.4) $I_2 = 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Die benutzten Intensitäten I lagen im Bereich von 1-30 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$, so daß die Dunkelresonanzen üblicherweise zwischen 100 und 300 Hz breit waren.

- **Intensitätsschwankungen der Lichtfelder**

Durch Intensitätsschwankungen der Lichtfelder verändern sich die Rabi-Frequenzen. Nach Formel (1.6) führt dies zu Zustandsänderungen der Atome. Variationen in den Feldstärken bewirken, daß die gefangene Population zeitweise wieder angeregt werden kann. Dies führt zur Abnahme der Lebensdauer einer Dunkelresonanz und somit zu einer breiteren Resonanzlinie.

- **Änderungen der Phasenlage der Lichtfelder**

Ähnlich wie Intensitätsschwankungen führen Änderungen in der Phase zwischen den Lichtfeldern über Formel 1.6 zu einer Linienverbreiterung. Ausgehend von Bandbreiten Δ_{L1} und Δ_{L2} erhalten Dalton et al. [DAL82] folgende modifizierte Relaxationsrate $\bar{\Gamma}_{12}$ der Grundzustandskohärenz:

$$\bar{\Gamma}_{12} = \Gamma_{12} + \Delta_{L1} + \Delta_{L2} - 2\Delta_{L1,L2}. \quad (1.14)$$

$\Delta_{L1,L2}$ ist die kreuzkorrelierte Bandbreite der beiden Lichtfelder. In Rahmen dieser Diplomarbeit werden die beiden Lichtfelder durch die Strommodulation eines Lasers erzeugt. Für den Fall, daß die beiden Quellen die gleiche Bandbreite haben, stimmt die kreuzkorrelierte Bandbreite mit der der Lichtfelder überein, d.h. es gilt: $\Delta_{L1,L2} = \Delta_{L1} = \Delta_{L2}$. Diese Bedingung wird im vorliegenden Experiment gut erfüllt, wenn beide Lichtfelder durch eine Modulationstechnik aus einem Diodenlaser (vgl. Kapitel 2.1) erzeugt werden. Eine Zunahme in der Linienbreite ist hier daher nicht zu erwarten.

- **Durchflugsverbreiterung**

Die mittlere freie Weglänge der Atome im Cäsiumdampf ist deutlich größer als der Laserstrahldurchmesser von wenigen Millimetern. Fliegen die Atome senkrecht zum Strahl mit einer Geschwindigkeit von $v_{\perp} = \sqrt{2 \cdot k \cdot T / m_{C_s}} \approx 190 \text{ m/s}$, dann wechselwirken sie nur kurze Zeit (ca. 10 μs) mit dem Lichtfeld. Ist das Strahlprofil Gaußförmig, dann verbreitert sich die Linie bei einem Laserstrahldurchmesser von $d = 2 \text{ mm}$, nach [THO80] um

$$\Delta\nu_{\text{Flug}} \simeq \frac{2^{1/2} \cdot \ln 2 \cdot v_{\perp}}{\pi \cdot d} \simeq 30 \text{ kHz}. \quad (1.15)$$

Die stärkste Verbreiterung ist demnach auf die Durchflugsverbreiterung zurückzuführen, d.h. auf die große mittlere freie Weglänge der Atome. Diese kann aber durch die Zugabe von Puffergas verringert werden.

1.1.4 Wirkung von Puffergas

Stört man die freie Bewegung der Atome, zum Beispiel durch Stöße, dann verringert sich die mittlere freie Weglänge. Man muß allerdings darauf achten, daß diese Stöße keine zu großen Spin-Spin-Wechselwirkungen hervorrufen und damit die Dunkelzustände abbauen. Dies bedeutet, daß die Stoßpartner sehr kleine Stoßquerschnitte für Spin-ändernde Stöße und große gaskinetische Streuquerschnitte haben müssen. Die Edelgase erfüllen diese Voraussetzungen: die Cs-Atome können einige 10^7 Stöße mit Edelgasatomen durchführen, bevor die Grundzustandskohärenz relaxiert. In dieser Arbeit wurde Neon als Puffergas eingesetzt. Dieses Puffergas reduziert zum einen die Durchflugsverbreiterung, während es zum anderen durch die Verringerung der mittleren freien Weglänge den Dicke-Effekt verstärkt. Die Druckabhängigkeit der mittleren freien Weglänge der Cäsiumatome in Neon lautet:

$$\lambda_f = \frac{3D}{v_{Cs}} = 196 \mu m \cdot \frac{\text{mbar}}{p} . \quad (1.16)$$

Die Diffusionskonstante D beträgt: $D = 1010 \cdot (0,153 \pm 0,014) \cdot /p \cdot \text{cm}^2 \text{ mbar/s}$ [BEV71]. v_{Cs} ist die mittlere Geschwindigkeit thermischer Cs-Atome. Der experimentell bestätigte Zusammenhang [BRA97] zwischen der Linienbreite und dem Puffergasdruck lautet:

$$\Gamma = 1,3 \cdot 10^3 \text{ mbar Hz} \cdot \frac{1}{p} + 0,4 \frac{\text{Hz}}{\text{mbar}} \cdot p . \quad (1.17)$$

Das Puffergas führt zudem zu einer Frequenzverschiebung der Dunkelresonanzen von:

$$\Delta\nu_{\text{Neon}} = 480 \frac{\text{Hz}}{\text{mbar}} \cdot p . \quad (1.18)$$

In dieser Arbeit wurde ein Puffergasdruck von 50 mbar benutzt.

1.1.5 Zeeman-Aufspaltung der Dunkelresonanzen

Wird die Energieentartung innerhalb der 6S und 6P Zustände im Cäsium durch ein äußeres Magnetfeld aufgehoben, dann können sich unterschiedliche Λ -Systeme ausbilden. Bei kleinen Magnetfeldern ist es wegen der Dopplerverbreiterung allerdings nicht möglich, die Zeeman-Aufspaltung der 6P Zustände aufzulösen.

In Abhängigkeit von der Laserpolarisation, dem Winkel β zwischen der Ausbreitungsrichtung und dem Magnetfeld, sowie dem Puffergasdruck werden dann unterschiedliche

$|F = 3, m_3\rangle$ und $|F = 4, m_4\rangle$ Zeeman-Niveaus der 6S-Zustände über einen 6P-Zustand gekoppelt. m_4 und m_3 sind die Zeemann-Niveaus der unteren Λ -Zustände.

Für eine magnetische Flußdichte B ergibt sich die Energie eines Zeeman-Niveaus $|F, m_F\rangle$ aus der Breit-Rabi-Formel:

$$E(F = \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2}, m_F) = -\frac{\hbar\Delta_{\text{hfs}}}{16} + \mu_B g_I B m_F \pm \frac{\hbar\Delta_{\text{hfs}}}{2} \sqrt{1 + \frac{m_F}{2} x + x^2}. \quad (1.19)$$

Die Hilfsgröße x steht für: $x = [(g_J - g_I)\mu_B B]/\hbar\Delta_{\text{hfs}}$. g_J und g_I sind die g -Faktoren des Elektrons und des Atomkerns, und μ_B ist das Bohrsche Magneton. Für kleine Felder ($x \ll 1$) kann man mit der Taylor-Entwicklung dieser Formel arbeiten. Berechnet man mit dieser Entwicklung die Energiedifferenz der Zustände $|6S_{1/2}, F = 3, m_3\rangle$ und $|6S_{1/2}, F = 4, m_4\rangle$, dann erhält man:

$$\Delta\nu(m_4, m_3) = \frac{\Delta_{\text{hfs}}}{2\pi} + \frac{\mu_B B}{8h} [g_J \cdot (m_4 + m_3) + g_I \cdot (7m_4 - 9m_3)]. \quad (1.20)$$

Es gilt: $g_I \approx g_J/1000$.

Quantisiert man die einzelnen Zeeman-Komponenten der Dunkelresonanz mit $n = m_4 + m_3$ und vernachlässigt den Kernbeitrag, dann erhält man die Frequenz dieser Resonanz als Funktion des Flußdichtebetrags zu

$$\Delta\nu_0 \approx \frac{\Delta_{\text{hfs}}}{2\pi} + g_J \cdot \frac{\mu_B}{8h} \cdot B \cdot n.$$

Für Cäsium gilt:

$$\Delta\nu_0 \approx \frac{\Delta_{\text{hfs}}}{2\pi} + 3,51 \frac{\text{GHz}}{\text{T}} \cdot B \cdot n. \quad (1.21)$$

Für die Berechnung der relativen Linienstärken dieser Λ -Systeme kann man in der Störungstheorie zweiter Ordnung die Zwei-Photonen-Übergangsamplituden ausrechnen. Man erhält für den Fall σ^+ -polarisierter Lichtfelder und einen Puffergasdruck von über 10 mbar folgende relative Linienstärken [WYN98]:

$$S_{m_4 - m_3 = 0} \propto \cos^2 \beta \quad (1.22)$$

$$S_{|m_4 - m_3| = 1} \propto \sin^2 \beta. \quad (1.23)$$

Es treten also bei longitudinalen magnetischen Flußdichten ($\beta = 0^\circ$) nur solche Λ -Systeme auf, für die die Differenz der Magnetquantenzahlen der unteren Λ -Zustände verschwindet, während bei transversalen Flußdichten ($\beta = 90^\circ$) der Betrag dieser Differenz gleich eins sein muß. Für die Dunkelresonanzen bedeutet dies, daß im transversalen Feld nur die Resonanzen mit $|n| = 1, 3, 5, 7$ und im longitudinalen Feld nur die Resonanzen mit $|n| = 0, 2, 4, 6$ auftreten können.

1.2 Magnetometrie mit Dunkelresonanzen

Die Lage der Dunkelresonanzen im Spektrum hängt von mehreren Parametern ab. Nach Formel (1.21) wird sie durch die Grundzustandsaufspaltung vorgegeben und durch die magnetische Flußdichte verändert. Nach Abschnitt 1.1.4 bewirkt das Puffergas eine zusätzliche Verschiebung $\Delta\nu_{\text{Neon}}$ in Abhängigkeit vom gewählten Druck. Neben diesen Einflüssen muß noch eine Verschiebung der Linien durch den dynamischen Stark-Effekt berücksichtigt werden. Diese Verschiebung wird mit $\Delta\nu_{\text{Licht}}$ bezeichnet und ist aus [NAG99B] bekannt. Damit ergibt sich folgende Abhängigkeit der Dunkelresonanzposition im Spektrum:

$$\nu_0(n) = \frac{\Delta_{\text{hfs}}}{2\pi} + \Delta\nu_{\text{Neon}} + \Delta\nu_{\text{Licht}} + n \cdot 3,51 \frac{\text{GHz}}{\text{T}} \cdot B. \quad (1.24)$$

Hält man im Experiment die ersten drei Terme aus Formel (1.24) konstant, dann kann man aus der Verschiebung einer Dunkelresonanz im Frequenzspektrum auf eine Veränderung der magnetischen Flußdichte am Ort der Meßzelle schließen. Um sehr kleine Flußdichteänderungen zu messen, geht man im Experiment wie folgt vor: zunächst muß man die Dunkelresonanzen über ein sogenanntes Haltefeld aufspalten, damit man die Verschiebung einer *einzelnen* Resonanz beobachten kann. Anschließend mißt man das Spektrum der Komponente, die am stärksten auf eine Flußdichteänderung reagiert. Nach Formel (1.24) ist das die Dunkelresonanz mit $n = 7$. Im Experiment wird phasenempfindlich nachgewiesen, d.h. man erhält ein dispersives Signal. Stellt man die Laserfrequenz anschließend so ein, daß das Signal über eine bestimmte Zeit auf der Flankenmitte gemessen werden kann, dann erkennt man eine Flußdichteänderung an einer Linienverschiebung und somit an einer Signalveränderung. Ist die Steigung $\partial V/\partial\nu$ der Flanke bekannt, läßt sich auf die Größe der Flußdichteänderung schließen (vergleiche Abbildung 1.4).

Die nachfolgenden Überlegungen beschäftigen sich nun mit der Frage, welche Änderungen der magnetischen Flußdichte mit einer Resonanz wie in Abbildung 1.4 noch gemessen werden können. In diesem Zusammenhang ist das sogenannte Signalrauschen $V_{\text{rms}} = \langle (V - \langle V \rangle)^2 \rangle^{1/2}$ eine wichtige Größe (siehe hierzu Abschnitt 1.3). Unter der Annahme, daß das Signal V auf der Flanke genauso stark verrauscht ist wie neben der Resonanz, kann man eine Signalveränderung ΔV nur messen, wenn diese größer als der Rauschwert V_{rms} oder mindestens genauso groß ist. Das Verhältnis zwischen Signal und Rauschen muß also größer oder gleich Eins sein. Die kleinste meßbare Frequenzverschiebung ergibt sich demnach aus:

$$\nu_{\text{min}}(\tau) = \frac{V_{\text{rms}}(\tau)}{(\partial V/\partial\nu)|_{\nu_0}}. \quad (1.25)$$

Über Formel (1.24) erhält man damit eine Formel für die kleinste meßbare Flußdichteänderung:

$$B_{\text{min}}(\tau) = \frac{V_{\text{rms}}(\tau)}{(\partial V/\partial\nu)|_{\nu_0} \cdot n \cdot 3,51 \text{ GHz/T}}. \quad (1.26)$$

Für eine geringe Nachweisgrenze müssen also V_{rms} klein und $\partial V/\partial\nu$ möglichst groß sein. Wodurch diese beiden Parameter im Experiment beeinflusst werden, wird in Kapitel 5 ausführlich behandelt.

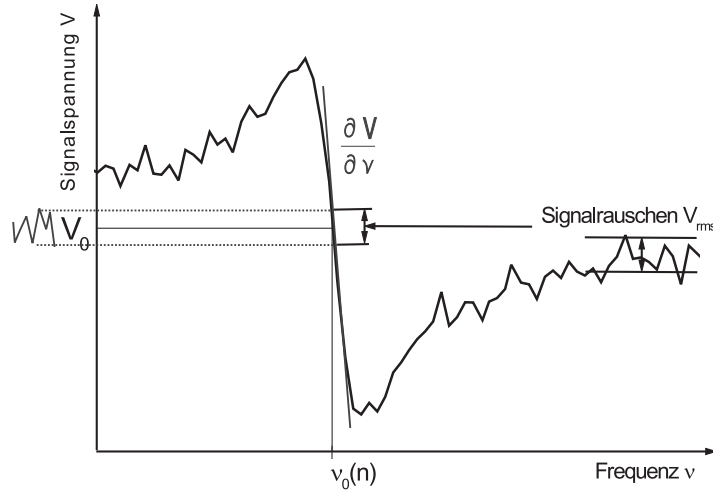


Abbildung 1.4: Typisches Spektrum einer Dunkelresonanz. Das Signalrauschen V_{rms} und die Steigung in der Flankenmitte bestimmen die nachweisbare Linienverschiebung.

1.3 Verrauschte Meßgrößen

Der Meßwert einer physikalischen Größe $Y_m(t) = Y(t) + Y_r(t)$ enthält unregelmäßige, zeitliche Variationen $Y_r(t)$. Solche Variationen verschwinden im zeitlichen Mittel, nicht aber ihre mittlere quadratische Abweichung Y_{rms}^2 (**r**oot-**m**ean-**s**quare).

$$Y_{\text{rms}}^2 = \langle (Y_m(t) - Y(t))^2 \rangle = \langle Y_m(t)^2 \rangle - \langle Y(t)^2 \rangle. \quad (1.27)$$

Diese Größe wird auch Signalrauschen genannt. In der Fourierdarstellung erhält man:

$$Y_{\text{rms}}^2 = \int_0^{\infty} S_{Y_r}(\nu) d\nu. \quad (1.28)$$

$S_{Y_r}(\nu)$ ist die spektrale Rauschleistungsdichte, die genau den Anteil der mittleren Leistung von $Y_r(t)$ angibt, der von einem linearen Filter mit Mittenfrequenz ν und Bandbreite $d\nu$ transmittiert wird.

Mißt man nun die Größe $Y_m(t)$ über ein lineares Netzwerk, dann enthält die Formel (1.28) zusätzlich den Betrag der komplexen Übertragungsfunktion $G(\nu)$ des Netzwerkes:

$$Y_{\text{rms}}^2 = \int_0^{\infty} S_{Y_r}(\nu) \cdot |G(\nu)|^2 d\nu. \quad (1.29)$$

Hat $G(\nu)$ bei ν_0 ein ausgeprägtes Maximum, dann ist es sinnvoll, die sogenannte effektive Bandbreite einzuführen. Diese ist definiert als:

$$BW_{\text{eff.}} = \frac{\int_0^{\infty} |G(\nu)|^2 d\nu}{|G(\nu_0)|^2}. \quad (1.30)$$

Ist die Änderung von $S_{Y_r}(\nu)$ über die Bandbreite des Netzwerkes vernachlässigbar, dann kann man für (1.29) folgende Näherung schreiben:

$$Y_{\text{rms}}^2 \approx S_{Y_r}(\nu_0) \cdot |G(\nu_0)|^2 \cdot BW_{\text{eff.}}. \quad (1.31)$$

Es ist also möglich, durch die Wahl einer kleinen effektiven Bandbreite das Signalrauschen zu verringern. Viele Meßgeräte arbeiten mit Filtern höherer Ordnung. Die Bandbreite ist bei solchen Filtern antiproportional zur Zeitkonstanten. Man erhält also bei großen Zeitkonstanten kleine Rauschbeiträge.

Die unterschiedlichen physikalischen Prozesse, die sich hinter dem Signalrauschen verbergen, lassen sich durch die Frequenzabhängigkeit ihrer spektralen Rauschleistungsdichten und durch die Allan-Varianz unterscheiden. Die Allan-Varianz ist wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_y^2}(\tau) &= \langle \sigma_y^2(\tau) \rangle \\ &= \left\langle \frac{(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2}{2} \right\rangle. \end{aligned} \quad (1.32)$$

\bar{y}_k ist der über die Zeit τ aufgenommene Mittelwert der Meßgröße $y(t)$:

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt. \quad (1.33)$$

$\langle \dots \rangle$ steht für den unendlichen zeitlichen Mittelwert. Für $\sigma_y^2(\tau)$ nähert man diesen durch die Mittelung über eine endliche Anzahl m von \bar{y}_k .

$$\overline{\sigma_y^2}(\tau) \approx \frac{1}{m} \cdot \left(\sum_{k=1}^{m-1} \frac{(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2}{2} \right). \quad (1.34)$$

Die Allan-Varianz wird im allgemeinen als Maß für die Zeitstabilität eines Signales benutzt. Man kann über ihre Zeitabhängigkeit die vorherrschenden Rauschprozesse identifizieren. An dieser Stelle soll nur erwähnt werden, daß sich Signaldriften der Form $y(t) = a \cdot t$ in einer τ^2 -Zeitabhängigkeit der Allan-Varianz äußern.

1.4 Abschirmung statischer Störmagnetfelder

In Abschnitt 1.2 wurde in Formel (1.24) gezeigt, wie sich die Lage einer Dunkelresonanz im Spektrum in Abhängigkeit von der magnetischen Flußdichte verschiebt. Die magnetische

Flußdichte in einem Raumpunkt des Labors setzt sich aus mehreren unterschiedlichen Einzelfeldern (z.B. Erdmagnetfeld, Stahlträger im Gebäude, Netzteile von Meßgeräten usw.) zusammen, die durch ihre Fluktuationen die Aufnahme rauscharmer Dunkelresonanzspektren und das Messen kleiner Feldstärkeänderungen sehr erschweren. Aus diesem Grunde wurde eine magnetische Abschirmung im Labor aufgebaut, bestehend aus drei ineinander geschobenen zylindrischen Tonnen. Diese Tonnen haben jeweils an beiden Enden Verschußdeckel mit einer Bohrung für den Durchtritt des Laserstrahls und sind aus sogenanntem Mumetall gefertigt. Dieses Material hat eine sehr große magnetische Permeabilität ($\mu \approx 30000$) und ist daher in der Lage, die magnetische Flußdichte eines Feldes im Inneren der Abschirmung zu verringern, indem es die Feldlinien in das Material bricht und dort die Flußdichte erhöht. Das Wirkungsprinzip der Flußdichteverzerrung eines Feldes durch einen Mumetallzylinder ist in Abbildung (1.5) zu sehen.

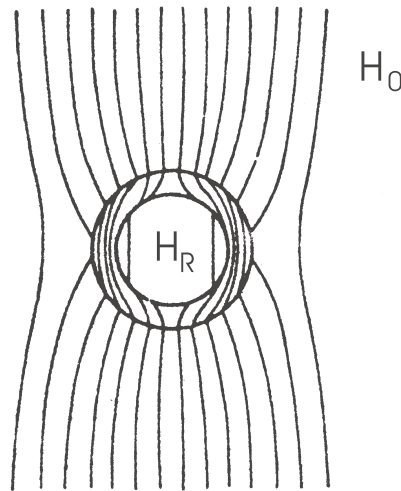


Abbildung 1.5: Feldlinienverzerrung durch einen Zylinder aus einem hochpermeablen Material.

Das Magnetfeld im Zentrum der Abschirmung (d.h. am Ort der Meßzelle) setzt sich aus folgenden Feldern zusammen:

1. Das Haltefeld, ein longitudinales Magnetfeld \mathbf{H}_l und ein transversales Feld \mathbf{H}_t können durch eine Spulenanordnung im Inneren der magnetischen Abschirmung kontrolliert erzeugt werden (siehe Kapitel 3).
2. Die Größe des verbleibenden Restfeldes \mathbf{H}_R am Ort der Meßzelle ist vom Magnetfeld im Labor und vom Schirmfaktor der Magnetfeldabschirmung abhängig.

3. Durch verschiedene Einflüsse verändert sich die Magnetisierung \mathbf{M} der Abschirmung. Zu diesen Einflüssen zählen unter anderem Temperaturschwankungen und mechanische Belastungen, wie beispielsweise das Entfernen und Aufsetzen der Tonnendeckel.

Da \mathbf{H}_R und \mathbf{M} im Experiment nicht unterschieden werden können, werden diese Felder zu Feld \mathbf{H}_M zusammengefaßt. Die magnetische Flußdichte ergibt sich also aus einer Addition von drei Feldbeiträgen:

$$|\mathbf{B}| = \mu_0 \cdot |(\mathbf{H}_l + \mathbf{H}_t + \mathbf{H}_M)|. \quad (1.35)$$

Diese Felder beeinflussen die Position der Resonanz und führen durch zeitliche Veränderungen zu Rausch- und Driftbeiträgen im Signal. Da der Laserstrahl einen endlichen Durchmesser hat und somit ein bestimmtes Wechselwirkungsvolumen beleuchtet, über das während der Messung integriert wird, bewirken räumliche Gradienten der unterschiedlichen Felder zudem eine Linienverbreiterung.

Man kann also erwarten, daß durch eine Reduktion des Feldes \mathbf{H}_M die Positionen der Dunkelresonanzen stabiler und die Linienbreite kleiner werden. \mathbf{H}_M kann zum einen dadurch verkleinert werden, daß ein zusätzliches Magnetfeld im Labor erzeugt wird, das das Erdmagnetfeld kompensiert. Zum anderen kann man \mathbf{H}_M durch einen besseren magnetischen Schirm verringern. Einen Einfluß auf die Magnetisierung \mathbf{M} kann man hingegen nur durch eine Entmagnetisierung der Abschirmung erzielen. Im folgenden Abschnitt werden nun die benötigten theoretischen Grundlagen einer zylindersymmetrischen, magnetostatischen Abschirmung und deren Entmagnetisierung zusammengestellt.

1.4.1 Zylindersymmetrische Abschirmung

Man betrachte einen Zylindermantel, der aus einem hochpermeablen Material besteht, mit der Länge L , dem Radius R und der Mantelstärke d . Legt man im Grenzfall $L \rightarrow \infty$ eine magnetische Flußdichte transversal zur Zylinderachse an, dann ist das zugehörige magnetostatische Problem analytisch lösbar. Pendlebury [PEN77] hat untersucht, ob sich das Ergebnis ändert, wenn man den Zylindermantel abschließt und eine endliche Länge annimmt. Er fand, daß die Änderung vernachlässigbar ist, solange der Radius kleiner bleibt als die Länge.

Sumner [SUM79] hat nun den Fall betrachtet, in dem n Zylindermäntel mit der Länge $L \rightarrow \infty$ und unterschiedlichen Radien R_i ineinandergeschoben sind. Weiterhin macht er die Annahmen:

1. Die relative Permeabilität des Materials ist über das ganze Zylindervolumen konstant und deutlich größer als Eins: $\frac{\mu}{\mu_0} \gg 1$.
2. Die Radien der Zylinder sind deutlich größer als die Wandstärke: $\frac{R_i}{d_i} \gg 1$. R_i ist hierbei der mittlere Radius des jeweiligen Zylinders ($i=1$ für die innerste Lage).

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen erhält er eine Formel für den Schirmfaktor einer einzelnen Tonne S_i^t in transversaler Richtung:

$$S_i^t = \frac{B_{\perp}^{\text{außen}}}{B_{\perp}^{\text{innen}}} = \frac{\mu_i d_i}{2R_i}. \quad (1.36)$$

Für eine n -lagige Anordnung erhält er folgendes Ergebnis:

$$\begin{aligned} S^t &= S_n^t \prod_{i=1}^{i=n-1} S_i^t \left(1 - \left(\frac{R_i}{R_{i+1}} \right)^2 \right) \\ &= \frac{\mu_n d_n}{2R_n} \prod_{i=1}^{i=n-1} \frac{\mu_i d_i}{2R_i} \left(1 - \left(\frac{R_i}{R_{i+1}} \right)^2 \right). \end{aligned} \quad (1.37)$$

Nach Formel (1.37) kann man also eine große Schirmwirkung erwarten, wenn die Permeabilität des Materials groß ist.

Betrachtet man nun den longitudinalen Schirmfaktor $S^l = B_{\parallel}^{\text{außen}} / B_{\parallel}^{\text{innen}}$ n ineinandergeschobener Zylinder, dann erhält man analog:

$$\begin{aligned} S^l &= S_n^l \prod_{i=1}^{i=n-1} S_i^l \left(1 - \left(\frac{R_i}{R_{i+1}} \right) \right) \\ &= \frac{\mu_n d_n}{2R_n} \prod_{i=1}^{i=n-1} \frac{\mu_i d_i}{2R_i} \left(1 - \left(\frac{R_i}{R_{i+1}} \right) \right). \end{aligned} \quad (1.38)$$

Die longitudinalen Schirmfaktoren für einen einzelnen Zylinder S_i^l erhält man aus:

$$S_i^l = \frac{B_{\parallel}^{\text{außen}}}{B_{\parallel}^{\text{innen}}} = \frac{\mu_i d_i}{2R_i}. \quad (1.39)$$

Neben den Schirmfaktoren ist noch ein weiterer Parameter einer zylindrischen Abschirmung für die Anwendung interessant: Das Feld H_0 kann die Abschirmung magnetisieren. Will man nun diese Magnetisierung abbauen, dann muß man zunächst wissen, wie groß der durch das Feld H_0 eingestellte maximale Fluß im äußeren Zylindermantel der Abschirmung ist. Für die in den nächsten Abschnitten behandelte sogenannte *Entmagnetisierung* ist dieser Wert wichtig, da aus ihm hervorgeht, wie groß die Endfeldstärke bei einem solchen Magnetisierungsabbau maximal sein dürfen. Sumner berechnet für den Fall, daß $\mu_i = \mu$ und $d_i = d$ gilt, eine Formel für die maximale Flußdichte im äußersten Zylindermantel. Liegt am äußeren Mantel eine transversale Flußdichte $B_{\perp}^{\text{außen}}$ an, dann ergibt sich für die transversale Flußdichte im äußeren Mantel:

$$B_{n\perp\text{max}} = \frac{2 \cdot B_{\perp}^{\text{außen}} \cdot R_n}{d} = \frac{2\mu_0 \cdot H_{0\perp}^{\text{außen}} \cdot R_n}{d}. \quad (1.40)$$

Man kann also durch die Wahl eines großen äußeren Zylinderradius und einer kleinen Mantelstärke bereits einen großen magnetischen Fluß mit der Abschirmung einfangen.

1.4.2 Entmagnetisierung ferromagnetischer Materialien

Das für die im Experiment eingesetzte Abschirmung verwendete Material ist ferromagnetisch, d.h. die zugehörige Magnetisierungskurve hat die typische Hystereseform (siehe Abbildung 1.6).

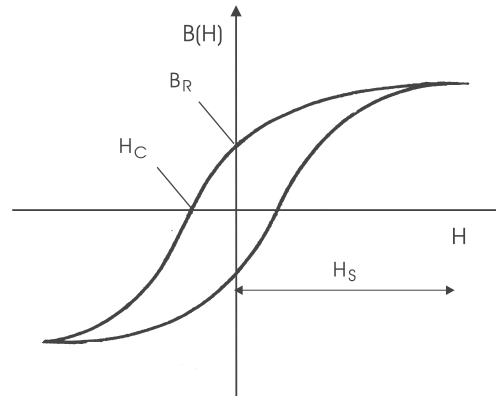


Abbildung 1.6: Typische Hysteresekurve eines ferromagnetischen Materials. Eingetragen sind die Sättigungsfeldstärke H_S , die Remanenz B_R und die Koerzitivfeldstärke H_C .

Die Permeabilität ist daher eine Funktion der Feldstärke. Man hat also für allgemeine Magnetfelder H eine differentielle Permeabilität im Material:

$$\mu = \mu(H) \Rightarrow \mu_{\text{diff}} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \left(\frac{dB}{dH} \right). \quad (1.41)$$

Liegen nun starke Felder im Außenraum an, dann wirken auf den äußersten Mantel stärkere Felder als auf den innersten. Die Mäntel haben dadurch aber auch eine unterschiedliche Magnetisierung und in Abhängigkeit von der Feldstärke somit auch eine unterschiedliche Permeabilität. Die Konstanz der Permeabilität über das Materialvolumen der Zylinder (siehe Annahme 1, Abschnitt 1.4.1) kann daher nur für ausreichend kleine Außenfelder angenommen werden, da dann gilt: $B \sim H$. Für Materialien mit sehr großen Permeabilitätswerten, wie z.B. Mumetall, müssen diese äußeren Feldstärken kleiner als 0,01 A/m sein [PEN77]. In Abbildung 1.7 ist zu erkennen, daß Mumetall bereits bei 10 A/m magnetisch gesättigt ist. Abbildung 1.7 zeigt außerdem, daß bereits das Erdmagnetfeld mit einer Stärke von ca. 50 A/m Mumetall magnetisch sättigt.

Die magnetische Permeabilität eines ferromagnetischen Materials ist nicht nur eine nichtlineare Funktion des Magnetfeldes, sondern ist zudem von der Vorbehandlung des Materials abhängig. Während der magnetische Zustand durch ein Paar (B, H) beschrieben wird, das innerhalb der Hystereseschleife liegt, drückt sich die jeweilige Vorbehandlung und die weitere Reaktion des Materials im Kurvenverlauf der $B(H)$ -Kurve aus. Zwei Materialproben gleicher Zusammensetzung können sich also im gleichen magnetischen Zustand $(B,$

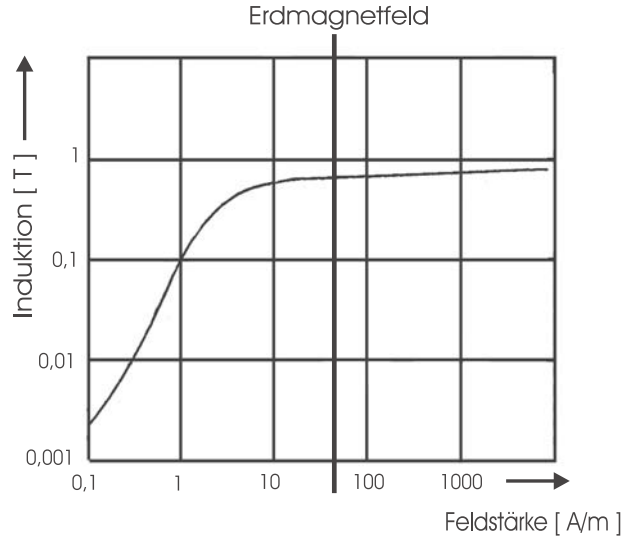


Abbildung 1.7: Abhängigkeit der magnetischen Induktion von der angelegten Feldstärke für Mumetall. Man sieht deutlich, daß Mumetall im Erdmagnetfeld magnetisch gesättigt wird.

H) befinden und trotzdem wegen unterschiedlicher Vorgeschichten unterschiedliche $B(H)$ -Kurven besitzen. Betrachtet man einen Punkt (B_0, H_0) auf einer beliebigen $B(H)$ -Kurve eines ferromagnetischen Materials und verändert man H_0 periodisch mit kleinen Amplituden H_m , dann ändert sich die Flußdichte innerhalb eines Intervalls ΔB (siehe Abbildung 1.8). Sind die Magnetfeldvariationen klein, dann ist die Sprungweite der Blochwand-Verschiebungen sehr gering, d.h. die Wand geht von einem Minimum zu dem benachbarten über [MAGT93]. In diesem sogenannten Rayleigh-Bereich können die entstehenden Hystereseschleifen durch schmale, lanzettenförmige Schleifen, d.h. durch zwei Parabelbögen angenähert werden. Es gilt die Rayleigh-Gleichung:

$$\begin{aligned} H(t) &= H_0 + \Delta H = H_0 + H_m \cdot \sin(\omega \cdot t) \\ B(\Delta H) &= \mu_i \cdot \left[(\mu_1 + \nu \cdot H_m) \cdot \Delta H + \frac{\nu}{2} \cdot (H_m^2 - (\Delta H)^2) \right]. \end{aligned} \quad (1.42)$$

μ_i ist die Anfangspermeabilität

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \cdot \lim_{H \rightarrow 0} \left(\frac{B}{H} \right). \quad (1.43)$$

ν ist die materialabhängige Rayleigh-Konstante. Sie ist abhängig von der Feldstärke. Für Mumetall und Feldstärken von 0,1 A/m beträgt sie $\approx 10^6$ m/A.

Verbindet man die beiden Endpunkte einer solchen lanzettenförmigen Schleife und bestimmt die Steigung, dann erhält man die sogenannte Überlagerungspermeabilität (siehe

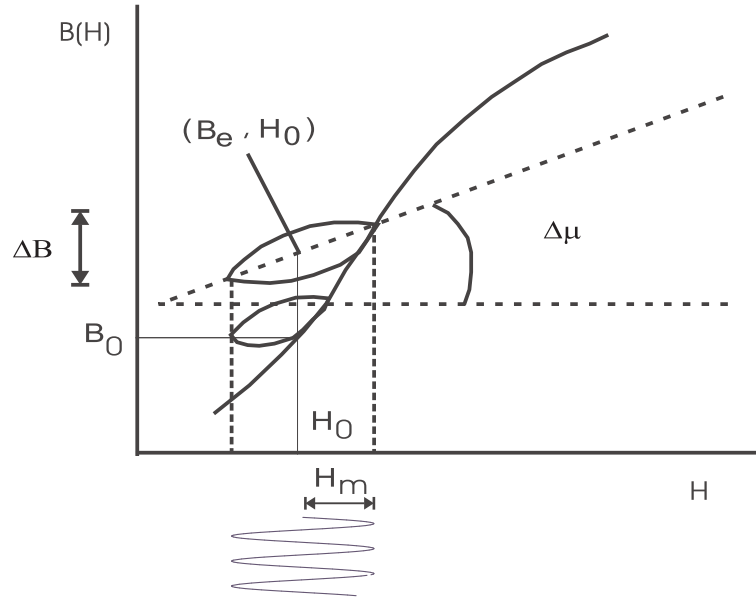


Abbildung 1.8: Abhängigkeit der magnetischen Induktion von der Feldstärke H für kleine Amplituden H_m . Je nach Phasenlage des Wechselfeldes wird erst die untere Schleife oder direkt die obere durchlaufen.

Abbildung 1.8):

$$\begin{aligned}
 \mu_{\Delta} &= \frac{1}{\mu_0} \cdot \left(\frac{\Delta B}{2 \cdot H_m} \right) \\
 &= \mu_i + \nu \cdot H_m \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \left(\mu_i + \sqrt{\mu_i^2 + \frac{2 \cdot \nu \cdot \Delta B}{\mu_0}} \right) . \quad (1.44)
 \end{aligned}$$

Nach Sumner [SUM79] ist μ_{Δ} unterhalb der Sättigung nur geringfügig vom Wert H_0 abhängig. Verringert man nun langsam die Amplitude H_m bei festem H_0 bis auf Null, dann verringert sich nach Formel (1.44) die Überlagerungspermeabilität. Gleichzeitig werden die Variationen im magnetischen Zustand immer kleiner, und das Material nimmt schließlich einen festen Zustand (B_e, H_e) an. Stellt man einen magnetischen Zustand auf diese Art und Weise ein, dann spricht man von einer Wechselfeldmagnetisierung. Die absolute Permeabilität B_e/H_0 in dem eingestellten Zustand ist größer als im Ursprungszustand (B_0, H_0) . Wiederholt man diesen Prozeß für unterschiedliche Werte H_0 und verbindet die so erhaltenen Zustände $(B_e, H_0)_i$ im $B(H)$ -Diagramm, dann erhält man eine Magnetisierungskurve $B_m(H)$. Aus dieser Kurve kann man die jeweils eingestellte Permeabilität ermitteln (siehe Abbildung 1.9).

Für unterschiedliche Amplitudenwerte H_m erhält man so unterschiedliche Magnetisierungskurven, da die Position und die Ausrichtung der lanzettenförmigen Schleife vom

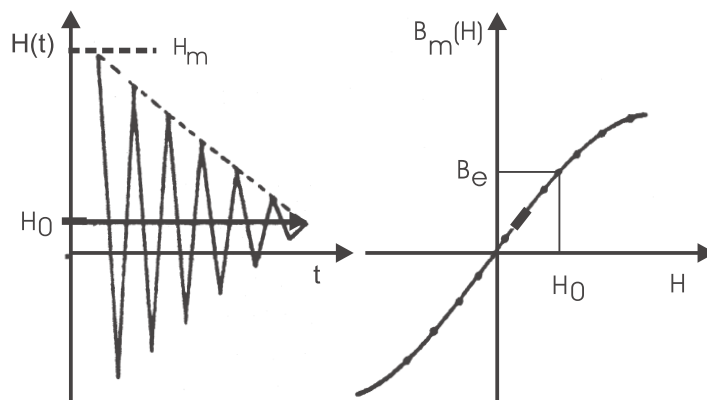


Abbildung 1.9: Die Magnetisierungskurve (rechts) erhält man, wenn man für unterschiedliche Felder H_0 mit dem Wechselfeld magnetisiert und dann die Endzustände (B_e, H_0) bestimmt.

Wert H_m abhängt [MAGT93]. Wählt man nun die Amplitude H_m so groß, daß das Material in Sättigung geht, dann liegen anschließend die Zustände (B_e, H_0) auf der idealen Magnetisierungskurve. Diese Kurve halbiert die Fläche, die die Hystereseschleife umrahmt und geht durch den Zustand $(0, 0)$. Die Anfangspermeabilität μ_i ist bei der idealen Magnetisierungskurve am größten.

In Abschnitt 1.4.1 wurde gezeigt, daß man für kleine Magnetfelder einen wie in Formel (1.37) berechneten transversalen Schirmfaktor erwarten kann. Dieser Schirmfaktor ist proportional zur Permeabilität, die bei Feldwerten unterhalb der Sättigung auf der idealen Magnetisierungskurve am größten ist. Liegt der magnetische Zustand des Schirmmaterials auf dieser idealen Magnetisierungskurve, dann kann man also den größten Schirmfaktor erwarten. Man benötigt dafür kleine Felder H_0 . Sorgt man nun für ein Magnetfeld H_0 nahe Null, dann kann man das Material entmagnetisieren.

Für solche Wechselfeldentmagnetisierungen sind nach [SUM79] und [MAGT93] folgende Punkte zu beachten:

1. Die Anfangsamplitude H_m muß das Material sättigen können, da sonst der Endzustand (B_e, H_0) nicht auf der idealen Magnetisierungskurve liegt. In diesem Fall hätte man eine geringere Anfangspermeabilität. Die Sättigungsfeldstärke liegt bei Mumetall bei $H > 10$ A/m [VAC].
2. Die Reduzierung der Wechselfeldamplitude muß insbesondere im Bereich der Koerzitivfeldstärke in möglichst kleinen Schritten erfolgen. Die Abnahme je Vorzeichenwechsel sollte in diesem Gebiet $1/10$ bis $1/20$ des Wertes der Koerzitivfeldstärke H_c (siehe Abbildung 1.6) nicht überschreiten. Nach Herstellerangaben beträgt die

Koerzitivfeldstärke für Mumetall $\approx 2\text{-}3$ A/m [VAC].

3. Im Material hat sich durch das umgebende Magnetfeld ein magnetischer Fluß eingestellt. Die durch das Wechselfeld erzeugte magnetische Flußdichte im Material gegen Ende einer Entmagnetisierung muß kleiner sein als die magnetische Flußdichte, die sich dort zuvor durch das äußere Feld H_0 eingestellt hat. Nur in diesem Fall kann die Flußdichte im Material durch eine Entmagnetisierung verringert werden.

Zusammenfassend kann man an dieser Stelle also festhalten, daß das Magnetfeld H_0 bei einer Wechselfeldentmagnetisierung zwei Wirkungen hat :

1. Der Wert des Feldes H_0 bestimmt die Position (B_e, H_0) auf der Magnetisierungskurve und somit den Wert der Permeabilität. Liegt der Wert von H_0 in der Nähe der Sättigungsfeldstärke, dann ist eine empfindliche Abhängigkeit der Magnetisierung M sowie des Schirmfaktorwertes von der Feldstärke H_0 zu erwarten.
2. H_0 bestimmt die verbleibende magnetische Induktion B_e . In diese geht u.a. die Magnetisierung des Materials ein. Ist B_e klein, dann ist auch die Restmagnetisierung M und damit ihr Einfluß auf eine Flußdichteänderung klein. Im Kapitel 5 wird dargestellt, daß dies eine wichtige Voraussetzung für die Magnetometrie mit Dunkelresonanzen ist.

Es ist also für das Experiment sehr wichtig, H_0 möglichst klein zu machen.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau für die Aufnahme von Dunkelresonanzspektren ist sehr einfach. Das benötigte bichromatische Lichtfeld wird über Injektionsstrommodulation einer VCSEL-Laserdiode erzeugt und passiert eine mit Cäsiumdampf und Puffergas gefüllte Glaszelle. Anschließend wird das Transmissionssignal mit einer Photodiode gemessen. Der komplette Versuchsaufbau ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

2.1 Aufbau des Lasersystems

Die Emissionsfrequenz von Diodenlasern ist u.a. eine Funktion der Temperatur und des Injektionsstromes. Moduliert man den Injektionsstrom bei konstanter Temperatur mit der Frequenz ω_{MW} , dann entstehen im Spektrum um eine Trägerfrequenz ω_0 Seitenbänder im Abstand ω_{MW} . Der Träger und die Seitenbänder bilden dann ein polychromatisches, phasenstarres, gekoppeltes Lichtfeld. Diese Technik hat im Vergleich zu anderen Methoden, die mit externen Modulatoren arbeiten, den Vorteil, daß sie sehr leicht zu handhaben ist. Durch die Injektionsstrommodulation wird die Ladungsträgerdichte und somit der Brechungsindex sowie die Rekombinationsrate von Elektronen und Löchern im Lasermaterial moduliert. Dies führt zu einer Phasen- und Amplitudenmodulation des Lichtfeldes [YAR91]. Ein phasen- und amplitudenmoduliertes elektrisches Wechselfeld läßt sich wie folgt beschreiben:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} (1 + R \sin(\omega_{\text{MW}}t + \Psi)) \exp[i(\omega_0 t + M \sin(\omega_{\text{MW}}t))] + c.c. \quad (2.1)$$

R ist der Amplitudenmodulationsindex. Hieraus ergibt sich dann die Momentanfrequenz des Wechselfeldes $\omega(t) = \omega_0 + M \cdot \cos(\omega_{\text{MW}} \cdot t)$. Analog zu R erhält man so den Frequenzmodulationsindex $\omega_H = M \cdot \omega_{\text{MW}}$, der auch als Frequenzhub bezeichnet wird. Die Phase Ψ gibt die relative Phasenlage zwischen Phasen- und Amplitudenmodulation an.

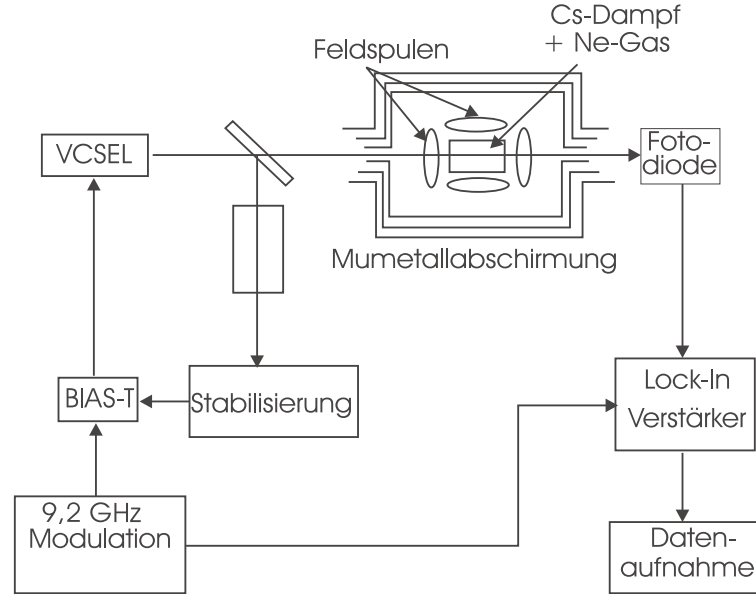


Abbildung 2.1: Gesamtüberblick über den Versuchsaufbau zur Aufnahme von Dunkelresonanzen.

Die Fourier-Darstellung eines nach Gleichung (2.1) modulierten Feldes lautet:

$$E(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k e^{i(\omega_0 + k\omega_{\text{MW}})t} . \quad (2.2)$$

Die Koeffizienten enthalten die Bessel-Funktionen $J_k(M)$ und setzen sich wie folgt zusammen:

$$a_k = \frac{E_0}{2} (J_k(M) - i \frac{R}{2} e^{i\Psi} J_{k-1}(M) + i \frac{R}{2} e^{-i\Psi} J_{k+1}(M)) . \quad (2.3)$$

Bei den für diese Arbeit benötigten Lichtfeldern muß die Frequenzdifferenz einen Wert von 9,2 GHz annehmen, d.h. es muß gelten: $\omega_{\text{WM}} = \omega_{\text{GHz}} = 2\pi \cdot 9,2 \text{ GHz}$. An dieser Stelle wird die Bedeutung des in diesem Experiment benutzten Lasertyps deutlich: gewöhnliche kantenemittierende Diodenlaser haben bei einer Injektionsstrommodulation mit 9,2 GHz so geringe Modulationseffizienzen, daß die Seitenbandleistungen für eine Dunkelresonanzspektroskopie nicht mehr ausreichen [AFF99]. Vertikaldiodenlaser (engl. **V**ertical-**C**avity **S**urface-**E**mitting **L**aser, VCSEL), die hauptsächlich in der Telekommunikation Anwendung finden, zeichnen sich im Vergleich zu den kantenemittierenden Diodenlasern gerade durch ihre großen Modulationsbandbreiten von über 10 GHz aus. Die Modulationseffizienz des in der Arbeit benutzten Lasers ist so groß, daß im Absorptionsspektrum die zweiten Seitenbänder der 9,2 GHz-Modulation deutlich zu sehen sind. An dieser Stelle sollen nur zwei für diese Arbeit relevante Eigenschaften von VCSEL-Dioden erwähnt werden.

Im Vergleich zu den Kantenemittern zeichnen sich Vertikaldiodenlaser durch ihre geringen Schwellenströme von wenigen Milliampere sowie durch ihre kleinen Ausgangsleistungen von wenigen $100 \mu\text{W}$ aus. Bei so geringen Leistungen ergibt sich aus der Schawlow-Townes-Formel eine untere Grenze für die Laserlinienbreite von etwa 13 MHz.

Außerdem haben VCSEL eine um den Faktor 200 größere Durchstimmrate von etwa 240 GHz/mA. Die benötigte Frequenzstabilisierung über einen stabilisierten Laserstrom ist daher nur durch sehr rauscharme Stromquellen zu erreichen. Bei Stromschwankungen im Bereich von 150 nA beträgt die beobachtete Laserlinienbreite ca. 60 MHz und ist damit deutlich größer als die typische Linienbreite von 1 bis 10 MHz der gitterstabilisierten Kantenemitter [RIC95]. Weitere Eigenschaften dieses Lasertyps sind in [AFF99] aufgeführt.

Im Versuchsaufbau wird ein Teil der Laserleistung aus dem Strahl über ein Glasplättchen für die Frequenzstabilisierung ausgekoppelt. Für die Stabilisierung wird eine Technik benutzt, die sich **D**ichroic-**A**tomic-**V**apor **L**aser **L**ock (DAVLL) nennt [APPO98]. Mit dieser Methode ist es möglich, die Laserfrequenz auf das Zentrum einer Dopplerkurve zu stabilisieren, ohne daß dazu eine Modulationstechnik eingesetzt werden muß. Im Vergleich zu einer sogenannten Flankenstabilisierung hat dies den Vorteil, daß das Frequenzrauschen im Laser zu geringerem Amplitudenrauschen im Meßsignal führt [KNA99]. Zum Laserstrom wird dann über ein sogenanntes Bias-T der Regelstrom und die benötigte Mikrowellen-Frequenz addiert. Das Bias-T besteht im wesentlichen aus einer Kapazität am Mikrowelleneingang und einer Induktivität am Gleichstromeingang, um wechselseitige Einkopplungen zu verhindern.

Der Laser befindet sich in einem Metallgehäuse auf einem temperaturstabilisierten Kupferblock. Die Temperatur wird über ein Peltierelement gesteuert und schwankt um weniger als 0,5 mK.

Bei den VCSEL-Dioden handelt es sich um Prototypen, die von der Arbeitsgruppe von Prof. Ebeling an der Universität Ulm zur Verfügung gestellt wurden. Der für diese Arbeit benutzte Laser hat eine Ausgangsleistung von 1 mW. Im Versuchsaufbau wird der Laserstrahl, nachdem ein Teil der Leistung ausgekoppelt wurde, über einen Polarisator und ein $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert. Anschließend ist es möglich, über unterschiedliche Abschwächer die Laserleistung am Ort der Meßzelle zu variieren. Die Meßzelle befindet sich im Inneren von drei ineinandergeschobenen Mumetallzylindern. Jeder dieser Zylinder ist mit einem Deckel, in dem ein Loch mit einem Ausgangsröhrchen angebracht ist, verschlossen. Die Ausgangsröhrchen wurden angeschweißt, um Einstreuungen von magnetischen Flußdichten an den Öffnungen zu reduzieren. Die geometrischen Daten dieser Zylinder sind in Tabelle 2.1 zu sehen. Ausführliche Angaben zur Magnetfeldabschirmung sind in Kapitel 4 angegeben.

Die Meßzelle wird von einer Kunststoffhalterung getragen. An dieser Halterung sind zwei konisch gewickelte Helmholtz-Spulenpaare befestigt, die so ausgerichtet sind, daß ein longitudinales und ein transversales Magnetfeld erzeugt werden kann. Ein solches Magnetfeld wird in dieser Arbeit auch als Haltefeld bezeichnet (siehe auch Kapitel 3). Hinter der Zelle wird das Transmissionssignal mit einer Photodiode gemessen. Die transmittierte Intensität

	Tonne 1	Tonne 2	Tonne 3
Radius R_i [m]	0,15	0,21	0,30
Wandstärke t_i [mm]	2	2	2
Länge L_i [m]	0,60	0,72	0,90
Entmagn.-Faktor D_i	0,18	0,19	0,22

Tabelle 2.1: Geometrische Daten der verwendeten Abschirmung und daraus bestimmte Entmagnetisierungsfaktoren D_i . Letztere hängen nur vom Verhältnis L_i/R_i ab und sind [VAN89] entnommen.

I_T nach der optischen Weglänge l ergibt sich aus dem Lambert-Beer-Gesetz. Für den Fall, daß das Produkt aus optischer Weglänge l und Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega)$ viel kleiner als Eins ist, gilt:

$$I_T = I_0 e^{-\alpha(\omega)l} \approx I_0(1 - \alpha(\omega)l) . \quad (2.4)$$

Eine einfache Messung der Transmission würde bei Verwendung eines Puffergases leider nicht zu so deutlichen Signalen wie in Abbildung 1.2 (wo kein Puffergas benutzt wurde) führen, da das Untergrundrauschen zu stark ist. Um dieses Rauschen zu verringern, wird in dieser Arbeit die Frequenzmodulationsspektroskopie eingesetzt [BJO83, LEN84]. Neben der 9,2 GHz-Modulation, die für die Erzeugung der Seitenbänder benötigt wird, werden die Lichtfelder also noch mit einer zweiten Frequenz ω_m im Kilohertz-Bereich moduliert. Das Photodiodensignal wird mit einem Lock-In-Verstärker ausgelesen, der gleichzeitig das In-Phase $X(\omega)$ und das Quadratur-Signal $Y(\omega)$ bei der Modulationsfrequenz ω_m messen kann.

Die Mikrowellenfrequenz ω_{GHz} wird mit der Modulationsfrequenz ω_m moduliert. Die mittels Bias-T addierte Phase lautet also:

$$\omega_{\text{MW}}t = \omega_{\text{GHz}}t + N \sin(\omega_m t) , \quad (2.5)$$

mit dem Phasenmodulationsindex N der Kilohertzmodulation. Aus der Fourier-Zerlegung des resultierenden Feldes kann man analog zu Gleichung (2.2) erkennen, daß zwar die Seitenbänder, nicht aber der Träger kHz-Modulationsseitenbänder aufweisen [AFF99]. Stabilisiert man den Träger auf den Übergang $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F = 4\rangle$ bzw. $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ und stimmt das erste Seitenband der GHz-Modulation durch, dann erhält

man damit für die Lock-In-Ausgangssignale die bekannten Linienformen [BJO83, LEN84]:

$$\begin{aligned}
X(\omega) &= -2J_0(N)J_1(N)\phi_0 \\
&+ (J_0(N)J_1(N) - J_1(N)J_2(N))(\phi_{+1} + \phi_{-1}) \\
&+ (J_1(N)J_2(N) - J_2(N)J_3(N))(\phi_{+2} + \phi_{-2}) + \dots \\
&+ (J_{n-1}(N)J_n(N) - J_n(N)J_{n+1}(N))(\phi_{+n} + \phi_{-n}) + \dots \\
Y(\omega) &= (J_0(N)J_1(N) + J_1(N)J_2(N))(\delta_{-1} - \delta_{+1}) \\
&+ (J_1(N)J_2(N) + J_2(N)J_3(N))(\delta_{+2} - \delta_{-2}) + \dots \\
&+ (J_{n-1}(N)J_n(N) + J_n(N)J_{n+1}(N))(\delta_{+n} + \delta_{-n}) + \dots
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Ist der Phasenmodulationsindex der Kilohertzmodulation N ungefähr gleich Eins, dann kann man die Terme mit den Bessel-Funktionen $J_n(N)$, $n \geq 3$ vernachlässigen. Sind Absorption und Phasenverschiebung im Medium Lorentz-förmig, dann gilt für die Faktoren $\delta_l(\omega)$ und $\phi_l(\omega)$ folgende Relation:

$$\begin{aligned}
\delta_l(\omega) &= \alpha \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0 - l\omega_m)^2 + (\Gamma/2)^2} \\
\text{und } \phi_l(\omega) &= \alpha \frac{(\Gamma/2)(\omega - \omega_0 - l\omega_m)}{(\omega - \omega_0 - l\omega_m)^2 + (\Gamma/2)^2} .
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Die hieraus resultierenden Lock-In-Signale sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Der In-Phase-Anteil des Signals eignet sich durch die steile Flanke sehr gut für die Messung von Linienverschiebungen, da bereits kleine Verschiebungen große Signaländerungen hervorrufen.

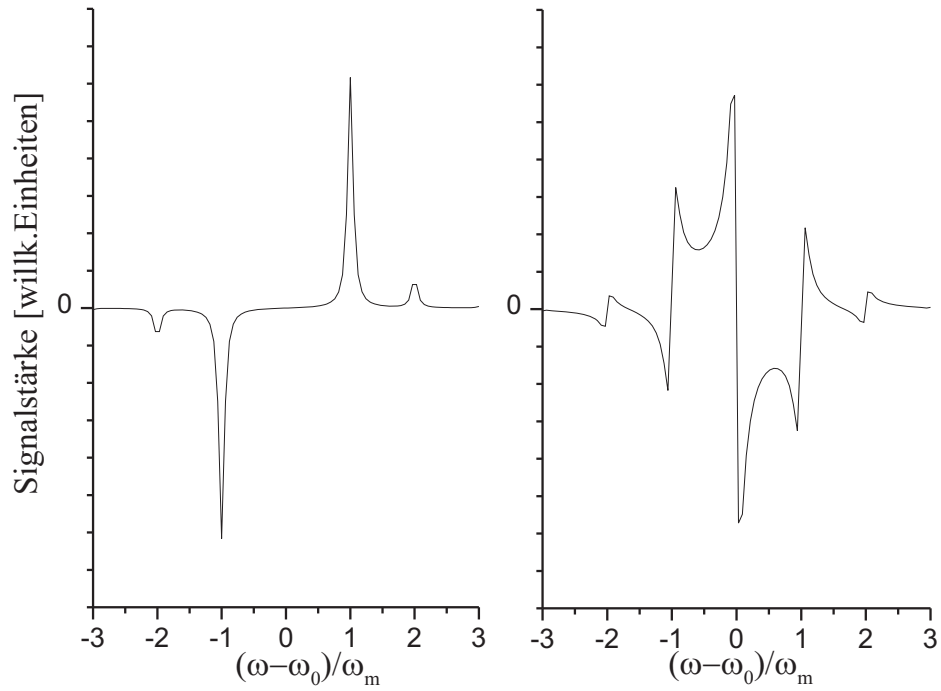


Abbildung 2.2: Linienformen nach Formeln 2.6 und 2.7 für $\omega_m / \Gamma = 10$. Links befindet sich das absorptive Quadrature-Signal (Y), während man rechts das dispersive In-Phase-Signal (X) sieht.

Kapitel 3

Stabilisierung des Haltefeldes

Die Zeeman-Aufspaltung der Dunkelresonanzen wird im Experiment durch ein Magnetfeld im Inneren der Abschirmung erreicht. Dieses Magnetfeld wird durch zwei jeweils konisch gewickelte Spulenpaare erzeugt. Hiermit ist es möglich, ein zur Laserstrahlrichtung longitudinales und transversales Feld mit großer Homogenität aufzubauen. Die Spulen wurden auf einer Kunststoffhalterung befestigt, in deren Zentrum die Meßzelle mit einem Volumen von ca. 9 cm^3 eingebaut werden kann. Die magnetische Flußdichte über das Volumen der Zelle ergibt sich aus:

$$\mathbf{B}_{\text{Zentrum}} = 0,349 \frac{\text{mT}}{\text{A}} \cdot I_{\text{long}} \cdot \mathbf{e}_{\text{long}} + 0,269 \frac{\text{mT}}{\text{A}} \cdot I_{\text{trans}} \cdot \mathbf{e}_{\text{trans}}, \quad (3.1)$$

wobei die Konstanten experimentell aus der Zeeman-Verschiebung der Dunkelresonanzen bestimmt wurden. Die relative Feldhomogenität wurde in diesen Volumen mit einer Förster-Sonde bestimmt und beträgt etwa 10^{-4} . Für die Messung von magnetischen Flußdichten mit Dunkelresonanzen ist es notwendig, die Zeeman-Aufspaltung konstant zu halten, d.h. das dafür benutzte Haltefeld muß ausreichend stabil sein.

Da die Verschiebung der Resonanz durch ein Magnetfeld beobachtet werden soll, müssen die absoluten Änderungen des Haltefeldes sehr klein sein. Will man Feldveränderungen von 1 pT an der empfindlichsten Dunkelresonanz sehen, dann bedeutet das, daß der Strom in der transversalen Spule nur um weniger als 4 nA schwanken darf.

Im Experiment wird phasenempfindlich gemessen, d.h. neben den Dunkelresonanzen treten im Spektrum auch die ersten Seitenbänder auf. Man muß also bei der Aufspaltung darauf achten, daß bei der Messung der n -ten Resonanz nicht das Seitenband der benachbarten Resonanz überlagert ist.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde ein Feld mit einer magnetischen Flußdichte von rund $4 \text{ } \mu\text{T}$ gewählt, was hinsichtlich der Stabilität bedeutet, daß ein Strom von ca. 14 mA nur um rund 4 nA schwanken darf. Dies entspricht einer relativen Stabilität von $2,9 \cdot 10^{-7}$.

3.1 Bisherige Technik und die Probleme in der Anwendung

Vor dieser Arbeit wurde bereits eine Stromquelle speziell für die Erzeugung starker Magnetfelder konstruiert [KEMP99]. Der Sollwert dieser Quelle wurde hierbei über eine Spannungsreferenz vorgegeben, während der Ist-Wert der Regelung aus dem erzeugten Magnetfeld über das Signal einer Förster-Sonde erhalten wurde. Die Spezifikationen dieser Quelle sind in nachfolgender Tabelle zu sehen.

relativ, 30 min	relativ, 1 min	relativ, 5 s	absolut, 5 s	Sollstrom, $\langle I \rangle$
$7,6 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$0,6 \mu\text{A}$	58 mA

Tabelle 3.1: Die Spalten „relativ“ geben für ein Zeitintervall der angegebenen Länge das Verhältnis von rms-Wert I_{rms} zu Sollstrom $\langle I \rangle$ an. Die Spalte „absolut“ gibt den über 5 Sekunden ermittelten rms-Wert I_{rms} an.

Die anschließenden Messungen zeigten, daß diese Art der Regelung einige Nachteile hat:

1. Die angegebene absolute Stabilität liegt bei nur 600 nA in 5 Sekunden. Dies bedeutet, daß das Rauschen der Flußdichte in diesem Zeitraum 160 pT beträgt. Eine direkte Messung des Signalrauschens auf der Flanke einer Resonanz ergab einen Rauschbeitrag des Magnetfeldes von (152 ± 15) pT [KEMP99].
2. Das Meßsignal der Sonde driftet bei konstanter Flußdichte. Diese Drift betrug bei einem Strom von 58 mA $22 \mu\text{A}/\text{h}$. Dies entspricht einer scheinbaren Drift der Flußdichte von 5,9 nT/h. Diese Drift ist durch den Sondenkopf zu erklären, der aus einer kleinen Spule mit Ferritkern besteht. Bei einer Temperaturdrift ändert sich die Magnetisierung des Ferritkernes, und damit ändert sich auch das Signal.
3. Die Sonde muß in der Nähe der Spulenhaltung positioniert werden. Dadurch liegen die Störungen des magnetischen Flusses durch den Ferritkern der Sonde nahe am Ort der Meßzelle. Messungen haben gezeigt, daß sogar Metallbeschichtungen von sehr kleinen Temperatursensoren in der Nähe der Meßzelle bereits beträchtliche Störungen in der Feldhomogenität bewirken.

Es stellte sich also heraus, daß diese Art der Stabilisierung für die Anwendung nicht geeignet war, so daß eine neue Stromquelle gebaut werden mußte.

3.2 Neue Stabilisierung

In der neuen Stabilisierung sind keine magnetosensitiven Bauteile, wie Förster-Sonden, enthalten. Der Spulenstrom wird zunächst über einen 100Ω Widerstand in ein Spannungssignal umgewandelt (siehe Abbildung 3.1). Das Regelsignal wird dann von einer einfachen

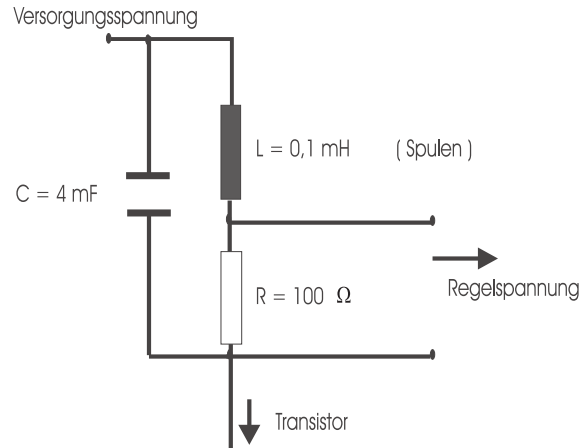


Abbildung 3.1: Ausschnitt aus dem Schaltplan der Stabilisierungselektronik für die Erzeugung eines stabilen Haltefeldes.

Regelelektronik mit PI-Regler so weiterverarbeitet, daß der Spulenstrom konstant bleibt.

Nach dem Umbau der Reglerelektronik zu einem Stromregler wurde in zwei Schritten versucht, die benötigten Spezifikationen dieser Stromquelle einzustellen. Im ersten Schritt wurden die vorhandenen Driften und Oszillationen im Regelsignal beseitigt. Messungen zeigten, daß die Driften in der Elektronik mit den Temperaturveränderungen im Labor korrelierten. Die in der Regelung verwendeten Bauteile, wie Widerstände und Operationsverstärker, wurden daraufhin gegen Bauteile mit sehr geringen Temperaturkoeffizienten ausgetauscht. Andere Störbeiträge, wie sie in Abbildung 3.2 zu sehen sind, wurden im wesentlichen durch Potentialschwankungen der Masseleitung verursacht. Durch eine Auftrennung der Masseleitung zwischen Sollwertvorgabe und Regelkreis konnten diese Störungen beseitigt werden. Die Meßwerte des Regelsignals wurden mit einem HP-Multimeter vom Typ 34401A aufgenommen. Die Auflösung des Multimeters betrug bei den Messungen 1,ppm bei einer Integrationszeit von 200 ms. Durch einen zu Spule und Widerstand parallel geschalteten Kondensator wird die Bandbreite des Widerstandes auf 0,4 Hz verringert. Das bei dieser Bandbreite erwartete thermische Spannungsrauschen am Widerstand liegt im Bereich von einem Nanovolt und ist um drei Größenordnungen kleiner als das gemessene Rauschen. Abbildung 3.2 zeigt eine deutliche Verringerung des Spannungsrauschens nach der Bearbeitung. Das Signalrauschen von $1,6 \cdot 10^{-6}$ V ist um den Faktor 10 kleiner geworden. Im Signal ist noch eine leichte Spannungsdrift von $(-2,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-8}$ V/h zu erkennen, was auf der empfindlichsten Resonanz einer scheinbaren Flußdichteänderung von 0,05 pT/h entspricht.

Das Spannungssignal wird von dem Spulenstrom an einem 100Ω Widerstand erzeugt. Will man von den Spannungsdaten auf den Strom schließen, dann muß die Konstanz des Widerstandes gesichert sein. Der benutzte VISHAY-Widerstand hat einen Temperaturkoeffizienten von 0,3 ppm/K, d.h. bei einer Temperaturänderung von einem Kelvin ändert

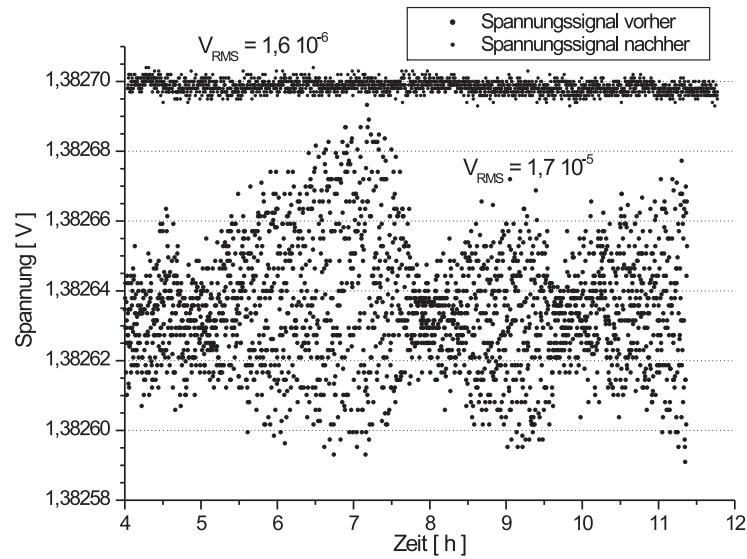


Abbildung 3.2: Zeitreihen der Spannungssignale, die der Spulenstrom an einem 100Ω Widerstand erzeugt.

sich der Widerstandswert um $0,03 \text{ m}\Omega$. Bei einem konstanten Strom von 14 mA würde dies zu einer Spannungsänderung von $4,2 \cdot 10^{-7} \text{ V/K}$ führen.

In einer geschlossenen Metallkiste beträgt die gemessene Temperaturstabilität ohne Regelung $\pm 0,1 \text{ K}$. Unter diesen Voraussetzungen kann man Temperaturveränderungen des Widerstandes vernachlässigen und den Strom nach dem Ohmschen Gesetz berechnen. Der Umwandlungsfaktor für die transversalen Spulen beträgt $0,269 \text{ mT/A}$. Man erhält also aus diesen Daten ein Flußdichterauschen B_{rms} von $4,3 \text{ pT}$. Die relative Stabilität beträgt $1,2 \cdot 10^{-6}$ und ist somit um den Faktor 4 schlechter also der geforderte Wert von $2,9 \cdot 10^{-7}$. Dieser Wert entspricht also noch nicht der geforderten Spezifikation, stellt aber bereits eine Verbesserung im Vergleich zur bisher benutzten Schaltung um den Faktor 40 dar. Spätere Messungen zeigen, daß Rauschanteile, die nicht mit Magnetfeldschwankungen zusammenhängen, zur Zeit eine Auflösung in der magnetischen Flußdichte von 4 pT verhindern.

Im zweiten Schritt wurden die Rauschwerte des Regelsignals anhand ihrer Fourier-Spektren optimiert. Hierbei zeigte sich, daß die größten Rauschbeiträge durch Netzeinstreuungen und mangelnde Abschirmung der Elektronik erzeugt wurden. Die Elektronik wurde daher für den Betrieb mit Ni/Cd-Zellen umgebaut und anschließend in eine dicke Metallabschirmung eingesetzt. In den Abbildungen 3.3, 3.4 und 3.5 sind die Rauschleistungsdichten des Regelsignals in unterschiedlichen Spektralbereichen wiedergegeben. Primär von Interes-

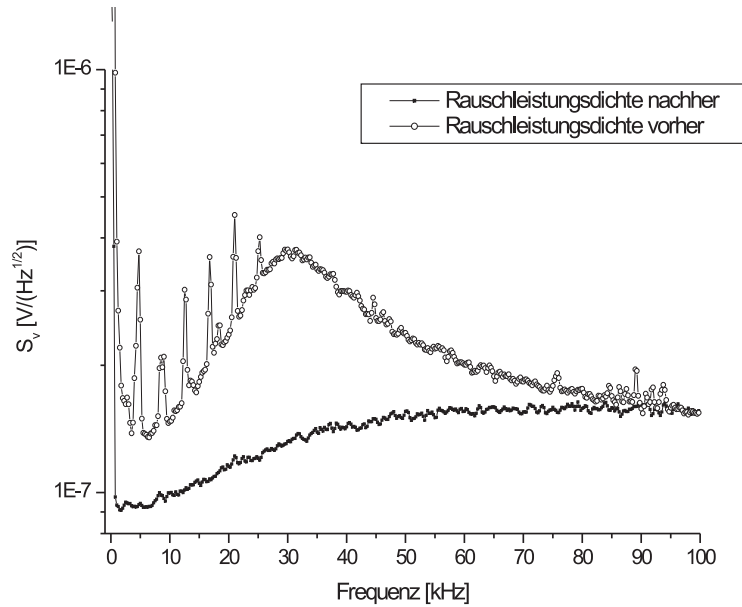


Abbildung 3.3: Übersicht der Rauschleistungsdichte der Stromquelle für das Haltefeld über den erfaßbaren Spektralbereich.

se sind die Rauschwerte für kleine Frequenzen. Da aber phasenempfindlich nachgewiesen wird, können auch Rauschteile im Bereich der Kilohertzmodulation zu einem verstärkten Signalrauschen führen. Gegenübergestellt werden jeweils die Werte vor und nach der Bearbeitung der Regelelektronik. Nach dem Umbau sind die Rauschleistungsdichten im gesamten analysierten Spektralbereich kleiner geworden.

Für eine genauere Rausch- und Driftanalyse des stabilisierten Haltefeldes wurde die Elektronik für die Stabilisierung neu gestartet, d.h. die Elektronik war über Nacht ausgeschaltet und mußte sich nach der Inbetriebnahme erst aufwärmen. Das Spannungssignal wurde während dieser Zeit gemessen.

Man kann in Abbildung 3.6 deutlich die Anfangsphase erkennen, in der sich die Elektronik zunächst aufwärmen mußte, bis das Spannungssignal nach 20 Stunden ausreichend stabil war. Diese langen Startphasen können vermieden werden, wenn die Elektronik dauerhaft in Betrieb bleibt. Die Spannungsversorgung, die während den Messungen auf Batteriebetrieb geschaltet wird, kann auf Netzbetrieb umgeschaltet werden. So ist es möglich, die Batterien über Nacht zu laden, ohne daß sich die Elektronik abkühlt.

Nach der Aufnahme der Spannungswerte wurden die Eingänge des benutzten Multimeters mit einem 50Ω Widerstand abgeschlossen. Durch eine anschließende Aufnahme des Spannungssignals konnte aus der Zeitreihe das gerätebedingte Spannungsrauschen ermittelt werden. Abbildung 3.7 enthält neben den Multimeterdaten auch die Daten aus den

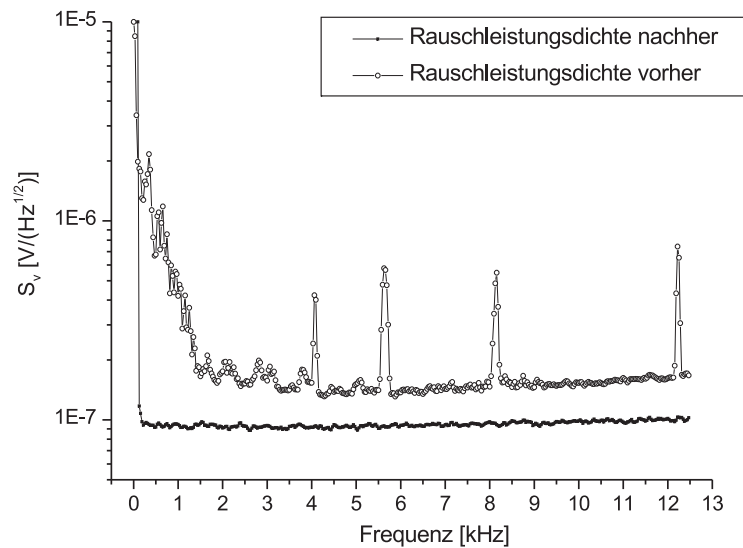


Abbildung 3.4: Spektrale Rauschleistungsdichte der Stromquelle im Bereich der Kilohertzmodulation.

Zeitreihen für das Haltefeld.

Die $1/\sqrt{\tau}$ -Kurve gibt den Verlauf der Allan-Standardabweichung für sogenanntes weißes Rauschen wieder. Wie in Abschnitt 1.3 erläutert wurde, können Signaldriften in Zeitreihen durch einen linearen Anstieg der Allan-Standardabweichung bei Vergrößerung der Mittelungszeit τ nachgewiesen werden. Abbildung 3.7 zeigt diesen linearen Anstieg, wenn man den vollständigen Datensatz von Abbildung 3.6 auswertet. Benutzt man für die Auswertung nur die Daten nach der zwanzigsten Stunde, also nach der Einschalt-Drift, dann sieht man in Abbildung 3.7, wie diese quadratische Abhängigkeit verschwindet. Die aus den Daten erhaltene Stabilität für das Haltefeld beträgt etwa 6 pT für eine Mittelungszeit von 1 s und erreicht ein flaches Minimum von 1 pT bei 100 s.

Die neue Haltefeldstabilisierung stellt also eine wesentliche Verbesserung im Vergleich zur alten Regelung dar. Die in Kapitel 1.2 dargestellten Resultate wären ohne diese Stabilisierung nicht möglich gewesen.

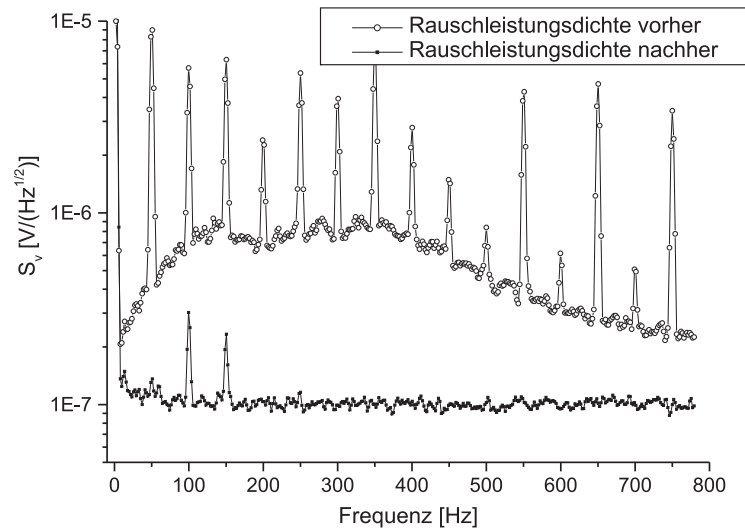


Abbildung 3.5: Spektrale Rauschleistungsdichte der Stromquelle im Niederfrequenzbereich. Die in der unteren Kurve verbliebenen Spitzen bei 50 und 100 Hz werden nicht durch die Stabilisierung, sondern durch das Meßgerät (FFT) erzeugt.

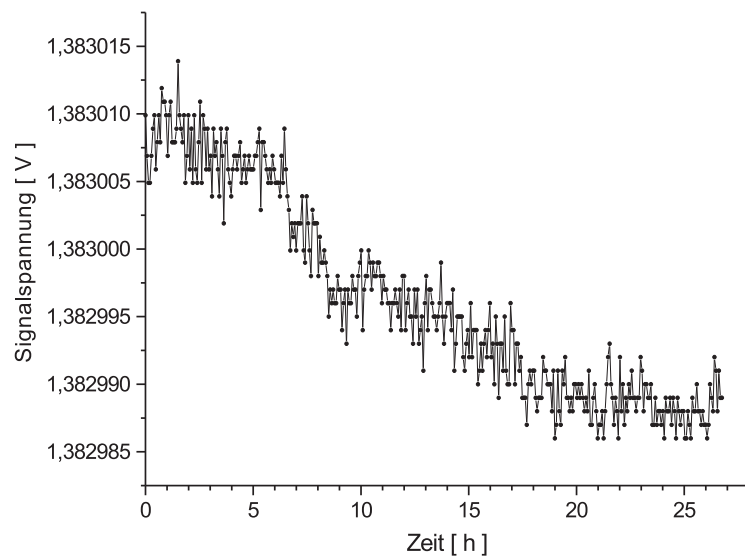


Abbildung 3.6: Driftverhalten der Regelung nach der Inbetriebnahme.

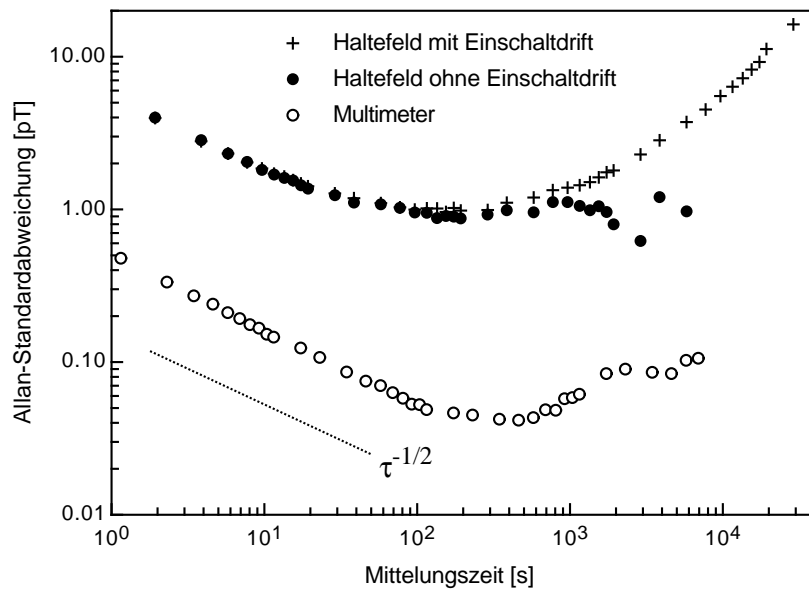


Abbildung 3.7: Allan-Standardabweichung in Abhängigkeit der Mittelungszeit

Kapitel 4

Die magnetische Abschirmung

In Abschnitt 1.4 wurde der Einfluß der magnetischen Flußdichte auf die Stabilität der Dunkelresonanzposition im Spektrum diskutiert. Die Zusammensetzung der Flußdichte am Ort der Meßzelle ergibt sich aus Formel (1.35):

$$|\mathbf{B}| = \mu_0 \cdot |(\mathbf{H}_l + \mathbf{H}_t + \mathbf{H}_M)|.$$

Der Einfluß der Felder \mathbf{H}_l und \mathbf{H}_t auf das Rauschen der Flußdichte konnte durch eine verbesserte Stromquelle reduziert werden. Im weiteren Verlauf müssen die Felder \mathbf{H}_M durch einen größeren Schirmfaktor und eine Entmagnetisierung verringert werden. Wie am Ende des Abschnitts 1.4.2 erwähnt wurde, ist hierbei das Feld H_0 die entscheidende Größe. Im folgenden Abschnitt wird nun der Versuch beschrieben, durch die Verringerung des Feldes H_0 die Stabilität der Flußdichte weiter zu steigern.

4.1 Kompensation des Erdmagnetfeldes

Um einen Überblick über die magnetische Feldstärkeverteilung im Labor zu bekommen, wurde diese zunächst in der Nähe der magnetischen Abschirmung mit einer Förster-Sonde vermessen. Die Meßwerte zeigten eine starke Abhängigkeit des Feldlinienverlaufes von der Position der elektronischen Geräte im Labor. Diese wurden daraufhin möglichst weit entfernt von der Abschirmung aufgestellt. Anschließend wurde die Werte erneut aufgenommen. Die Ergebnisse dieser Messung zeigten, daß die Feldkomponenten in y - und z -Richtung im Bereich von $70 \mu\text{T}$ bis $-39 \mu\text{T}$ stark variierten, während an den meisten Meßpunkten die x -Komponenten eher klein waren (siehe Abbildung 4.1). Die Abschirmung ist im Labor so ausgerichtet, daß die stärksten Feldkomponenten transversal auf die Zylinder treffen. Eine optimale Abschirmung kann in dieser Situation durch eine Vergrößerung des transversalen Schirmfaktors erreicht werden. Die Meßwerte zeigten aber auch, daß die Abschirmung insbesondere in der vertikalen Richtung magnetisch gesättigt wurde, da in dieser Richtung Feldstärken von $70 \mu\text{T}$ gemessen werden konnte (siehe Abbildung

1.7). Aus den gemessenen Feldwerten wurde die Spezifikationen eines Magnetfeldes für eine möglichst homogene Kompensation errechnet. Anschließend wurden drei zueinander senkrechtstehende, rechteckige Helmholtz-Spulenpaare im Labor aufgebaut [RUP75]. Eine Skizze der Anordnung ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Die benötigten Kabel wurden an einem Holzgerüst befestigt, das aus handelsüblichen Dachlatten aufgebaut und an den Wänden und der Decke festgeschraubt wurde. Der Strom in den Helmholtz-Spulenpaaren wurde über 30 V/3 A Netzgeräte so angesteuert, daß am äußeren Rand der Abschirmung jeweils in x -, y - und z -Richtung minimale Flußdichten gemessen werden konnte. Nach der Einstellung der Netzgeräte und einer erneuten Aufnahme der Feldwerte zeigte sich, daß die zugehörigen Felder in der Nähe der Abschirmung deutlich reduziert werden konnten. Die Berechnungen ließen für ein homogenes Feld über das Volumen der Abschirmung eine Kompensation der Feldwerte um den Faktor 50 erwarten. Mit der Kompensation war es zwar gelungen, das Laborfeld insgesamt um den Faktor 20 bis 30 zu verringern, aber es gelang nicht mit dem Kompensationsfeld über das Volumen der Abschirmung ein homogenes Restfeld unter $1 \mu\text{T}$ zu erzeugen. Anders als in Abschnitt 1.4.2 vorausgesetzt wurde, liegen also nur einige Bereiche des Schirmmaterials außerhalb der magnetischen Sättigung. Das dies nicht für alle Bereiche der Abschirmung erreicht werden konnte, erklärt sich über die Gradientenfelder im Labor. Diese konnten in den Berechnungen für das Kompensationsfeld nicht berücksichtigt werden. Bevor nun die Auswirkungen der Verringerung des Laborfeldes \mathbf{H}_0 besprochen werden, soll an dieser

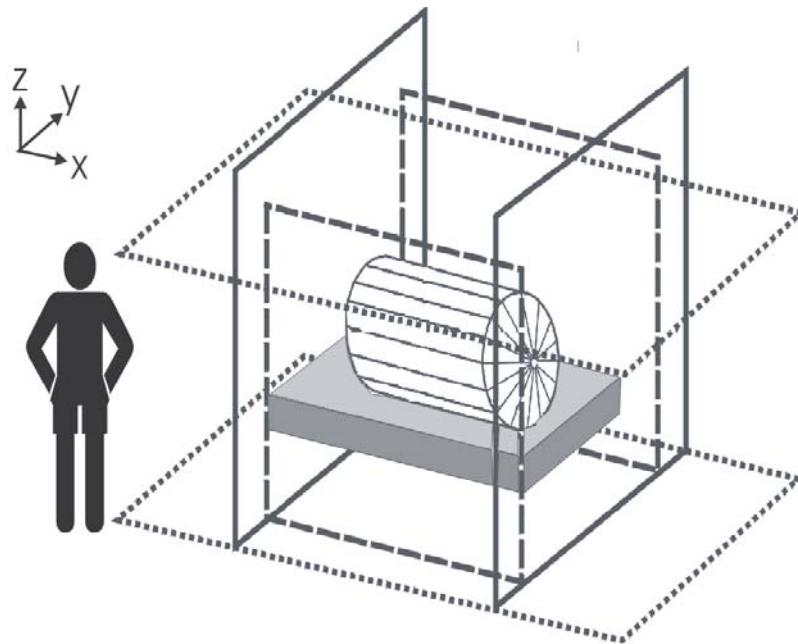


Abbildung 4.1: Darstellung der drei Spulenpaare in rechteckiger Helmholtz-Konfiguration

Stelle die Übertragbarkeit der Ergebnisse aus Abschnitt 1.3 diskutiert werden.

Für drei ineinandergeschobene Zylinder aus hochpermeablem Metall erhält man nach Formel (1.37):

$$S^t = \frac{B_{\perp}^{\text{außen}}}{B_{\perp}^{\text{innen}}} = S_1^t S_2^t S_3^t \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{R_2}{R_3} \right)^2 \right] = 2,62 \cdot 10^{-8} \mu^3. \quad (4.1)$$

Die Maße der Abschirmung sind der Tabelle 2.1 zu entnehmen. Der Hersteller der Zylinder gibt eine Permeabilität von $\mu = 30000$ an [VAC]. Zu erwarten wäre demnach ein transversaler Schirmfaktor von $7 \cdot 10^5$. Im Fall der inaktiven Kompensation liegt an der Abschirmung ein transversales Feld von fast 56 A/m an. Nach Abschnitt 1.3 ist die Annahme über die Konstanz der Permeabilität über das Zylindervolumen nur bei Feldstärken unter 0,01 A/m gerechtfertigt. Ob die Formel für den transversalen Schirmfaktor benutzt werden kann, ist also unklar. Aber auch im Fall der aktiven Kompensation beträgt das transversale Restfeld an der Abschirmung 2 A/m. Ein transversaler Schirmfaktor von $7 \cdot 10^5$ kann also bestenfalls als Richtwert angesehen werden. Da das Kompensationsfeld das Laborfeld H_0 nicht unter 0,01 A/m reduzieren kann, ist bei der Entmagnetisierung nur eine geringe Veränderung in der Permeabilität durch die Kompensation zu erwarten (siehe Abbildung 1.7). Eine verbesserte Kompensation wäre vielleicht durch die Erzeugung von Gradientenfeldern möglich.

4.2 Entmagnetisierung der Abschirmung

Nach Gleichung (1.37) ist die Vergrößerung des transversalen Schirmfaktors durch eine Erhöhung der Permeabilität möglich. Eine solche Permeabilitätsvergrößerung erhält man, wenn man den magnetischen Zustand des Materials so ändert, daß er auf der idealen Magnetisierungskurve liegt (siehe Abschnitt 1.4.2). Schaltet man bei der dafür notwendigen Wechselfeldmagnetisierung das Kompensationsfeld (siehe Abschnitt 4.1) ein, so daß lediglich ein kleines Restfeld H_0 anliegt, dann kann man auf diese Weise die Abschirmung entmagnetisieren. Bei eingeschalteter Kompensation sollte eine größere Permeabilität und damit ein größerer Schirmfaktor erreicht werden. Die zu erwartende Änderung des Schirmfaktors im Vergleich zum nichtkompensierten Fall ist allerdings klein, da aus Abschnitt 4.1 hervorgeht, daß die Restfeldstärke mit 2 A/m in transversaler Richtung weiterhin nahe an der Sättigungsfeldstärke von Mumetall liegt (siehe Abbildung 1.7).

Für eine Wechselfeldentmagnetisierung müssen nach Abschnitt 1.4.2 drei Punkte beachtet werden:

1. Die Anfangsfeldstärke H_m muß im Material größer als 10 A/m sein.
2. Die Abnahme je Vorzeichenwechsel sollte im Gebiet der Koerzitivfeldstärke $1/20$ dieses Wertes nicht überschreiten.

3. Der magnetische Fluß, der gegen Ende der Entmagnetisierung noch das Material erreicht, sollte kleiner sein als der Fluß im Material zu Beginn der Entmagnetisierung.

4.2.1 Erzeugung des Entmagnetisierungsfeldes

Für die Erzeugung eines Wechselfeldes wurden zunächst 16 Drähte entlang der Zylinderachse durch das Innere der Abschirmung geführt und anschließend symmetrisch über die äußere Tonne zurückgeführt. Der Abstand der zurückgeführten Drähte zur Tonnenaußen-seite beträgt 1 cm. Diese Drähte sind in Reihe geschaltet. Die so erhaltene Spule hat einen Ohmschen Widerstand von 5Ω . Anschließend wurde mit einem Kondensator bekannter Kapazität ein RCL-Schwingkreis gebildet. Mit einem Frequenzgenerator und einem Oszilloskop wurde dann die Resonanzfrequenz und daraus die Induktivität $L = 30(20)$ mH der Spule bestimmt. Diese Spule muß ein DC-freies Wechselfeld erzeugen und wurde daher über 660 mF kapazitiv an einen Verstärker angeschlossen. Es handelt sich dabei um eine spannungsgesteuerte 220 Watt HiFi-Endstufe mit einer Ausgangsimpedanz von 4Ω .

Eine Ansteuerungselektronik, die speziell für diesen Verstärker neu gebaut wurde, liefert das Steuersignal. Mit dieser Elektronik ist es möglich, eine exponentiell gedämpfte Sinusspannung mit Frequenzen zwischen 0 und 20 kHz zu erzeugen. Außerdem können sechs unterschiedliche Zeitkonstanten der Dämpfung gewählt werden. Der bisher benutzte Aufbau arbeitete mit einem leistungsschwächeren NF-Verstärker und einer galvanischen Einkopplung des Entmagnetisierungsstroms. Konstantstromanteile konnten daher nicht so stark unterdrückt werden wie im Fall der kapazitiven Einkopplung. Außerdem erlaubte die Steuerelektronik keine Wahl der Frequenz- oder Zeitkonstanten.

Die Bespannung der Abschirmung mit den Entmagnetisierungsdrähten ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Mit dieser Anordnung wird das Entmagnetisierungsfeld im Außenraum der Abschirmung erzeugt. Die Feldstärken im Inneren der Abschirmung werden aus der Formel für ein Magnetfeld um einen stromdurchflossenen, geraden, unendlich langen Draht abgeschätzt:

$$H(R) = \frac{N \cdot I}{2 \cdot \pi \cdot R} = 8,5 \cdot I/\text{m}. \quad (4.2)$$

Der Verstärker kann ein verzerrungsfreies Sinussignal mit einer Amplitude von $40 V_{PP}$ erzeugen. Erhöht man die Amplitude auf die mit diesem Verstärker maximal möglichen $54 V_{PP}$, dann wird das Signal so stark verzerrt, daß eine Rechteckspannung ausgegeben wird.

4.2.2 Voraussetzungen für eine Entmagnetisierung

Zunächst muß sichergestellt werden, daß die drei Bedingungen für eine verbesserte Entmagnetisierung erfüllt sind (siehe Abschnitt 1.4.2).

Eine 40 V_{PP} Sinusspannung treibt bei 50 Hz einen mittleren Spulenstrom von $4,6 \text{ A}_{\text{PP}}$. Nach Formel (4.2) liegt demnach im innersten Zylindermantel ein Feld von 78 A/m an. Die auf der Außenseite zurückgeführten Drähte erzeugen im Abstand von 1 cm ein Feld in der Stärke von 73 A/m . Es kann also angenommen werden, daß das Material magnetisch gesättigt wird. Die Koerzitivfeldstärke von Mumetall beträgt nach Herstellerangaben ca. 3 A/m [VAC]. Zu Beginn der Wechselfeldentmagnetisierung darf die Feldstärke also maximal nur um $3 \text{ A/m} \cdot 1/20 = 0,15 \text{ A/m}$ pro Vorzeichenwechsel sinken. Dies bedeutet, daß die Steuerspannung

$$U_{\text{Steuer}}(t) = U_0 \cdot e^{-t/\tau} \cdot \cos 2\pi\nu \cdot t \quad (4.3)$$

mit einer Zeitkonstanten $\tau > -1/(2 \cdot \nu \cdot \ln(0,9978))$ gedämpft werden muß. Bei einer Frequenz von 50 Hz muß demnach die Zeitkonstante größer als $4,6 \text{ Sekunden}$ sein. Die kleinste im Experiment wählbare Zeitkonstante beträgt 24 Sekunden .

Die maximale magnetische Flußdichte im äußeren Mantel der Abschirmung ergibt sich aus Formel (1.40). Will man nun sicherstellen, daß die Feldstärke gegen Ende der Entmagnetisierung kleiner ist als diese eingefrorene Feldstärke, dann muß folgende Relation gelten:

$$\begin{aligned} H_m = \frac{I_{\text{Ende}}}{2 \cdot \pi \cdot R_T} &< H_{n||\text{max}} = \frac{2 \cdot B_{\perp}^{\text{außen}} \cdot R_3}{\mu \cdot \mu_0 \cdot d} \\ I_{\text{Ende}} &< \frac{4 \cdot \pi \cdot B_{\perp}^{\text{außen}} \cdot R_3 \cdot R_T}{\mu \cdot \mu_0 \cdot d}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

R_T ist der Abstand der Drähte zum äußeren Zylinder. Ist die Kompensation des Erdmagnetfeldes eingeschaltet, dann liegt an der Abschirmung eine magnetische Flußdichte von $3,5 \mu\text{T}$ an.

Bei einer Permeabilität von $\mu = 30000$ muß für den Endstrom gelten:

$$I_{\text{Ende}} < 1,7 \text{ mA}. \quad (4.5)$$

Bei einer inaktiven Kompensation liegen an der Abschirmung $70 \mu\text{T}$ an. Für den Strom bedeutet dies:

$$I_{\text{Ende}} < 35 \text{ mA}. \quad (4.6)$$

Bei einer Entmagnetisierung muß also sichergestellt werden, daß der Startstrom ausreichend groß und der Endstrom ausreichend klein ist.

4.2.3 Durchführung

Nach diesen Vorbereitungen ist die Entmagnetisierung nun sehr leicht auszuführen. Die Spulen werden über die kapazitive Einkopplung und einen Schalter an den NF-Verstärker

angeschlossen. Anschließend stellt man die gewünschte Frequenz und Zeitkonstante an der Elektronik ein und schließt dann den Schalter. In dieser Arbeit wurde eine feste Frequenz (50 Hz) und eine feste Zeitkonstante (24 s) gewählt.

Nach einer Sättigungsphase von ca. fünf Minuten wird dann die Dämpfung eingeschaltet. In der Sättigungsphase sind die Schwingungen der Abschirmung deutlich zu hören. Bei 50 Hz Wechselspannung beträgt die Impedanz der Anordnung 10Ω . Die Endspannungen an der Spule müssen daher im kompensierten Fall kleiner als 17 mV und im Fall der inaktiven Kompensation kleiner als 350 mV sein. Die gemessenen Spannungen gegen Ende der Entmagnetisierung liegen im Bereich von 2-3 mV.

Eine Entmagnetisierung soll zwei Kriterien erfüllen:

1. Die verbleibende Magnetisierung soll klein sein.
2. Die eingestellte Permeabilität soll groß sein.

Im nächsten Abschnitt wird behandelt, wie die verbleibende Magnetisierung und die Permeabilität, also der Schirmfaktor, gemessen oder abgeschätzt werden können.

4.3 Abschätzung der Magnetisierung

Nach Formel (1.35) setzt sich die Flußdichte am Ort der Meßzelle aus drei Feldern zusammen. Schaltet man das longitudinale und das transversale Feld aus, dann gilt:

$$|\mathbf{B}| = \mu_0 \cdot |\mathbf{H}_M|. \quad (4.7)$$

Betrachtet man also die Dunkelresonanzen im Spektrum, dann sieht man bei zirkularer Polarisation des Laserlichtes die Überlagerung von bis zu 15 Resonanzen. Jede dieser Resonanzen wird durch $|\mathbf{B}|$ etwas verschoben. Aus der Breite dieser Überlagerung kann man bei bekannter Einzellinienbreite $|\mathbf{B}|$ abschätzen. Abbildung 4.2 zeigt die Ergebnisse einer früheren Entmagnetisierung mit der alten Elektronik im Vergleich zu einer neueren Entmagnetisierung.

Paßt man an diese Kurven jeweils 15 dispersive Lorentz-Profile mit der Flußdichte als Parameter an, dann erhält man für die frühere Entmagnetisierung einen Flußdichtebetrag von $|\mathbf{B}| = (50 \pm 10) \text{ nT}$. Für die neuere Entmagnetisierung erhält man $|\mathbf{B}| = (1,0 \pm 0,2) \text{ nT}$.

Es ist zudem möglich, die Komponenten des Feldes \mathbf{H}_M in Richtung der transversalen oder longitudinalen Spulen zu messen. Angenommen, am Ort der Meßzelle liegt ein Feld \mathbf{H}_M an. Der resultierende Vektor sei $(B_x, B_y, B_z)^t$. Legt man nun ein transversales Magnetfeld mit der Flußdichte $(0, 0, -T_z)^t$ an, so erhält man folgenden Flußdichtebetrag:

$$|\mathbf{B}_1| = \sqrt{(B_x)^2 + (B_y)^2 + (B_z - T_z)^2}. \quad (4.8)$$

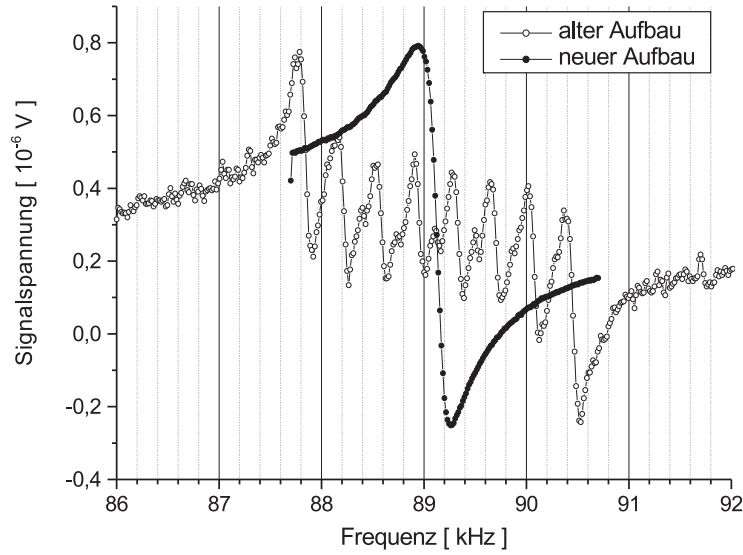


Abbildung 4.2: Linienaufspaltung nach einer Entmagnetisierung. Die neue Elektronik erzielt deutlich bessere Ergebnisse. Verglichen werden zwei Messungen bei völlig unterschiedlichen Versuchsbedingungen. Relevant sind nur die unterschiedlichen Breiten. Andere Parameter, wie Lage und Signalstärke, wurden entsprechend umskaliert.

Mißt man nun die Lage der Dunkelresonanz mit $n = 7$ im Spektrum, dann erhält man so eine Frequenz ν_1 . Für die Frequenzverschiebung ν_1 , die sich nur durch die Flußdichteänderung ergibt, gilt nach Formel (1.21):

$$\nu_1 = 3,51\text{GHz/T} \cdot 7 \cdot |\mathbf{B}_1| . \quad (4.9)$$

Anschließend ändert man die Polarität des transversalen Feldes, indem man die Richtung des Spulenstromes ändert. Die zu (4.8) und (4.9) analogen Gleichungen lauten dann:

$$|\mathbf{B}_2| = \sqrt{(B_x)^2 + (B_y)^2 + (B_z + T_z)^2} \quad (4.10)$$

und

$$\nu_2 = 3,51\text{GHz/T} \cdot 7 \cdot |\mathbf{B}_2| \quad (4.11)$$

Die Frequenzen ν_1 und ν_2 , die aus der Lage der jeweiligen Resonanz bestimmt werden, enthalten noch die Puffergas- und die dynamische Stark-Verschiebung. Diese zusätzliche Verschiebung ν_0 kann aus der Lage der Dunkelresonanz mit $n = 0$ ermittelt werden.

Subtrahiert man diesen Wert von ν_1 und ν_2 und bildet die Quadratdifferenzen von (4.9) und (4.11), dann erhält man:

$$\begin{aligned}\nu_2^2 - \nu_1^2 &= (\nu_2 - \nu_0)^2 - (\nu_1 - \nu_0)^2 \\ &= (3,51\text{GHz/T} \cdot 7)^2 \cdot (|\mathbf{B}_2|^2 - |\mathbf{B}_1|^2).\end{aligned}\quad (4.12)$$

Die Quadratdifferenzen von (4.8) und (4.10) liefern hingegen:

$$\begin{aligned}(|\mathbf{B}_2|^2 - |\mathbf{B}_1|^2) &= (B_z + T_z)^2 - (B_z - T_z)^2 \\ &= 4 \cdot B_z \cdot T_z.\end{aligned}\quad (4.13)$$

Setzt man nun 4.13 in 4.12 ein und stellt nach B_z um, dann erhält man:

$$B_z = \frac{\nu_2^2 - \nu_1^2 + 2 \cdot \nu_0 \cdot (\nu_1 - \nu_2)}{(7 \cdot 3,51 \cdot 10^9 \text{Hz/T})^2 \cdot 4 \cdot T_z}.\quad (4.14)$$

Den Wert für T_z erhält man über den Spulenstrom aus Formel (3.1).

Es ist also möglich, aus den Lagen der Resonanzen bei unterschiedlichen Transversal polaritäten die Feldkomponente B_z in transversaler Richtung zu berechnen. Analog kann man die Feldkomponente B_x in longitudinaler Richtung bestimmen. Man muß dafür die Messungen auf der Dunkelresonanz $n = 6$ im longitudinalen Feld wiederholen. Man erhält analog zu (4.14) die Gleichung:

$$B_x = \frac{\nu_2^2 - \nu_1^2 + 2 \cdot \nu_0 \cdot (\nu_1 - \nu_2)}{(6 \cdot 3,51 \cdot 10^9 \text{Hz/T})^2 \cdot 4 \cdot T_x}.\quad (4.15)$$

Bei den früheren Messungen wurde diese Methode noch nicht benutzt. Für die neueren Messungen werden aber neben der Aufspaltung der überlagerten Resonanzen im feldfreien Raum (wie auch in Abbildung 4.2) noch die Dunkelresonanzen mit $n = 6$, $n = 7$ und $n = 0$ bei verschiedenen Feldpolaritäten aufgenommen. Anschließend werden dispersive Lorentz-Profile an die Meßkurven angepaßt und die Positionen bestimmt. Die Unsicherheit dieser Positionsbestimmung errechnet sich aus dem Quotienten von Signalrauschen und Flankensteigung und entspricht dem Frequenzrauschen der Resonanzlinie. Aus diesen Werten wird dann nach den Formeln (4.14) und (4.15) die Komponente der Feldes \mathbf{H}_M in transversaler und longitudinaler Richtung bestimmt. Da $|\mathbf{H}_M|$ aus den Daten zu Abbildung 4.2 bekannt ist, kann man also auch die dritte Komponente von \mathbf{H}_M aus der Betragsformel berechnen. Aus der Fehlerfortpflanzung ergibt sich die Unsicherheit der jeweiligen Werte.

Bei Entmagnetisierungen mit 50 Hz, einer Zeitkonstante von 24 s, Anfangsströmen von 4 A und Endströmen von 0,5 mA betragen die verbleibenden Flußdichtekomponenten:

$$\begin{aligned}B_{\text{transversal}} &= (1,2 \pm 0,2) \text{ nT} \\ B_{\text{longitudinal}} &= (1,1 \pm 0,2) \text{ nT} \\ B_{\text{Richtung 3}} &= (0,6 \pm 0,2) \text{ nT}.\end{aligned}$$

Abschließend kann an dieser Stelle also gesagt werden, daß mit der neuen Elektronik die Restfeldstärken in der Abschirmung um den Faktor 50 verringert werden konnten. Anschließende Arbeiten, die die Abhängigkeit der Entmagnetisierung von der Frequenz und der Zeitkonstante untersuchen, werden zeigen, ob dieses Ergebnis weiter verbessert werden kann. So ist z.B. bei einem 50 Hz Wechselfeld in Mumetall mit Eindringtiefen im Bereich von 0,3 mm zu rechnen [SUM79]. Da das Schirmmaterial 2 mm dick ist, sollte sich eine größere Eindringtiefe, also eine kleinere Entmagnetisierungsfrequenz, in einem stärkeren Abbau der Magnetisierung äußern.

4.4 Messung des Schirmfaktors

In Abschnitt 1.4.1 wurde der transversale Schirmfaktor wie folgt definiert:

$$S^t = \frac{B_{\perp}^{\text{außen}}}{B_{\perp}^{\text{innen}}}. \quad (4.16)$$

Dieser Ausdruck wurde unter der Annahme hergeleitet, daß ein äußeres homogenes Feld H_0 mit fester Richtung im Raum vorliegt. In Abbildung 1.5 wäre der Meßpunkt für das äußere Feld direkt über der Tonne, da dort die Feldliniendichte durch die Abschirmung kaum verändert wird. An dieser Stelle treffen die Feldlinien senkrecht auf die Abschirmung. Im Labor wurde daher anhand der Daten der Feldvermessung die Position auf der Abschirmung gesucht, an der die stärksten Feldkomponenten senkrecht auf der Abschirmung stehen. An diese Stelle wurde die Förster-Sonde positioniert. Verändert man nun das äußere Feld ($\Delta B_{\perp}^{\text{außen}}$) und beobachtet man gleichzeitig die Verschiebung der Dunkelresonanz mit $n = 7$ ($\Delta B_{\perp}^{\text{innen}}$), dann kann man über $S^t = \Delta B_{\perp}^{\text{außen}} / \Delta B_{\perp}^{\text{innen}}$ analog zu Formel (1.37) den Schirmfaktor der Abschirmung bestimmen. Eine solche Messung sieht im Detail wie folgt aus:

1. Zunächst wird das Spektrum der Dunkelresonanz mit $n = 7$ aufgenommen. Aus dieser Messung erhält man die Steigung der Linienflanke ($\partial V / \partial \nu$) und die Position (ν_7) der Linienmitte.
2. Anschließend stellt man über ein Meßprogramm die 9 GHz-Modulation fest auf ν_7 und mißt das Y-Signal des Lock-In-Verstärkers aus. Aus den Anfangsdaten dieser Messung lassen sich die Signalauswerte auf der Flanke berechnen.
3. Zu dem laufenden Meßprogramm wird ein weiteres Programm gestartet. Dieses liest die magnetische Flußdichte, die außen an der Abschirmung in transversaler Richtung gemessen wird, über die Förster-Sonde aus.
4. Anschließend wird die äußere magnetische Flußdichte über die Kompensationsspulen in transversaler Richtung verändert. Diese Veränderungen können mit der Förster-Sonden direkt gemessen werden, während die Flußdichteänderungen im Inneren der Abschirmung aus der Signaländerung des Lock-In-Signals und der Flankensteigung ($\partial V / \partial \nu$) errechnet wird.

Da der resultierende Schirmfaktor der Zylinder proportional zur dritten Potenz der Permeabilität ist und die Permeabilität des Materials die Steigung der $B(H)$ -Kurve darstellt, muß man darauf achten, daß die äußere Feldveränderung das Material nicht in die magnetische Sättigung bringt. Ist die Laborfeldkompensation nicht aktiv, dann sättigt das Magnetfeld im Labor mit einer Stärke von ca. 50 A/m das Schirmmaterial (siehe Abbildung 1.7). In diesem Fall wird eine Änderung des externen Magnetfeldes um einige μT die Permeabilität kaum beeinflussen. Aus diesem Grunde wurde zunächst der Schirmfaktor der Abschirmung ohne eine Kompensation gemessen. Die Abbildung 4.3 zeigt die Veränderungen der Feldstärke über die Kompensationsspulen und die resultierende Signaländerung im Inneren der Abschirmung.

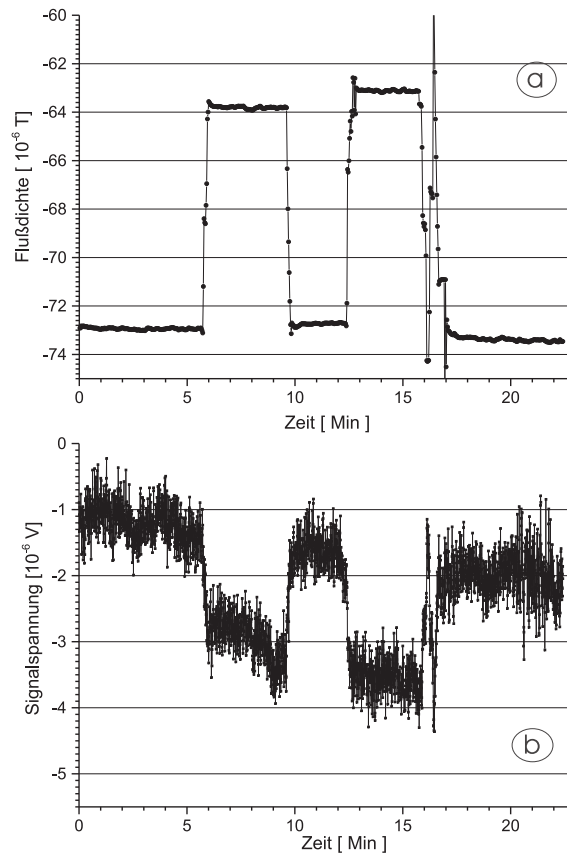


Abbildung 4.3: a) Über die Kompensationsspulen werden Stufen in der äußeren Flußdichte erzeugt, die um den Schirmfaktor abgeschwächt werden und b) im Inneren der Abschirmung durch Signaländerungen nachgewiesen werden können.

Die Ursache für die Driften in Bild 4.3b sind auf Driften der magnetischen Flußdichte zurückzuführen, denn Untersuchungen an der Dunkelresonanz mit $n = 0$ und $n = 6$ zeig-

ten, das diese Signaldriften nur bei den magnetoempfindlichen Dunkelresonanzen, nicht aber bei $n = 0$ auftreten. Da Driften im Haltefeld ausgeschlossen werden können, bleiben nur noch Schwankungen im Restfeld \mathbf{H}_M als mögliche Ursachen übrig. Das Feld \mathbf{H}_M setzt sich aus der Magnetisierung der Abschirmung und dem Rest-Erdfeld in der Abschirmung zusammen. Veränderungen in der Magnetisierung des Schirmmaterials können durch Temperaturschwankungen im Labor hervorgerufen werden. Ob Schwankungen, verursacht durch das nicht vollständig abgeschirmte Erdfeld, die Erklärung sein können, ergibt sich aus der Berechnung des Schirmfaktors mit den Werten von Abbildung 4.3. Den Wert für die Außenfeldänderung kann man aus der zugehörigen Abbildung direkt ablesen. Diese beträgt $(9,2 \pm 0,3) \mu\text{T}$. Den Wert für die Feldänderung im Inneren der Abschirmung erhält man aus der Signaländerung, der Flankensteigung und Formel (1.24). Aus diesen Werten ergibt sich ein transversaler Schirmfaktor von $S_t = 75000 \pm 20000$. Die Drift in Abbildung 4.3b beträgt in etwa $4 \mu\text{V/h}$. Rechnet man diesen Wert in eine Flußdichteänderung um und ermittelt über den Schirmfaktor die dafür notwendige Feldänderung im Labor, dann erhält man eine notwendige Drift von $27 \mu\text{T/h}$, also 50 % des Erdfeldes pro Stunde. Die Drift kann daher unmöglich auf eine Änderung des äußeren Feldes zurückgeführt werden, sondern hängt wahrscheinlich mit einer temperaturbedingten Änderung in der Magnetisierung der Abschirmung zusammen.

In die Unsicherheit des Schirmfaktors geht im wesentlichen die Nachweisgrenze für magnetische Flußdichteänderungen ein. Bei der entsprechenden Messung lag die Nachweisgrenze bei 26 pT. Für eine genauere Messung muß also dieser Wert verringert werden. An dieser Stelle wird ein weiteres Problem deutlich: die in Abschnitt 4.1 eingeführten Kompensationsspulen reduzieren das Magnetfeld im Labor im räumlichen Mittel bis auf 1-2 A/m. Betrachtet man in Abbildung 1.7 einen Punkt auf der Magnetisierungskurve bei einer Feldstärke von 1 A/m und erhöht dann die Feldstärke, so verschiebt sich der magnetische Zustand in Richtung Sättigungsbereich. Verringert man dann die Feldstärke wieder auf den ursprünglichen Wert, dann läuft der magnetische Zustand, wie in der Hysteresekurve zu sehen (siehe Abbildung 1.6), auf einer anderen Kurve zurück und bleibt dann an einer Stelle stehen, in der die Permeabilität kleiner ist, als sie ursprünglich war. Man muß also darauf achten, daß die Stufe zur Bestimmung des Schirmfaktors im Fall des kompensierten Feldes klein genug ist. Geht man von einer Feldänderung von 1 A/m aus, dann variiert die Flußdichte in der Abschirmung bei einem transversalen Schirmfaktor von 75000 nur um 16,8 pT. Da der erwartete transversale Schirmfaktor im kompensierten Fall größer ist als im Fall der Sättigung und eine Feldänderung von 16,8 pT bei einer derzeitigen Nachweisgrenze von 26 pT nicht beobachtet werden kann, muß diese Grenze daher erst verringert werden, um die untere Schranke von $S_t \geq 75000$ zu verbessern. Dies kann z.B. durch Verlängerung der Mittelungszeit geschehen, konnte aber aus Zeitgründen hier nicht mehr durchgeführt werden.

Kapitel 5

Empfindliche Magnetometrie

In den Kapiteln 3 und 4 wurden die Einflüsse auf die Stabilität des Flußdichtebetrages diskutiert. Die für die Magnetometrie mit Dunkelresonanzen wichtige Nachweisgrenze, wie sie nach Formel (1.26) beschrieben wird, ist eine Funktion der Flankensteigung und des Signalrauschens der gewählten Resonanz. Zunächst muß geklärt werden, welche physikalischen Größen neben der Flußdichte noch einen Einfluß auf diese beiden Parameter haben. Aus welchen Beiträgen sich das Signalrauschen auf der Resonanz zusammensetzt ist u.a. aus Gleichung (1.24) zu erkennen. Diese lautet:

$$\nu_0(n) = \frac{\Delta_{\text{hfs}}}{2\pi} + \Delta\nu_{\text{Neon}} + \Delta\nu_{\text{Licht}} + n \cdot 3,51 \frac{\text{GHz}}{\text{T}} \cdot |B| .$$

- Δ_{hfs} . Für die Erzeugung der Modulationsfrequenz von 9,19 GHz wird ein 3,08 GHz Signal aus einem Mikrowellengenerator über einen sogenannten Tripler frequenzverdreifacht und dann zum Laserstrom addiert. Durch Schwankungen in der Mikrowellenleistung variieren die Temperaturen des Lasermaterials, wodurch sich die Resonatorlänge verändert. Die Schwankungen in der Mikrowellenleistung führen daher zu Schwankungen in der Laserwellenlänge und somit zu Frequenzdriften.

Die Veränderungen der Mikrowellenleistung setzen sich aus zwei Anteilen zusammen:

1. Die Ausgangsleistung der Mikrowellengenerators hat nur eine bestimmte Stabilität. Diese kann mit den zur Verfügung stehenden Geräten nur geschätzt werden. Die Schwankungen liegen jedoch unter 0,5 dBm.
2. Der Tripler wärmt sich im Betrieb auf und verändert dabei seine ausgegebene Leistung. Dies führt ebenfalls zu Frequenzdriften. Der Tripler wurde temperaturstabilisiert, so daß diese Ursache für Frequenzdriften im nachfolgenden Teil ausgeschlossen werden kann.

Der Generator ist mit einer Frequenzreferenz verbunden. Die Stabilität dieser Referenz bestimmt die maximale Stabilität des Signals bei Messungen an der Dunkelresonanz.

- $\Delta\nu_{\text{Ne}}$. Die Puffergasverschiebung hängt vom Druck in der Cs-Zelle ab, der wiederum temperaturabhängig ist. Temperaturschwankungen in der Zelle können also zu Linienverschiebungen führen. Nach Beverini [BEV71] führt eine Temperaturerhöhung um 1K bei einem Puffergasdruck von 50 mbar zu einer Linienverschiebung von 4,8 Hz. Innerhalb einer geschlossenen Metallabschirmung im Labor wurden Temperaturänderungen von $\pm 0,1$ K/h gemessen. Es ist daher möglich, daß temperaturbedingte Driften im Signal auftreten. Diese Driften werden die Positionen aller Dunkelresonanzen gleichermaßen beeinflussen.
- $\Delta\nu_{\text{Licht}}$. Intensitätsrauschen im Laserlicht hat einen Einfluß auf mehrere für das Experiment relevante Größen. Zum einen gibt es einen unmittelbaren Einfluß auf die Frequenzverschiebung durch den dynamischen Stark-Effekt [NAG99B]. Weiterhin bewirken schnelle Feldschwankungen nach Kapitel 1 eine Verringerung der Grundzustandskohärenz und somit eine Verbreiterung der Linie. Intensitätsrauschen führt außerdem direkt zu einem Amplitudenrauschen des Photodiodensignals.
- **B.** In Kapitel 4 wurde gezeigt, aus welchen Anteilen sich die magnetische Flußdichte am Ort der Meßzelle zusammensetzt (Gleichung (1.35)). Schwankungen und Rauschbeiträge in diesen Feldern übertragen sich unmittelbar auf das Signalrauschen V_{rms} .

Die Flankensteigung der Resonanz wird im wesentlichen von zwei Größen beeinflusst:

- **Feldgradienten.** Mit dem Durchmesser des Laserstrahls von ca. 7mm ist bei einer Meßzellenlänge von 2 cm ein Wechselwirkungsvolumen von $0,77 \text{ cm}^3$ verbunden. Über dieses Wechselwirkungsvolumen wird bei der Messung der Transmission integriert. Die Gradienten der Felder aus Gleichung (1.35) bewirken eine Verschmierung der Resonanz über das Wechselwirkungsvolumen und führen so zu einer Linienverbreiterung.
- **Laserleistung.** Durch eine zunehmende Laserleistung wird die Linienbreite der Resonanz durch die Sättigungsverbreiterung größer. Andererseits wird durch die größere Leistung das Signal, aber auch das Rauschen stärker [KEMP99]. Man muß also die optische Leistung in bezug auf die Nachweisempfindlichkeit anpassen.

Es gibt also eine ganze Reihe von Parametern, die einen unterschiedlich starken Einfluß auf die Nachweisempfindlichkeit von magnetischen Flußdichteänderungen haben.

Die Formel (1.24) zeigt, daß die größte Empfindlichkeit für die Dunkelresonanz mit $n = 7$ zu erwarten ist. Um das Transmissionssignal auf der Flanke dieser Resonanz messen zu können, muß zunächst ein transversales Magnetfeld im Inneren der Abschirmung erzeugt werden. Hierfür wird die Stabilisierung benutzt, wie sie in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde. Der zu erwartende Rauschbeitrag dieser Stromquelle beträgt $B_{\text{rms}} = 4,3 \text{ pT}$ bei einer Bandbreite von 0,4 Hz (Abschnitt 3). Betrachtet man das damit verbundene Frequenzrauschen, dann erhält man $\nu_{\text{rms}} = 0,1 \text{ Hz}$.

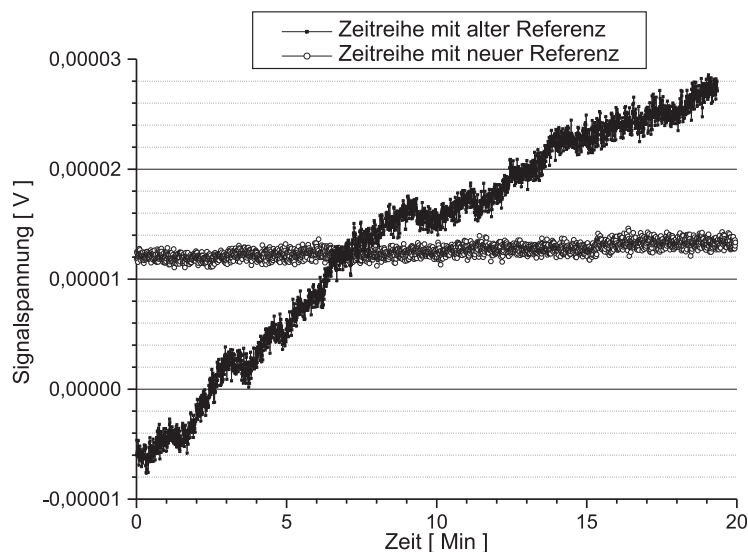


Abbildung 5.1: Vergleich der Signaldriften mit unterschiedlichen Frequenzreferenzen. Gemessen wird auf der Dunkelresonanz mit $n = 0$. Alte Referenz: interner Quarz eines HP 5350B Frequenzzählers; neue Referenz: Rubidium-Frequenzstandard (Stanford Research Instruments PRS 10).

Ist das Haltefeld aufgebaut, dann werden die Laser- und RF-Frequenzen so eingestellt, daß das Transmissionssignal auf der Linienflanke gemessen werden kann. Solche Messungen zeigten anfänglich, daß starke Driften der Linie eine Empfindlichkeitsmessung unmöglich machten (siehe Abbildung 5.1). Es stellte sich heraus, daß eine der Driftursachen die bisher benutzte Frequenzreferenz mit einer angegebenen relativen Stabilität von nur 10^{-6} war. Es wurde daraufhin eine neue Referenz mit einer relativen Stabilität besser als 10^{-11} in das Experiment eingebaut. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Driften konnten um den Faktor 17 reduziert werden.

Anschließend wurde die Abschirmung der Meßzelle entmagnetisiert. Die verbleibenden Restfelder in der longitudinalen und transversalen Richtung betragen jeweils 1 nT (Abschnitt 4.2.3).

Nach diesen Vorbereitungen wurde dann die Laserleistung durch unterschiedlich starke Abschwächer vor der Meßzelle durchgestimmt, um die oben bereits angesprochene Leistungsanpassung vorzunehmen. Für diese Einstellung wurde bei unterschiedlichen Laserleistungen und konstanter Mittelungszeit die Dunkelresonanz $n = 7$ aufgenommen. Aus den Spektren konnten dann die Flankensteigung und das Signalrauschen neben der Resonanz bestimmt werden. Die Nachweisgrenze magnetischer Flußdichteänderungen wurde

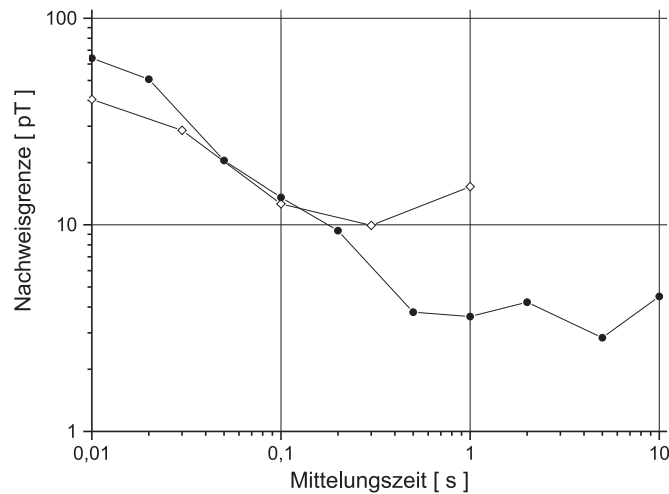


Abbildung 5.2: Darstellung der errechneten Nachweisgrenzen in Abhängigkeit der Mittelungszeit. Frühere Messungen zeigten bei 1 s Mittelungszeit größere Nachweisgrenzen, die auf eine Haltefelddrift zurückzuführen waren.

dann nach Formel (1.26) berechnet. Diese Messungen wurden bei unterschiedlichen Zeitkonstanten wiederholt, so daß zu der jeweiligen Mittelungszeit bei optimaler optischer Leistung die Nachweisgrenzen berechnet werden konnten. Die Abbildung 5.2 zeigt die früheren Ergebnisse, die mit der alten Haltefeldstabilisierung für Mittelungszeiten von einer Millisekunde bis einer Sekunde aufgenommen wurden. Man erkennt die Zunahme der Nachweisgrenze bei einer Mittelungszeit von einer Sekunde. Dies erklärt sich durch die Drift im Haltefeld, die bei großen Mittelungszeiten zu einer Verbreiterung der Linie und dadurch zu einer Verringerung der Nachweisgrenze führt. Diese Haltefelddriften sind bei der neuen Stabilisierung nicht mehr vorhanden, so daß bei Mittelungszeiten von mehr als einer Sekunde gemessen und die Nachweisgrenze so weiter verringert werden konnte. Nach diesen Aufnahmen wurden im Haltefeld kleine Signalstufen erzeugt, während die Signaländerung im Transmissionssignal auf der Flanke der $n = 7$ Resonanz beobachtet wurden. Die Signaländerung auf der Flanke der Resonanz ist in Abbildung 5.3 zu sehen.

Bei einer Mittelungszeit von 100 ms erwartet man nach Abbildung 5.2 eine Nachweisgrenze von 15 pT. Rechnet man die Signaländerung in Abbildung 5.3 auf ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von Eins um, dann erhält man eine Nachweisgrenze von 16 pT. Der experimentell bestimmte Wert und der berechnete Wert für die Nachweisgrenze stimmen also überein.

Um anschließend die Frage zu klären, ob im Signalauschen bei der Aufnahme der $n = 7$ Resonanz noch Anteile vom Haltefeldrauschen sind, wurde zunächst durch eine neue Auf-

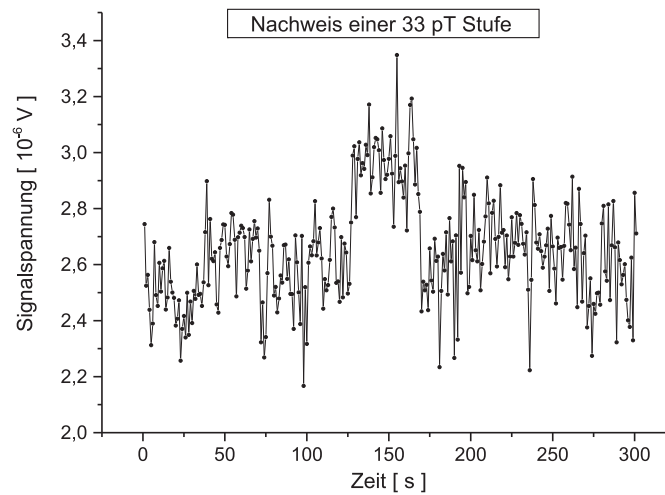


Abbildung 5.3: Signaländerung auf der Flanke der $n = 7$ Resonanz bei einer Flußdichteänderung von 33 pT. Gemessen wurde bei einer Mittelungszeit von 100 ms.

nahme des Spannungssignals auf der Flanke dieser Resonanz das Frequenzrauschen bestimmt. Das Ergebnis wird in Abbildung 5.4 mit einer alten Messung verglichen. Man kann erkennen, daß sich die Frequenzstabilität der magnetoempfindlichen Resonanz im Vergleich zu der früheren Messung deutlich verbessert hat. Die Messung des Frequenzrauschens auf der Flanke der magnetisch unempfindlichen Resonanz mit $n = 0$ ergab innerhalb der Meßfehler den gleichen Wert. Das derzeit die Nachweisgrenze für magnetische Flußdichteänderungen beschränkende Rauschen wird also nicht mehr durch das Haltefeldrauschen bestimmt, sondern durch das Rauschen des Lasers.

Abschließend kann hier also als wichtigstes Ergebnis genannt werden, daß die experimentell bestimmten Nachweisgrenzen für magnetische Flußdichteänderungen mit den extrapolierten Werten übereinstimmen. Durch die verbesserte Stabilität des Haltefeldes konnten die Nachweisgrenzen für Mittelungszeiten, die größer als eine Sekunde sind, weiter verringert werden. Die Messungen werden nun nicht mehr durch die Instabilitäten des Haltefeldes beeinträchtigt.

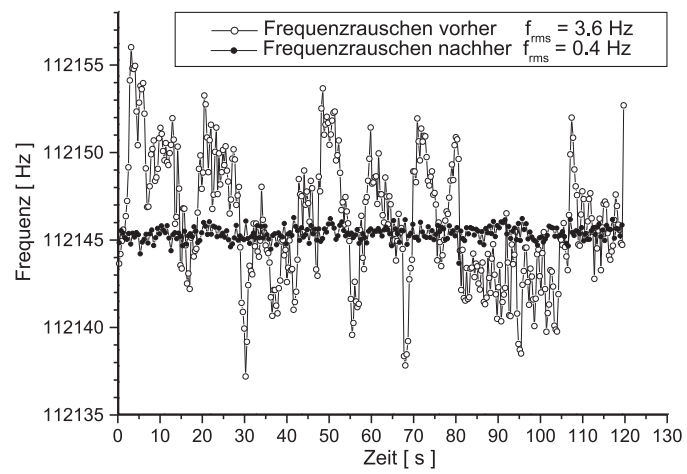


Abbildung 5.4: Vergleich des Frequenzrauschens auf der Flanke der $n = 7$ Resonanz bei einer Mittelungszeit von 100 ms.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Zu Beginn dieser Arbeit bestand das Problem bei der Messung von Flußdichteänderungen mit einem Dunkelresonanz-Magnetometer darin, daß starkes Signalrauschen eine Messung der extrapolierten, geringen Nachweisgrenze für Flußdichteänderungen unmöglich machte. Vergleiche zwischen dem Signalrauschen der magnetisch unempfindlichen und der magnetisch empfindlichsten Resonanz zeigten, daß die größten Rauschanteile auf das Magnetfeld zurückgeführt werden konnten.

Die anschließende Untersuchung der bisher benutzten Stabilisierungselektronik für das Haltefeld zeigte, daß diese für die weiteren Anwendungen nicht brauchbar war: für die Stabilisierung wurde die magnetische Flußdichte mit einer Förster-Sonde am Ort der Meßzelle gemessen. Da die Sonde einen magnetischen Kern enthält, erzeugte sie in der Nähe der Meßzelle ein Gradienten, der die Linienbreite der Dunkelresonanz verbreiterte. Außerdem verursachte die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung in der Sonde eine Signaldrift. Der Bau einer neuen Regelung, in der auf magnetosensitive Bauteile verzichtet und das Spannungssignal des Spulenstromes für die Regelung benutzt wurde, lieferte ein um den Faktor drei stabileres Haltefeld. Eine sukzessive Verringerung der elektronischen Rauschanteile bewirkte eine weitere Verringerung der Rauschanteile um den Faktor 10, so daß nun ein Haltefeld zur Aufspaltung der Dunkelresonanzen zur Verfügung steht, das dreißigmal stabiler als das zuvor benutzte Feld ist. Das Flußdichterausuchen beträgt nun $B_{\text{rms}} = 5 \pm 1 \text{ pT}$ bei einer Bandbreite von 0,4 Hz.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde versucht, den Schirmfaktor der ferromagnetischen Abschirmung bei gleichzeitigem Abbau der Magnetisierung zu vergrößern. Durch den Bau von Kompensationsspulen konnte das Magnetfeld im Labor im Mittel um den Faktor 20 reduziert werden. In Verbindung mit einer neuen Ansteuerungselektronik für die Erzeugung des Wechselfeldes für die Entmagnetisierung konnte die Abschirmung wesentlich besser entmagnetisiert werden. Die verbleibenden Restfelder konnten so um den Faktor 50 reduziert werden.

Durch diese Verbesserungen konnte zum einen die Flußdichte soweit stabilisiert werden,

daß die gemessenen Nachweisgrenzen für magnetische Flußdichteänderungen nun mit den extrapolierten Werten übereinstimmen. Zum anderen wird das noch vorhandene Signalrauschen nun nicht mehr durch magnetisches Flußdichterauschen, sondern nur noch durch Laserrauschen verursacht. In den nachfolgenden Arbeiten wird man sich also auf die Verringerung dieses Laserrauschens konzentrieren können. Die Ursachen für dieses Rauschen sind in der Stromregelung für den Laser zu suchen, der mit starkem Frequenzrauschen empfindlich auf Stromrauschen reagiert. Dieses Frequenzrauschen überträgt sich auf das Signalrauschen, das verringert werden kann, wenn es zukünftig gelingt, die Stromstabilität zu steigern.

Durch die Verringerung des Signalrauschens wäre es möglich, die Nachweisgrenze für magnetische Flußdichteänderungen weiter zu senken. Bisher sind die kleinsten mit dem Dunkelresonanz-Magnetometer meßbaren Werte für Flußdichteänderungen mit denen kommerziell erhältlicher optisch gepumpter Magnetometer vergleichbar. Anwendungsbereiche von Magnetometern mit Nachweisgrenzen im pT-Bereich finden sich z.B. in der Materialprüfung oder der Medizin, hier insbesondere für die Messung von Herzmagnetfeldern. Diese werden derzeit mit SQUID-Sensoren gemessen, die eine Nachweisgrenze von bestenfalls $1\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ haben. Die für Messungen von Herzmagnetfeldern benötigten Nachweisgrenzen von 1 bis 10 pT bei einer Mittelungszeit von 10 ms scheinen bei Dunkelresonanz-Magnetometern in naher Zukunft realisierbar zu sein. Die Vorteile dieser Magnetometer sind vorwiegend praktischer Natur. So kann z.B. auf eine Kühlung des Sensors mit flüssigem Stickstoff, wie es für SQUID-Sensoren erforderlich ist, verzichtet werden und die Messungen bei Zimmertemperatur durchgeführt werden. Die Meßzelle eines Dunkelresonanz-Magnetometers kann zudem über eine optische Faser räumlich von der zugehörigen Elektronik getrennt werden, wodurch man das Sensorvolumen auf wenige cm^3 beschränken und dicht an den menschlichen Körper heranzuführen kann.

Literaturverzeichnis

- [AFF99] C. Affolderbach, *Dunkelresonanz-Spektroskopie mit vertikal emittierenden Di-
odenlasern*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1999)
- [APPO98] K.L. Corwin, Z.T. Lu, C.F. Hand, R.J. Epstein, C.E. Wieman, *Frequency-
stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor*, *Applied Optics* **37**
,3295-3298 (1998)
- [ARI96] E. Arimondo, *Coherent population trapping in laser spectroscopy*, *Progress in Op-
tics* **XXXV**, 257-354 (1996)
- [BEV71] N. Beverini, F. Strumia, G. Rovera, *Foreign-Gas-Induced Caesium Hyperfine
Relaxation*, *Phys. Rev. A* **4**, 550-553 (1971)
- [BJO83] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth, C. Ortiz, *Frequency modulation (FM)
spectroscopy*, *Appl. Phys. B* **32**, 145-152 (1983)
- [BRA97] S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands, D. Meschede, *Buffer-gas induced linewidth
reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz*, *Phys. Rev. A* **56**, R1063-R1066
(1997)
- [CHA98] J. Chang-Hasnain: *VCSELs. Advances and future prospects*, *Optics & Photonics
News* **5**, 34-39 (1998)
- [DAL82] B.J. Dalton, P.L. Knight, *The effects of laser field fluctuations on coherent po-
pulation trapping*, *J. Phys. B* **15**, 3997-4015 (1982)
- [FLE94] M. Fleischhauer, M.O. Scully, *Quantum sensitivity limits of an optical magneto-
meter based on atomic phase coherence*, *Phys. Rev. A* **49**, 1973-1986 (1994)
- [KEMP99] W. Kemp, *Empfindliche Magnetometrie mit Dunkelresonanzen*, Diplomarbeit,
Universität Bonn (1999)
- [KNA99] S. Knappe, W. Kemp, C. Affolderbach, A. Nagel, R. Wynands, *Splitting of
coherent population trapping resonances by the nuclear magnetic moment*, *Phys. Rev.
A* **61**, 012508 (2000)

- [LEN84] W. Lenth, *High frequency heterodyne spectroscopy with frequency- and amplitude-modulated semiconductor lasers*, Opt. Lett. **8**, 575-577 (1983)
- [MAGT93] Michalowsky u.a., *Magnettechnik, Grundlagen und Anwendungen* (Buchverlag Leipzig-Köln 1993)
- [NAG98] A. Nagel, L. Graf, A. Naumov, E. Mariotti, V. Biancalana, D. Meschede, R. Wynands, *Experimental realization of coherent dark-state magnetometers*, Europhys. Lett. **44**, 31-36 (1998)
- [NAG99A] A. Nagel, *Precision Spectroscopy of Coherent Dark States in Thermal Cesium Vapour*, Dissertation, Universität Bonn (1999)
- [NAG99B] A. Nagel, S. Brandt, D. Meschede, R. Wynands, *Light Shift of Coherent Population Trapping Resonances*, Europhys. Lett. **48**, 385-389 (1999)
- [NAG00] A. Nagel, C. Affolderbach, S. Knappe, R. Wynands, *Influence of excited-state hyperfine structure on ground-state coherence* Phys. Rev. A **61**, 012504 (2000)
- [PEN77] Persönliche Kommunikation zwischen T. Sumner und Pendlebury (1977)
- [RAY87] Rayleigh, Lord, Phil. Mag. **23**, 225 (1887)
- [RIC95] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch, *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Opt. Commun. **117**, 541-549 (1995)
- [RUP75] E. Ruprecht, *Das Magnetfeld der Helmholtzspule*, Physik und ihre Didaktik **3**, 217-231 (1975)
- [SCH95] O. Schmidt, *Dunkelzustände im Cäsiumdampf*, Dissertation, Universität Hannover (1995)
- [SCU92] M.O. Scully, M. Fleischhauer, *High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1360-1363 (1992)
- [SUM79] T.J. Sumner, Dissertation, University of Sussex (1979)
- [THO80] J.E. Thomas, W.W. Quivers, *Transit-time effects in optically pumped coupled three-level systems*, Phys. Rev. A **22**, 2115 (1980)
- [VAN89] J. Vanier, C. Andoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Adam Hilger (1989)
- [VAC] Firma Vacuumschmelze, Broschüre über magnetische Abschirmungen
- [WYN98] R. Wynands, *Precision Spectroscopy with Coherently Coupled Lasers*, Habilitationsschrift, Universität Bonn (1998)
- [YAR91] A. Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, 4. Aufl. (1991)