

FORTGESCHRITTENEN-PRAKTIKUM II

Optisches Pumpen

7. bis 17. April 2015

Moritz
BITTERLING

Benjamin
ROTTLER

Betreuer: Jonathan BROX, Philip KIEFER



INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT
FREIBURG IM BREISGAU

Alle Berechnungen in diesem Protokoll wurden unter Python 3.4 mit Hilfe folgender Programmzbibliotheken

- PyROOT (<http://root.cern.ch/drupal/content/pyroot>)
- NumPy (<http://www.numpy.org/>)

oder mit oder Mathematica 10.0 durchgeführt. Die Graphiken wurden mit Inkscape (<http://www.inkscape.org>) gezeichnet.

Alle Python-Skripte, L^AT_EX-Skripte und SVG-Graphiken können online unter <https://github.com/Bigben37/FP2/tree/master/0407-OptischesPumpen> abgerufen werden.

Inhaltsverzeichnis

1. Versuchsziel	1
2. Physikalische Grundlagen	1
2.1. Hyperfeinstruktur und Zeeman-Effekt	1
2.2. Optisches Pumpen	4
2.3. Spinpräzession des Rubidiumensembles im äußeren Magnetfeld	4
2.4. Orientierungsprozesse im Rubidiumensemble	5
2.5. Die Laserdiode	6
2.6. Das Fabry-Pérot-Interferometer	6
3. Versuchsaufbau	6
4. P-I-Kennlinie der Laserdiode	9
5. Spektroskopie der Hyperfeinstruktur von Rubidium	10
5.1. Durchführung	10
5.2. Auswertung	10
6. Doppelresonanzexperiment	18
6.1. Durchführung	18
6.2. Auswertung	21
7. Spinpräzession im Erdmagnetfeld	23
7.1. Durchführung	23
7.2. Auswertung	24
8. Messung der Spin-Relaxationszeit nach Dehmelt	30
8.1. Durchführung	30
8.2. Auswertung	30
9. Messung der Spin-Relaxationszeit nach Franzen	34
9.1. Durchführung	34
9.2. Auswertung	34
A. Anhang	38
A.1. Messprotokoll	38

1. Versuchsziel

Im Versuch wird die Hyperfeinstruktur von Rubidium durch die Messung von Laserlichttransmission durch gasförmiges Rubidium untersucht. In verschiedenen Konfigurationen des Aufbaus werden Magnetfeldstärken und Anregungsfrequenzen variiert, um die beiden Rubidiumisotope optisch zu pumpen und so Informationen über den Kernspin, Relaxationszeiten und äußere Magnetfelder zu erhalten.

2. Physikalische Grundlagen

2.1. Hyperfeinstruktur und Zeeman-Effekt

Dieser Abschnitt orientiert sich an [1].

Die *Hyperfeinstrukturaufspaltung* entsteht durch die Wechselwirkung von *Kernspin* \vec{I} und *elektronischem Gesamtdrehimpuls* \vec{J} . Für den *Gesamtdrehimpuls* \vec{F} des Atoms gilt:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}, \quad |I - J| \leq F \leq I + J \quad (2.1)$$

Der Kernspin beschreibt den Drehimpuls des Kerns, mit ihm ist ein magnetisches Moment $\vec{\mu}_I = \frac{g_I \mu_K}{\hbar} \vec{I}$ (g_I ist der *Kern-g-Faktor* und μ_K das *Kernmagneton*) verbunden.

Die Energieaufspaltung ΔE_{HFS} der Hyperfeinstruktur entsteht durch die Wechselwirkung des magnetischen Moments des Kerns $\vec{\mu}_I$ und dem Magnetfeld \vec{B}_J der Elektronenhülle:

$$\Delta E_{\text{HFS}} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J \quad (2.2)$$

Durch geometrische Betrachtungen der Zusammenhänge zwischen \vec{F} , \vec{J} und \vec{I} lässt sie sich zu

$$\Delta E_{\text{HFS}} = \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (2.3)$$

bestimmen. Dabei ist A die *Intervallkonstante* der Hyperfeinstrukturaufspaltung. Es gilt für zwei benachbarte Energieniveaus:

$$\Delta E_{\Delta F=1}(F) = \Delta E_{\text{HFS}}(F+1) - \Delta E_{\text{HFS}}(F) = A(F+1) \quad (2.4)$$

Das Hyperfeinstrukturspektrum der D₁-Linie von Rubidium (⁸⁵Rb und ⁸⁷Rb) ist in [Abbildung 2.1](#) gezeigt.

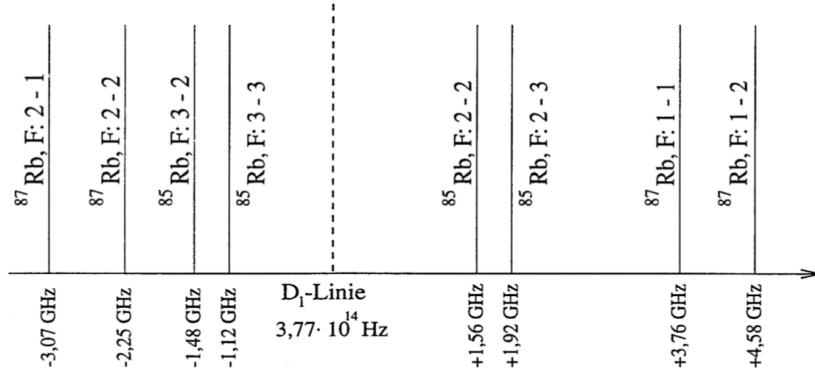


Abbildung 2.1: Spektrallinien der Hyperfeinstruktur des $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ -Übergangs von ^{85}Rb und ^{87}Rb (aus [2]).

Des Weiteren ist jedes Hyperfeinstrukturniveau $(2F + 1)$ -fach entartet. Die zugehörige Magnetquantenzahl lautet m_F mit $-F \leq m_F \leq F$. Wird ein äußeres Magnetfeld \vec{B}_0 ($g_J \mu_B B_0 \ll A$) angelegt, so hebt sich die Entartung auf und es entsteht eine weitere Aufspaltung, die Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur. Für die Energiedifferenz benachbarter Niveaus gilt

$$\Delta E_{\text{HFS}}^{\text{Zeeman}}(\Delta m_F = 1) = \frac{g_J}{2(I + \frac{1}{2})} \mu_B B_0 . \quad (2.5)$$

Dabei ist g_J der *Landé-Faktor*.

Die Hyperfein- und Zeeman-Aufspaltungen von ^{85}Rb und ^{87}Rb sind in [Abbildung 2.2](#) dargestellt.

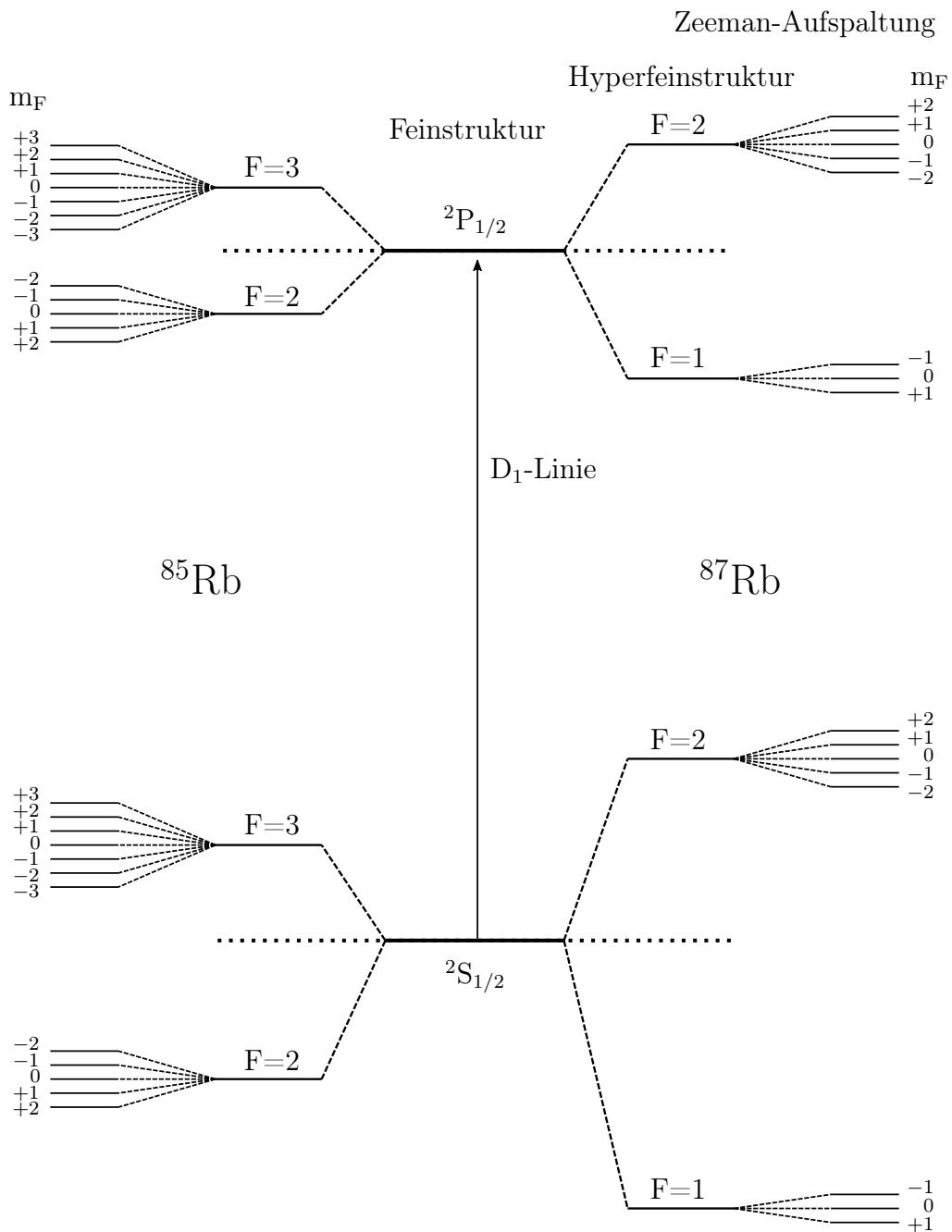


Abbildung 2.2: Termschemata der beiden Rubidiumisotope: Feinstruktur, Hyperfeinstruktur und Zeeman-Aufspaltung der D_1 -Linie im äußeren Magnetfeld.

2.2. Optisches Pumpen

Die erlaubten Übergänge zwischen elektronischen Energieniveaus bei Absorption von Photonen werden von den folgenden Auswahlregeln beschrieben:

$$\begin{aligned}\Delta F &= 0, \pm 1 & (F = 0 \leftrightarrow F = 0 \text{ ist verboten}) \\ \Delta m_F &= 0, \pm 1\end{aligned}\quad (2.6)$$

Wenn das Pumpen nur mit σ^+ -Licht erfolgt, dann gilt für jeden induzierten Übergang $\Delta m_F = +1$. Beim Zurückfallen des Elektrons auf das untere Niveau kann sich die Magnetquantenzahl wieder um ± 1 ändern oder konstant bleiben.

Dies führt bei ^{87}Rb nach längerem Pumpen dazu, dass sich fast alle Atome im Zustand $F=2, m_F=2$ des $^2\text{S}_{1/2}$ -Niveaus befinden, da dies das einzige Niveau ist, von dem aus kein Pumpen mit σ^+ -Licht möglich ist. [Abbildung 2.3](#) zeigt diese Situation.

Für ^{85}Rb folgt analog, dass in den Zustand $^2\text{S}_{1/2}, F=3, m_F=3$ gepumpt wird.

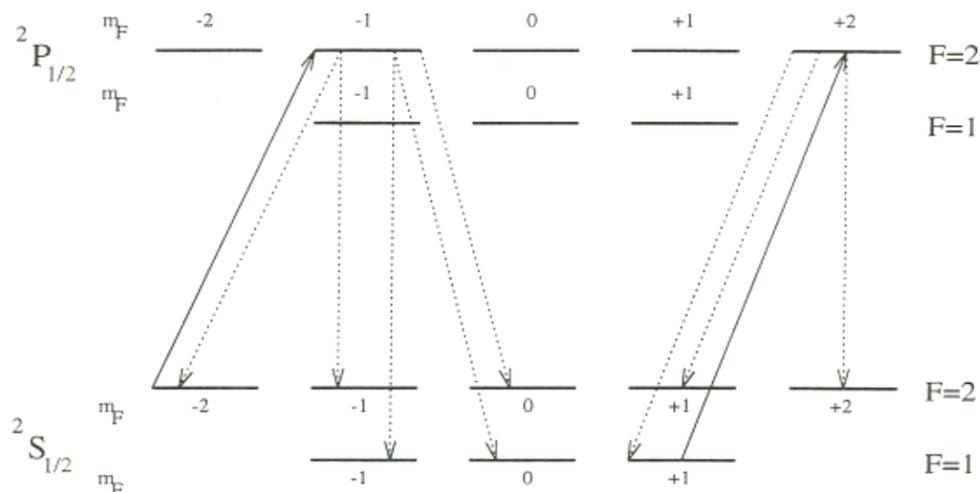


Abbildung 2.3: Beispiele für angeregte Übergänge (durchgezogene Linien) beim optischen Pumpen des $^2\text{S}_{1/2}$ - $^2\text{P}_{1/2}$ -Übergangs von ^{87}Rb mit σ^+ -Licht (aus [1]). Die gestrichelten Linien zeigen mögliche Übergänge spontaner Emission.

2.3. Spinpräzession des Rubidiumensembles im äußeren Magnetfeld

Der Mechanismus der Spinpräzession wird in einem Versuchsteil ausgenutzt, um die Stärke eines Magnetfelds sehr genau zu bestimmen. Spinpräzession tritt auf, wenn ein Ensemble von Atomen im Magnetfeld optisch gepumpt, das Ensemble also polarisiert wird, und anschließend eine Komponente des Magnetfelds schnell abgeschaltet wird (im Experiment die Komponente in Strahlrichtung). Die Spins der Atome führen dann eine

Präzessionsbewegung um das verbleibende Magnetfeld \vec{B} aus, im Experiment ist das die Vertikalkomponente. Die Präzessionsfrequenz f beträgt [1]

$$f = \frac{g_F \cdot \mu_B}{h} \cdot B =: \alpha \cdot B \quad (2.7)$$

Hier sind μ_B das Bohrsche Magneton, h das Plancksche Wirkungsquantum und g_F der Landé-Faktor des Isotops. Man erhält mit $g_F(^{85}\text{Rb})=1/3$ und $g_F(^{87}\text{Rb})=1/2$ [1] für die Proportionalitätskonstante α die Werte

$$\alpha_{85} = 4.665 \text{ kHz } \mu\text{T}^{-1} \quad \text{und} \quad \alpha_{87} = 6.998 \text{ kHz } \mu\text{T}^{-1} . \quad (2.8)$$

2.4. Orientierungsprozesse im Rubidiumensemble

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die mathematische Beschreibung der Orientierungsprozesse (Polarisation und Relaxation) im Rubidiumgas gegeben und es werden die Zusammenhänge aufgeführt, die für die Auswertung der Messungen zur Relaxationszeit notwendig sind. Die ausführliche Herleitung der Formeln wird in [1] gezeigt.

Betrachtet man ein Ensemble von Rubidiumatomen, das im Magnetfeld durch zirkulär polarisiertes Licht gepumpt wird, wird die Zunahme der Differenz der Besetzungszahlen $\left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{Pump}}$ durch die folgende Differenzialgleichung beschrieben:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{Pump}} = \frac{N - n}{T_P} \quad (2.9)$$

N ist die Anzahl der Atome im Ensemble, n die Differenz der Besetzungszahlen in dem Zweiniveausystem und T_P die charakteristische Zeit für den Pumpvorgang, die *Pumpzeit*. Relaxation, also Verlust der Polarisation, ist durch verschiedene Mechanismen möglich: Durch Wechselwirkung der Atome mit der Wand der Messzelle, durch Stöße mit dem Puffergas oder durch Spinaustausch zwischen den Rubidiumatomen. Der Relaxationsvorgang wird durch folgende Differenzialgleichung beschrieben:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{Relax}} = -\frac{n}{T_R} \quad (2.10)$$

T_R ist die *Relaxationszeit*. Der theoretische Wert [1] der Relaxationszeit für die bei der Messung verwendete Rubidiumzelle beträgt ohne Berücksichtigung des Spinaustausches

$$T_R^{\text{theo}} = 6.5 \text{ ms} . \quad (2.11)$$

Die Summe von Polarisation und Relaxation beschreibt den Orientierungsprozess im Rubidiumgas mit der Orientierungszeit τ :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{Orient}} = \left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{Pump}} + \left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{Relax}} = \frac{N}{T_P} - n \left(\frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R} \right) =: \frac{N}{T_P} - \frac{n}{\tau} \quad (2.12)$$

Die Lösung dieser Differenzialgleichung für $n(t)$ ist eine exponentielle Änderung mit der Zeitkonstante τ :

$$n(t) \sim e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.13)$$

2.5. Die Laserdiode

Zum optischen Pumpen wird im Versuch eine Laserdiode verwendet, weil Laserdioden linear polarisiertes Licht in einem schmalen Wellenlängenbereich liefern. Durch den Laserstrom und die Lasertemperatur kann die Wellenlänge des Lasers gezielt beeinflusst werden, so dass selektiv einzelne Hyperfein-Übergänge angeregt werden können. Für den Betrieb des Lasers ist ein Minimalstrom notwendig (die *Laserschwelle*). Wird dieser Strom überschritten, ändern sich Ausgangsleistung und Laserfrequenz in erster Näherung linear mit dem Laserstrom. Es treten allerdings bei der Durchstimmung immer wieder Modensprünge auf, wenn sich die Zahl der stehenden Wellen im Resonator ändert. Dies äußert sich sowohl in Stufen in der *P-I-Kennlinie* als auch in unterschiedlich großen Abständen im Spektrum eines Etalons (Funktionsweise siehe [Kapitel 2.6](#)). Bei den Messungen muss darauf geachtet werden, dass keine Modensprünge auftreten, um eine lineare Durchstimmung des Lasers zu erzielen.

2.6. Das Fabry-Pérot-Interferometer

Ein Fabry-Pérot-Interferometer (Etalon) besteht aus zwei halbtransparenten, reflektierenden Flächen im Strahlengang. Eine Lichtwelle kann transmittiert werden, wenn sie zwischen den Spiegeln konstruktiv mit sich selbst interferiert. Über die Bedingung für konstruktive Interferenz kann man den *freien Spektralbereich* berechnen, der den Abstand zwischen zwei Transmissionsmaxima beschreibt.

3. Versuchsaufbau

[Abbildung 3.1](#) zeigt den Aufbau, der für die Durchführung der Versuche verwendet wird. Auf einer optischen Bank befindet sich eine *Laserdiode* (mit der Wellenlänge 795 nm zur Anregung der D₁-Linie von Rubidium). Die Temperatur der Diode kann mit einem *Peltierelement* eingestellt werden, die Stromversorgung erfolgt durch ein spezielles Netzteil. Der Laserstrahl wird von einer *Linse* kollimiert und durchläuft verschiedene optische Bauteile, die (nicht alle gleichzeitig) in den einzelnen Versuchsteilen verwendet werden:

- Eine drehbare Scheibe (*Chopper*), in der sich Löcher befinden, kann von einem Elektromotor auf gewünschte Rotationsgeschwindigkeit eingestellt werden und unterbricht periodisch den Laserstrahl.
- Um die Frequenzeichnung der Lasers durchzuführen, kann ein *Etalon* (mit $\Delta\nu_{\text{FSR}} = 9924 \pm 30 \text{ MHz}$ freiem Spektralbereich) in den Strahlengang gebracht werden.
- Ein $\lambda/4$ -*Plättchen* erzeugt aus dem linear polarisierten Laserlicht zirkular polarisiertes Licht.
- Ein *Linearpolarisator* kann als Analysator verwendet werden, um den Polarisationszustand des Strahls zu überprüfen.

- Verschiedene *Neutraldichtefilter* können zur Verringerung der Laserlichtintensität benutzt werden.

Anschließend fällt das Laserlicht durch eine mit Rubidium gefüllte Glaskugel. Um den Dampfdruck des Rubidiums zu erhöhen, kann diese Zelle mit einem Föhn geheizt werden. Parallel zum Strahlverlauf kann mit den *Helmholtzspulenpaaren 1, 2 und 3* ein Magnetfeld in der Zelle erzeugt werden; zusätzlich mit einer kleinen Spule (*Spule 5*) direkt auf der Glaskugel. Ein vertikales Magnetfeld wird mit *Spule 4* erzeugt. Ein senkrecht zum Strahl verlaufendes horizontales Magnetfeld bleibt unkompenziert. Alle Spulen werden von Frequenzgeneratoren und Konstantstromquellen versorgt. Um die Stärke des Magnetfeldes bei einem bestimmten Strom zu berechnen, können die Werte in [Tabelle 3.1](#) benutzt werden.

Tabelle 3.1: Faktoren c_n für die Umrechnung von durchlaufendem Strom in Stärke des erzeugten Magnetfeldes der verschiedenen Spulen, entnommen aus [2].

Spule n	$c_n / \frac{T}{A}$	$s_{c_n} / \frac{T}{A}$
1	$7.99 \cdot 10^{-4}$	$0.01 \cdot 10^{-4}$
4	$4.76 \cdot 10^{-4}$	$0.01 \cdot 10^{-4}$

An der Zelle befindet sich ein *RF-Sender*, mit dem ein Signal im Radiofrequenzbereich eingestrahlt werden kann.

Eine zweite *Linse* fokussiert den Laserstrahl auf eine *Photodiode*, deren Signal verstärkt und auf einem Oszilloskop angezeigt wird. Auch die Signale der Frequenzgeneratoren können mit dem Oszilloskop betrachtet werden.

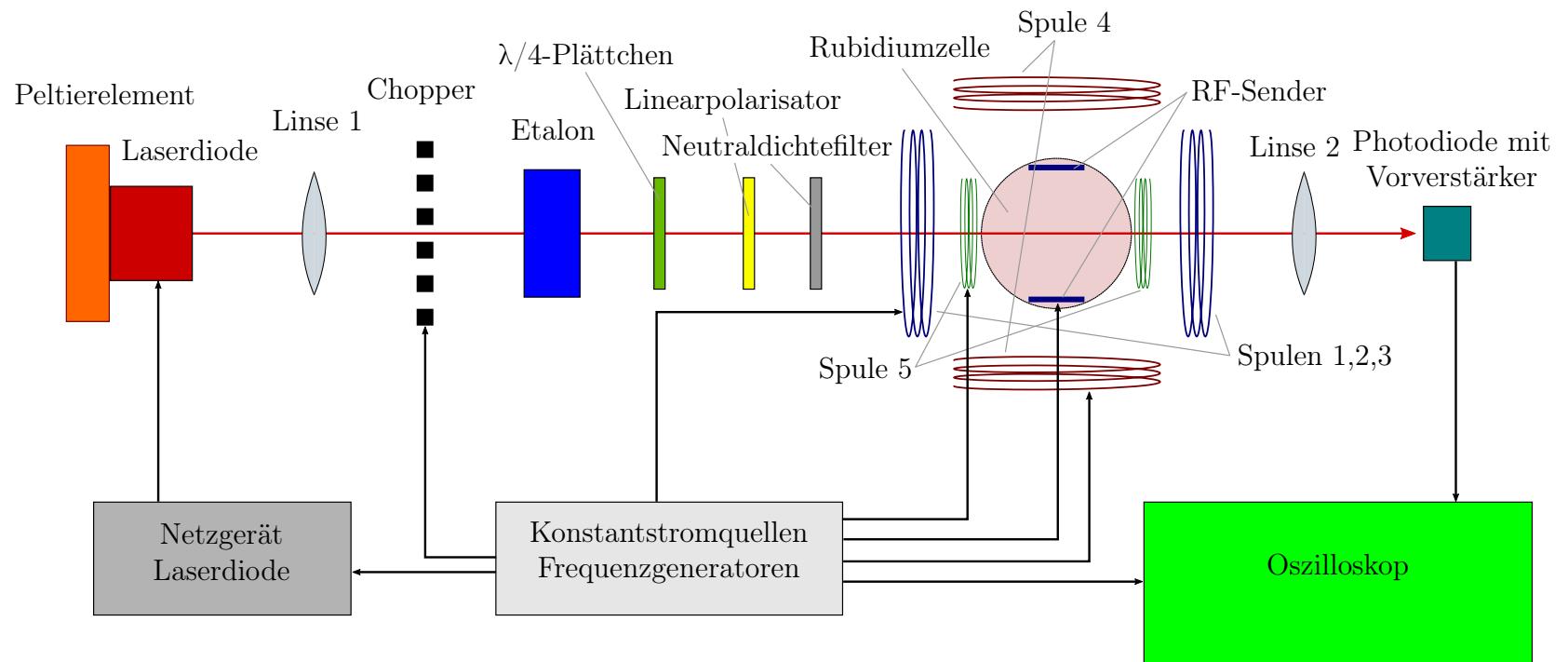


Abbildung 3.1: Aufbau des Experiments: Strahlengang auf der optischen Bank und optische und elektronische Bauteile.
Nicht alle gezeigten Komponenten werden in den einzelnen Versuchsteilen verwendet.

4. P-I-Kennlinie der Laserdiode

Für die Vermessung der Laserdiode werden nur die beiden Linsen im Strahlengang justiert, alle anderen Elemente sind entfernt. Das Peltierelement wird auf 33.9°C eingestellt und die Spannung an der Photodiode bei verschiedenen Laserdiodenströmen aufgezeichnet.

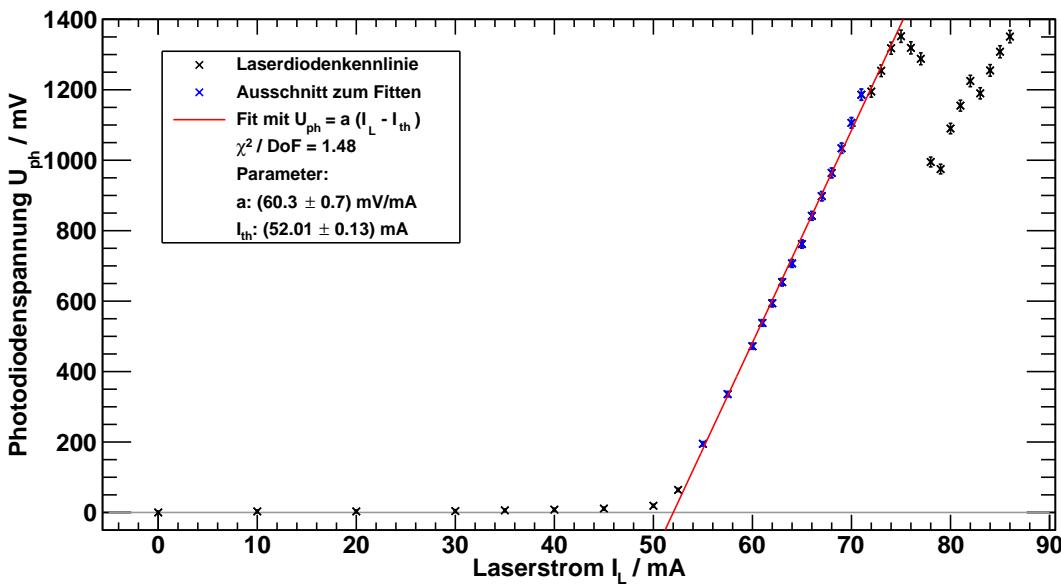


Abbildung 4.1: P-I-Kennlinie der Laserdiode: Abhängigkeit der Spannung an der Photodiode vom Laserstrom I_L . Man erkennt den linearen Arbeitsbereich (gefitteter Teil), in dem ein modensprungfreier Betrieb möglich ist.

Abbildung 4.1 zeigt die P-I-Kennlinie der Photodiode. Als Fehler auf die Photodiodenspannung wurde ein Fehler von

$$s_{U_{\text{ph}}} = 5 \text{ mV} + 0.01 \cdot U_{\text{ph}} \quad (4.1)$$

angenommen. Der Fehler auf den Strom s_{I_L} beträgt ein Digit vom Lasernetzgerät:

$$s_{I_L} = 0.1 \text{ mA} . \quad (4.2)$$

Alle Messwerte wurden um den Spannungsoffset bei $I_L=0 \text{ mA}$ verschoben. Ein linearer Fit des modensprungfreien Laserbereichs zwischen 55 mA und 71 mA liefert eine Laserschwelle I_{th} von

$$I_{\text{th}} = (52.01 \pm 0.13) \text{ mA} . \quad (4.3)$$

Interessant ist der Vergleich der P-I-Kennlinie mit dem Etalon-Transmissionsspektrum auf Abbildung 5.1: Aus der Amplitude der Modulationsspannung der Laserdiode und

dem eingestellten Gleichanteil des Laserstroms lässt sich der Laserstrom an den einzelnen Peaks bestimmen. Dies wird hier kurz qualitativ gezeigt, ohne auf die Fehler einzugehen. Der erste schwache Etalonpeak tritt bei einer Modulationsspannung von -0.26 V auf, der Modensprung bei einer Spannung von 0.22 V. Mit dem Konvertierungsfaktor des Lasernetzgeräts von 40 mA/V und dem Gleichanteil des Laserstroms von 64.7 mA erhält man für den Laserstrom beim ersten Peak 54 mA und beim Modensprung 74 mA. Dies entspricht fast exakt dem in der *P-I-Kennlinie* identifizierten Bereich zwischen Laserschwelle und erstem Modensprung.

5. Spektroskopie der Hyperfeinstruktur von Rubidium

5.1. Durchführung

Bestimmung der Scanrate des Lasers

Zur Bestimmung der Stromabhängigkeit der Laserfrequenz wird das Etalon in den Strahlengang eingesetzt und der Diodenstrom mit einem Dreiecksignal moduliert. Der Konstantanteil des Laserstroms beträgt bei der Messung 64.7 mA, die Temperatur der Laserdiode 34.0°C. Die Modulation des Laserstroms findet mit dem *instec function generator* statt, da dieser eine bessere Signalqualität als das Netzgerät des Versuchsaufbaus liefert. Die Frequenz des Modulationssignals beträgt 0.1 kHz, seine Amplitude 0.7 V.

Vermessung der Hyperfeinstruktur-Übergänge

Bei der Messung des Hyperfein-Absorptionsspektrums befinden sich die beiden Linsen und die Rubidiumzelle im Strahlengang. Der Konstantanteil des Laserstroms, Modulationsamplitude und -frequenz sind wie bei der Messung der Zeitabhängigkeit der Laserfrequenz, um die dort bestimmte Scanrate zur Auswertung der Messungen verwenden zu können. Äußere Magnetfelder bleiben unkompenziert, weil die Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur im Erdmagnetfeld mit der Linienbreite der Laserdiode nicht auflösbar ist. Die Messung wird auf der steigenden und der fallenden Flanke der Modulationsspannung durchgeführt und während der Messung wird die Zelle mit dem Föhn geheizt.

5.2. Auswertung

Die Auswertung wird beispielhaft für die Messung auf der steigenden Flanke beschrieben. Die Auswertung der fallenden Flanke erfolgt analog. Die Vorstellung der Ergebnisse und Diskussion erfolgt für beide Flanken.

Bestimmung der Scanrate des Lasers

Das Etalonspektrum und die Spannung der Lasermodulation sind in [Abbildung 5.1](#) dargestellt. Die Peaks des Etalonspektrums werden mit Cauchy-Kurven und einem linearen

Untergrund gefittet:

$$U_{\text{ph}}(t) = a_{\text{ph}} + b_{\text{ph}} \cdot t + \frac{A}{\pi} \frac{s}{s^2 + (t - x)^2} . \quad (5.1)$$

Dabei ist das Zentrum x und der Breiteparameter s . Des Weiteren wird die Spannung für die Lasermodulation U_L mit einer Geraden gefittet.

$$U_L(t) = a_L + b_L \cdot t \quad (5.2)$$

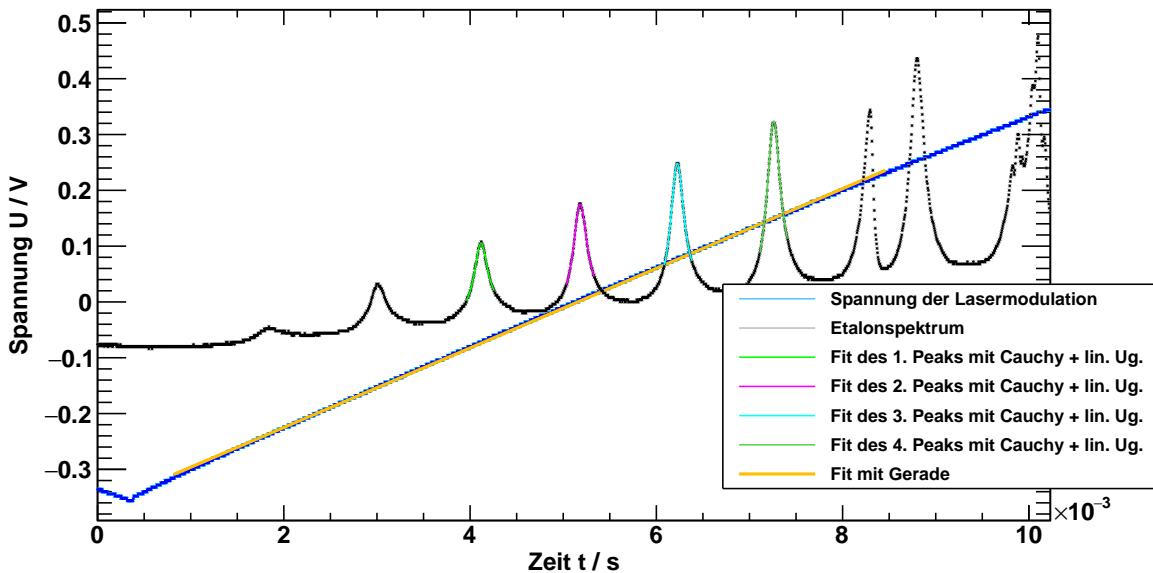


Abbildung 5.1: Etalonspektrum mit Kurvenanpassungen der Peaks und Spannung für die Lasermodulation mit linearer Regression der Messung. Im rechten Bereich der Abbildung ist ein Modensprung erkennbar, die Messung des Hyperfeinspektrums findet daher zwischen 2. und 4. Etalonpeak statt.

Der Fit von U_L kontrolliert, ob die Spannung für die Lasermodulation auch gerade ansteigt. Man erkennt, dass die angepasste Gerade im relevanten Zeitintervall gut der gemessenen Spannung folgt. Das reduzierte χ^2 beträgt 1.6.

Aus dem freien Spektralbereich des Etalons $\Delta\nu_{\text{FSR}} = (9924 \pm 30) \text{ MHz}$ lässt sich nun die Differenz der Laserfrequenz von den verschiedenen Peaks bestimmen. Der erste Peak wird als Referenzpeak festgelegt. Der Frequenzabstand ν_i zwischen erstem und i -tem Peak lässt sich nun folgendermaßen berechnen¹:

$$\Delta\nu_i = i \cdot \Delta\nu_{\text{FSR}}, \quad s_{\Delta\nu_i} = i \cdot s_{\Delta\nu_{\text{FSR}}} \quad (5.3)$$

¹ Gedankenspiel zur Fehlerrechnung: Interpretiert man $2 \cdot a$ als $a + a$, so ist der Fehler im ersten Fall $2 \cdot s_a$, im zweiten allerdings $\sqrt{2} \cdot s_a$, wenn man die Selbstkorrelation von a nicht berücksichtigt. Mit $\text{cor}(a, a) = 1$ erhält man $\sqrt{s_a^2 + s_a^2 + 2 \cdot s_a \cdot s_a \cdot \text{cor}(a, a)} = 2 \cdot s_a$.

Die Frequenzabstände $\Delta\nu_i$ werden nun gegen die Zentren x_i der Etalonpeaks aufgetragen (Abbildung 5.2). Da die Fehler auf die Zentren der Cauchy-Funktionen sehr klein sind, werden die Fehler auf $\frac{1}{5}$ der Breiteparameter s_i gesetzt. Die so berechneten Werte sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Tabelle 5.1: Zentren x_i der gefitteten Cauchy-Funktionen mit Fehler aus den Breiteparametern s_i und Frequenzdifferenzen zum ersten Peak.

i	x_i / ms	$0.2 \cdot s_i$ / ms	ν_i / GHz	s_{ν_i} / GHz
1	4.117	0.018	0.00	0.00
2	5.181	0.018	9.92	0.03
3	6.225	0.018	19.85	0.06
4	7.260	0.018	29.77	0.09

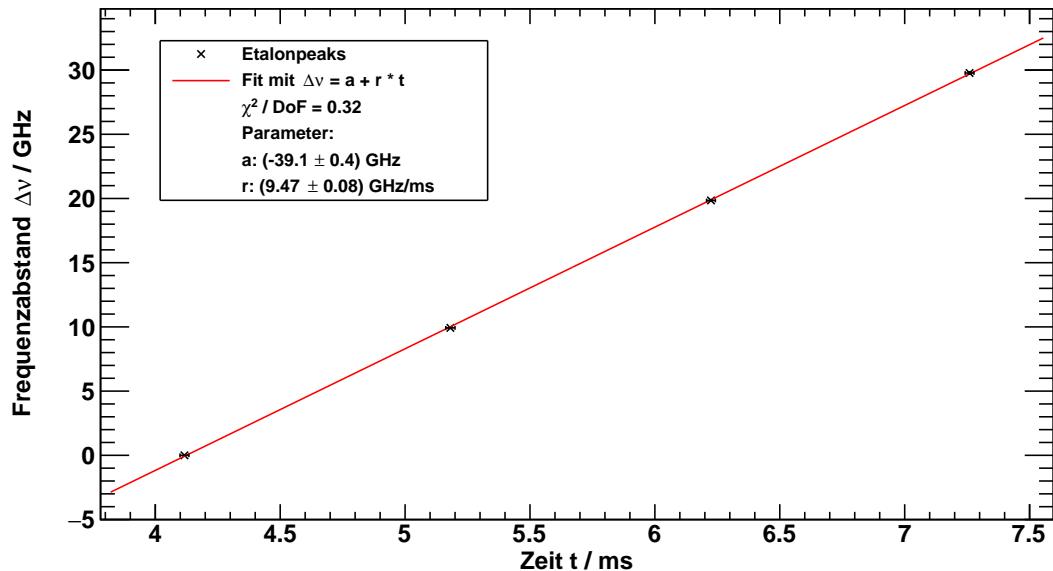


Abbildung 5.2: Frequenzdifferenz der Etalonpeaks aufgetragen gegen ihre Positionen. Bestimmung der Laserscanrate durch linearen Fit.

Aus dem Fit mit einer Geraden

$$\Delta\nu(t) = a + r \cdot t \quad (5.4)$$

lässt sich nun die Scanrate r bestimmen, mit welcher die Frequenz des Lasers pro Zeit geändert wird. Man erhält

$$r = (9.47 \pm 0.08) \frac{\text{GHz}}{\text{ms}} . \quad (5.5)$$

Hyperfeinstruktur-Übergänge

Auf dem aufgenommenen Spektrum (Abbildung 5.3) der Hyperfeinstruktur von Rubidium sind nur sechs der acht erwarteten Übergänge zu erkennen (vgl. Abbildung 2.1). Dies liegt daran, dass je zwei Übergänge so dicht beieinander liegen, dass man sie in diesem Versuchsaufbau nicht mehr einzeln auflösen kann. Für die gut abtrennbareren Gruppen von mehreren Peaks der Übergänge werden überlagerte Gauß-Funktionen mit einem linearen Untergrund zur Kurvenanpassung verwendet:

$$\text{gaus}(x; A, \mu, \sigma) := A \cdot e^{-\frac{1}{2}(\frac{x-\mu}{\sigma})^2}$$

$$U_{\text{ph}}(t) = a + b \cdot t + \sum_{i=1}^N \text{gaus}(t; A_i, \mu_i, \sigma_i) \quad (5.6)$$

N gibt an, wie viele Peaks sich überlagern.

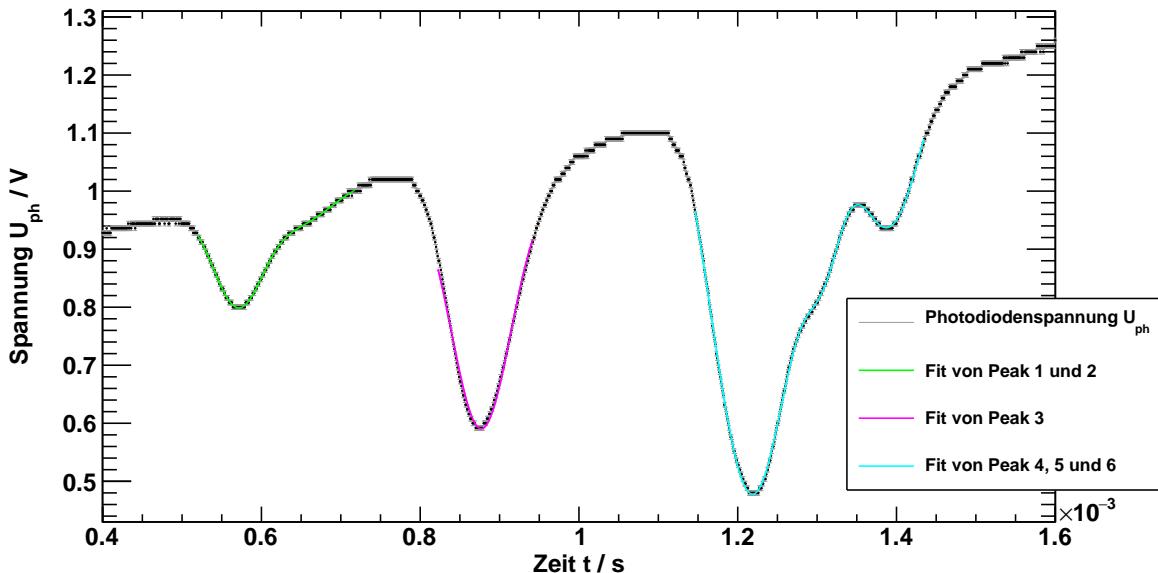


Abbildung 5.3: Hyperfeinstrukturspektrum von Rubidium mit Fits der sich teilweise überlagernden Peaks.

In Tabelle 5.2 sind die Erwartungswerte μ_i und Standardabweichungen σ_i der gefitteten Gauß-Funktionen aufgelistet. Da auch hier der Fehler auf die Erwartungswerte sehr klein ist, wird der Fehler auf $\frac{1}{5}$ der Standardabweichung gesetzt.

Tabelle 5.2: Erwartungswerte μ_i und Standardabweichungen σ_i der gefitteten Peaks des HFS-Spektrums.

Peak i	μ_i / ms	s_{μ_i} / ms	σ_i / μs	s_{σ_i} / μs
1	0.57072	0.00103	31.4	1.2
2	0.65033	0.01409	39.7	6.4
3	0.87686	0.00007	37.0	0.4
4	1.21876	0.00009	53.2	0.6
5	1.30931	0.00022	23.7	0.3
6	1.38975	0.00024	43.5	0.9

Berechnung des Spektrums

Da die Differenzen der einzelnen Hyperfeinniveaus in der Größenordnung von 10^9 Hz liegen und die absoluten Frequenzen bei 10^{14} Hz, wird darauf verzichtet, die absoluten Frequenzen auszurechnen. Der Peak mit der größten Amplitude (Peak 4) wird als Referenz gesetzt. Von ihm aus werden die Differenzen zu den anderen Peaks berechnet. Dazu wird die oben ([Kapitel 5.2](#)) berechnete Scanrate r des Lasers benötigt. Die Differenzen der Frequenzen $\Delta\nu_i$ zwischen viertem und i -tem Peak berechnen sich nun mit

$$\Delta\nu_i = r \cdot (\mu_i - \mu_4), \quad s_{\Delta\nu_i} = \Delta\nu_i \sqrt{\left(\frac{s_r}{r}\right)^2 + \frac{s_{\mu_i}^2 + s_{\mu_4}^2}{(\mu_i - \mu_4)^2}}. \quad (5.7)$$

Mit dieser Formel für den Fehler von $\Delta\nu_i$ ist der Fehler auf $\Delta\nu_4$ nicht definiert, da eine Division durch Null stattfindet. Um doch einen Fehler zu bekommen, wird hier angenommen, dass μ_4 (des Referenzpeaks) keinen Fehler hat. Man erhält mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung

$$s_{\Delta\nu_4} = r \cdot s_{\mu_4}. \quad (5.8)$$

Um die theoretischen Werte sinnvoll mit den gemessenen Werten zu vergleichen, müssen die theoretischen Differenzen der Frequenz den gleichen Übergang als Referenz benutzen. Dies erreicht man, wenn die Differenz der Frequenz des Referenzübergangs von allen Differenzen abgezogen wird. In [Tabelle 5.3](#) sind die theoretischen ([Abbildung 2.1](#)) und (für steigende und fallende Flanke) experimentell bestimmten Spektren aufgelistet.²

²Das theoretische Spektrum verläuft umgekehrt zum Spektrum auf der steigenden Flanke, da bei steigendem Laserstrom die Frequenz des Lasers sinkt. Dieser Effekt wurde bei der Auswertung berücksichtigt.

Tabelle 5.3: Theoretisches und (steigende und fallende Flanke) experimentell bestimmtes Hyperfeinstrukturspektrum von Rubidium.

Übergang	$\Delta\nu^{\text{theo}} / \text{GHz}$	$\Delta\nu_{\text{up}}^{\text{exp}} / \text{GHz}$	$s_{\Delta\nu_{\text{up}}^{\text{exp}}} / \text{GHz}$	$\Delta\nu_{\text{down}}^{\text{exp}} / \text{GHz}$	$s_{\Delta\nu_{\text{down}}^{\text{exp}}} / \text{GHz}$
$^{87}\text{Rb}, \text{F}:2 \rightarrow 1$	-4.81	-4.86	0.12	-4.95	0.10
$^{87}\text{Rb}, \text{F}:2 \rightarrow 2$	-3.99	-4.10	0.09	-4.24	0.10
$^{85}\text{Rb}, \text{F}:3 \rightarrow 2, 3 \rightarrow 3$	-3.04	-3.24	0.13	-3.25	0.12
$^{85}\text{Rb}, \text{F}:2 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3$	0.00	0.00	0.07	0.00	0.07
$^{87}\text{Rb}, \text{F}:1 \rightarrow 1$	2.02	2.15	0.10	2.01	0.09
$^{87}\text{Rb}, \text{F}:1 \rightarrow 2$	2.84	2.90	0.09	2.85	0.10

Zur Überprüfung, wie gut die theoretischen Daten mit den Gemessenen übereinstimmen, werden sie gegeneinander aufgetragen (Abbildung 5.4 für die steigende und Abbildung 5.5 für die fallende Flanke). Es sollte sich eine Gerade mit Steigung 1 und Achsenabschnitt 0 ergeben.

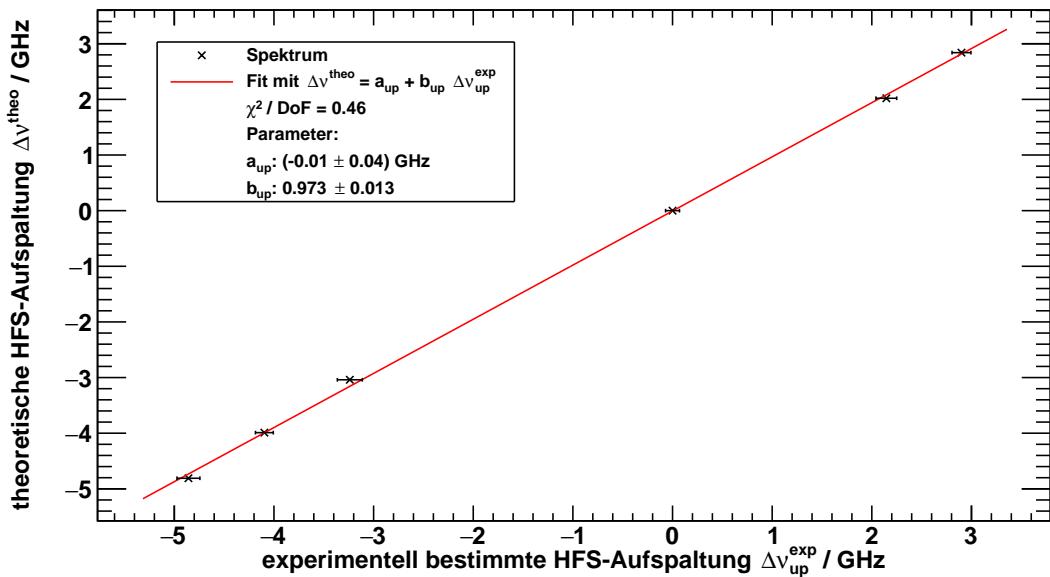


Abbildung 5.4: Vergleich des auf der steigenden Flanke gemessenen Hyperfeinstrukturspektrums mit den theoretischen Werten.

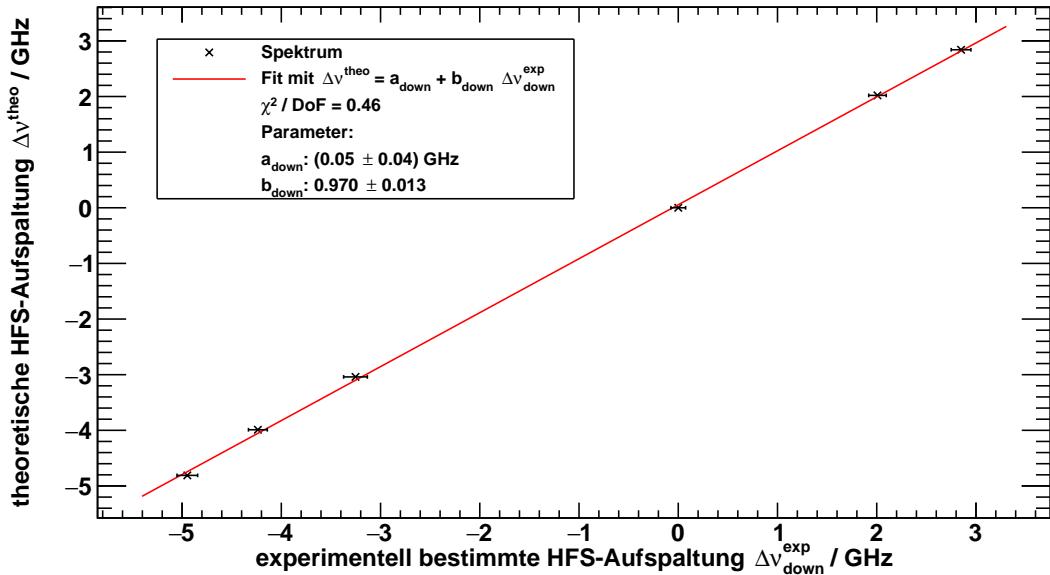


Abbildung 5.5: Vergleich des auf der fallenden Flanke gemessenen Hyperfeinstrukturspektrums mit den theoretischen Werten.

Die Achsenabschnitte

$$a_{\text{up}} = (-0.01 \pm 0.04) \text{ GHz} \quad \text{und} \quad a_{\text{down}} = (0.05 \pm 0.04) \text{ GHz} \quad (5.9)$$

sind wie erwartet verschwindend. Die Steigungen

$$b_{\text{up}} = (0.973 \pm 0.013) \quad \text{und} \quad b_{\text{down}} = (0.970 \pm 0.013) \quad (5.10)$$

sind innerhalb des 3σ -Intervalls gleich 1. Da die beiden beiden Werte untereinander gut übereinstimmen, gehen wir von einem systematischen Fehler bei den Messungen aus. Zum Beispiel könnte das Etalon im Strahlengang verkippt gewesen sein, was zur Verkleinerung des freien Spektralbereichs führt. Dadurch vergrößern sich die Peakabstände der experimentell bestimmten Spektren und die Steigung der Geraden nimmt ab.

Berechnung der Intervallkonstanten A

Für die Berechnung der Intervallkonstanten A wird für jeden Übergang das gewichtete Mittel der Abstände vom Referenzpeak von steigender und fallender Flanke gebildet (Tabelle 5.4).

Tabelle 5.4: Theoretisches und aus den experimentellen Daten ([Tabelle 5.3](#)) gemitteltes Hyperfeinstrukturspektrum von Rubidium.

Übergang	$\Delta\nu^{\text{theo}} / \text{GHz}$	$\Delta\nu_{\text{avg}}^{\text{exp}} / \text{GHz}$	$s_{\Delta\nu_{\text{avg}}^{\text{exp}}} / \text{GHz}$
$^{87}\text{Rb}, \text{F}:2 \rightarrow 1$	-4.81	-4.91	0.08
$^{87}\text{Rb}, \text{F}:2 \rightarrow 2$	-3.99	-4.16	0.07
$^{85}\text{Rb}, \text{F}:3 \rightarrow 2, 3 \rightarrow 3$	-3.04	-3.25	0.09
$^{85}\text{Rb}, \text{F}:2 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3$	0.00	0.00	0.05
$^{87}\text{Rb}, \text{F}:1 \rightarrow 1$	2.02	2.07	0.07
$^{87}\text{Rb}, \text{F}:1 \rightarrow 2$	2.84	2.88	0.07

Um die Intervallkonstante A zu berechnen, wird die Differenz $\Delta\nu_F$ zweier benachbarter Hyperfeinstrukturniveaus der gleichen Feinstrukturaufspaltung benötigt. F ist hierbei die Quantenzahl der Hyperfeinstruktur des unteren Niveaus. Diese Differenz lässt sich aus der Differenz zweier geschickt gewählter Übergangsfrequenzen bilden.

Ein Beispiel für den $^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand von ^{87}Rb : Man kann aus den Übergängen (vergleiche [Abbildung 2.2](#)) $\text{F}:1 \rightarrow 1$ und $\text{F}:2 \rightarrow 1$ oder $\text{F}:1 \rightarrow 2$ und $\text{F}:2 \rightarrow 2$ die Differenz $\Delta\nu_{F=1}$ bestimmen.

Da es immer zwei Möglichkeiten gibt, die Frequenzdifferenz zu bestimmen, wird das gewichtete Mittel $\overline{\Delta\nu_F}$ aus beiden Differenzen berechnet. Nun kann mit [Gleichung 2.4](#) die Intervallkonstante A berechnet werden:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \overline{\Delta\nu_F} h = A(F + 1) \\ \Rightarrow A &= \overline{\Delta\nu_F} \cdot \frac{h}{F + 1}, \quad s_A = s_{\overline{\Delta\nu_F}} \cdot \frac{h}{F + 1} \end{aligned} \quad (5.11)$$

Für ^{85}Rb kann die Intervallkonstante A für das $^2\text{P}_{1/2}$ Niveau nicht bestimmt werden, da die zwei Linien, welche zur Bildung der Differenz benötigt werden, nicht einzeln aufgelöst werden konnten. Aus dem selben Grund können beim $^2\text{S}_{1/2}$ Niveau nicht zwei verschiedene Werte ausgerechnet werden.

Die berechneten Werte beider Niveaus von ^{87}Rb und des $^2\text{S}_{1/2}$ Niveaus von ^{85}Rb sind zusammen mit den Literaturwerten [2] in [Tabelle 5.5](#) aufgelistet. Die Übereinstimmung ist im 3- σ -Intervall. Ein möglicher Grund für die Abweichung ist oben beschrieben.

Tabelle 5.5: Errechnete HFS-Intervallkonstanten A für das $^2\text{S}_{1/2}$ Niveau von ^{85}Rb und für das $^2\text{S}_{1/2}$ - und $^2\text{P}_{1/2}$ Niveau von ^{87}Rb .

Isotop / Feinstruktur	$A^{\text{Lit.}} / \mu\text{eV}$	$A^{\text{exp}} / \mu\text{eV}$	$s_{A^{\text{exp}}} / \mu\text{eV}$
$^{85}\text{Rb}: ^2\text{S}_{1/2}$	4.185	4.47	0.14
$^{87}\text{Rb}: ^2\text{S}_{1/2}$	14.13	14.49	0.14
$^{87}\text{Rb}: ^2\text{P}_{1/2}$	1.692	1.61	0.14

6. Doppelresonanzexperiment

6.1. Durchführung

Für die Messung der Doppelresonanz ist das $\lambda/4$ -Plättchen in den Strahlengang eingesetzt. Mit dem Linearpolarisator (im Strahlengang nach dem $\lambda/4$ -Plättchen) wird die korrekte Winkeleinstellung des $\lambda/4$ -Plättchens gefunden, indem die Schwankungen der transmittierten Intensität bei Drehung des Polarisators minimiert werden. Der RF-Sender auf der Zelle wird verwendet, um ein hochfrequentes Wechselfeld in das Rubidiumgas einzustrahlen. Die Messung der Frequenz erfolgt mit dem Frequenzzähler im Versuchsaufbau. An Spule 2 wird mit dem *instec function generator* ein Sinussignal angelegt (siehe [Abbildung 6.1](#)), das ein wechselndes Magnetfeld in Strahlrichtung erzeugt. Mit der Photodiode wird die Intensität der Strahlung gemessen, die durch die Rubidiumzelle gelangt. Auf [Abbildung 6.1](#) ist zu sehen, dass zusätzlich zu den erwarteten vier Doppelresonanz-Peaks pro Periode der Magnetfeldmodulation zwei weitere Peaks pro Periode auftreten. Diese Peaks bleiben bestehen, wenn das RF-Feld ausgeschaltet wird (siehe [Abbildung 6.2](#)) und werden durch die Umkehr des Magnetfelds verursacht. Dies wird genauer in [Kapitel 8](#) untersucht.

Zur Messung der Doppelresonanz wird ein weiteres zeitlich konstantes Magnetfeld in Strahlrichtung erzeugt, indem ein Gleichstrom durch Spule 1 geschickt wird. Durch die Variation dieses Stroms kann die Position der Absorptionspeaks der Doppelresonanz eingestellt werden (siehe [Abbildung 6.3](#) und [Abbildung 6.4](#)). Für zwei verschiedene Radiofrequenzen (494 kHz und 900 kHz) und zwei verschiedene Laserströme (62.9 mA und 63.2 mA) werden so die acht Werte für die Stromstärken bestimmt, bei denen die Absorptionspeaks äquidistant sind. Dazu ist es notwendig, die Polung des Spulenstroms durch Umstecken der Kabel umzukehren.

Die Amplitude des Sinussignals zur Magnetfeldmodulation beträgt bei der Messung 0.16 V und die Temperatur des Peltierelements 33.9°C. Außerdem werden an Spule 4 86 mA Gleichstrom angelegt, um das vertikale Magnetfeld zu kompensieren. Die Höhe des Stroms wird durch Maximierung der Signalintensität bestimmt.

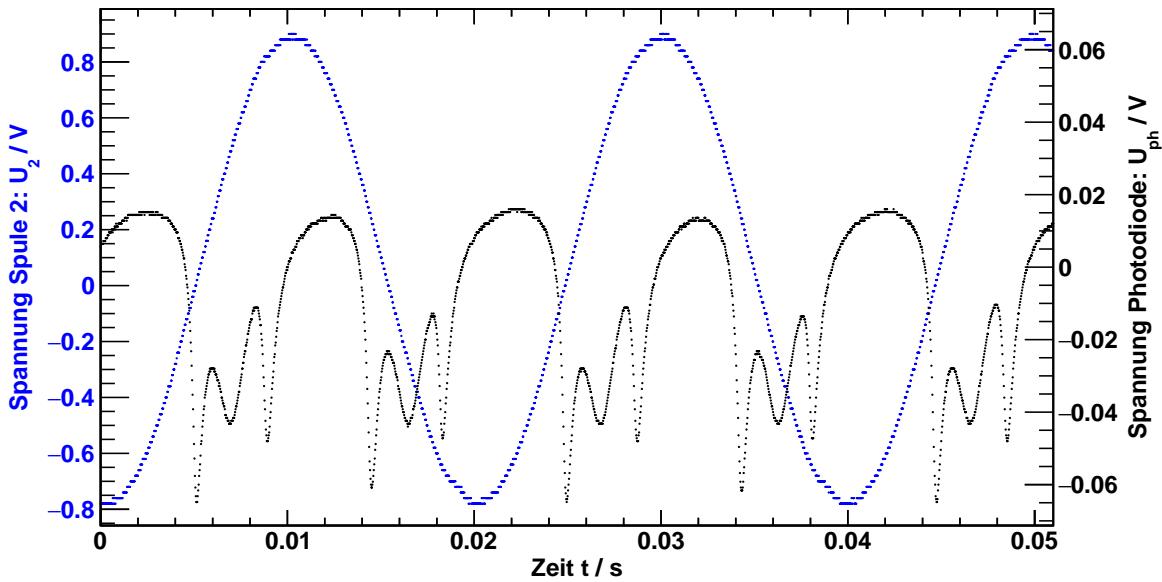


Abbildung 6.1: Starke Modulation des Magnetfelds in Strahlrichtung mit Spule 2 (blau). Im Photodiodensignal (schwarz) sind vier Doppelresonanz-Peaks sowie zwei Dehmelt-Peaks pro Modulationsperiode sichtbar.

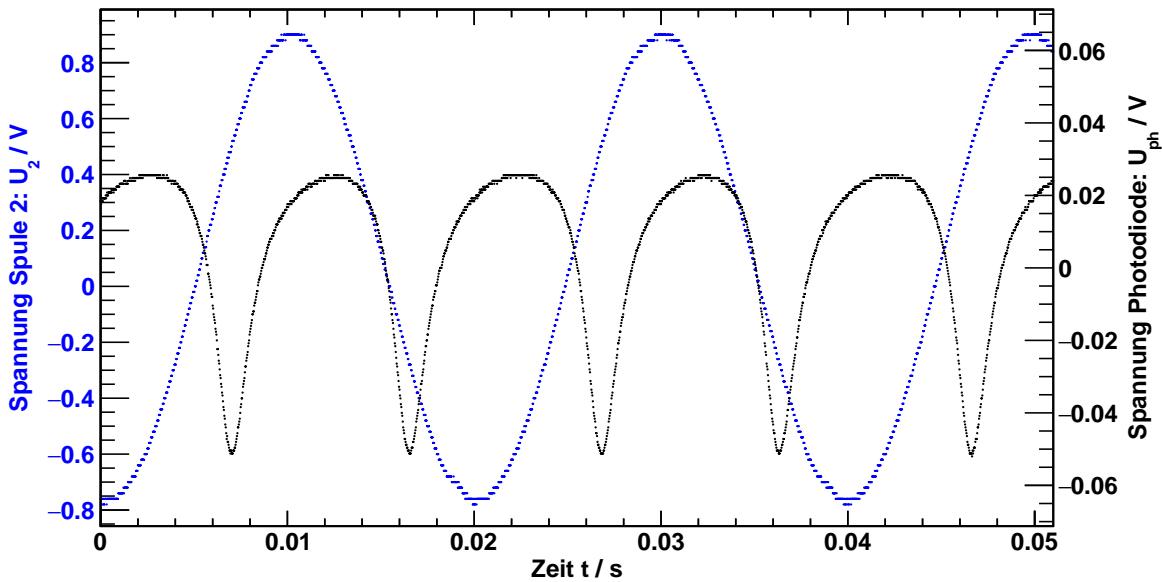


Abbildung 6.2: Gleiches Setup wie bei [Abbildung 6.1](#), aber ohne RF-Signal. Die leicht asymmetrischen Dehmelt-Peaks sind weiterhin vorhanden.

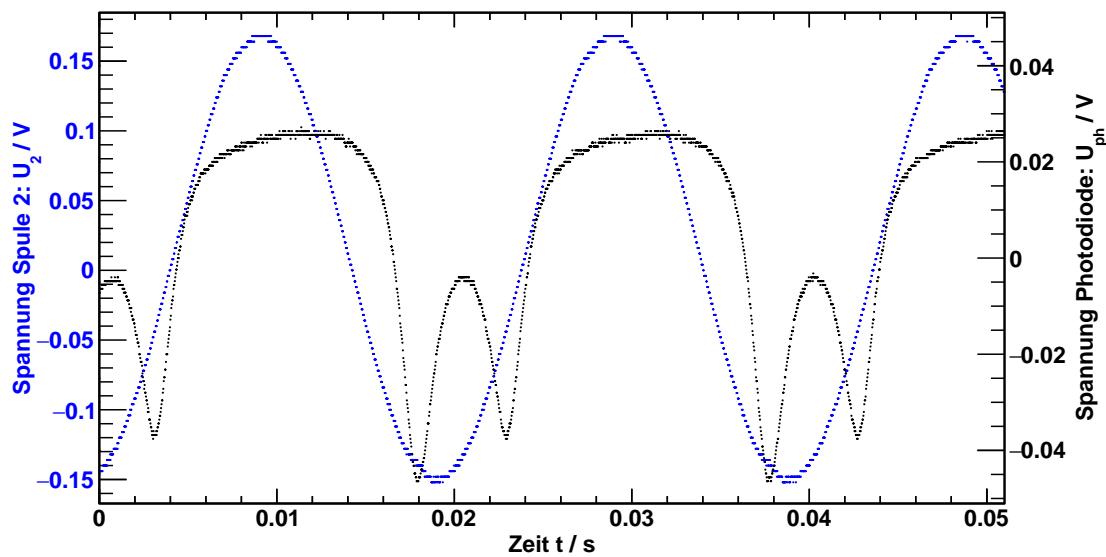


Abbildung 6.3: Doppelresonanz-Absorptionssignal bei kleiner Magnetfeldmodulation:
Falsche Einstellung des Gleichstroms in Spule 1, die Absorptionen sind
nicht äquidistant.

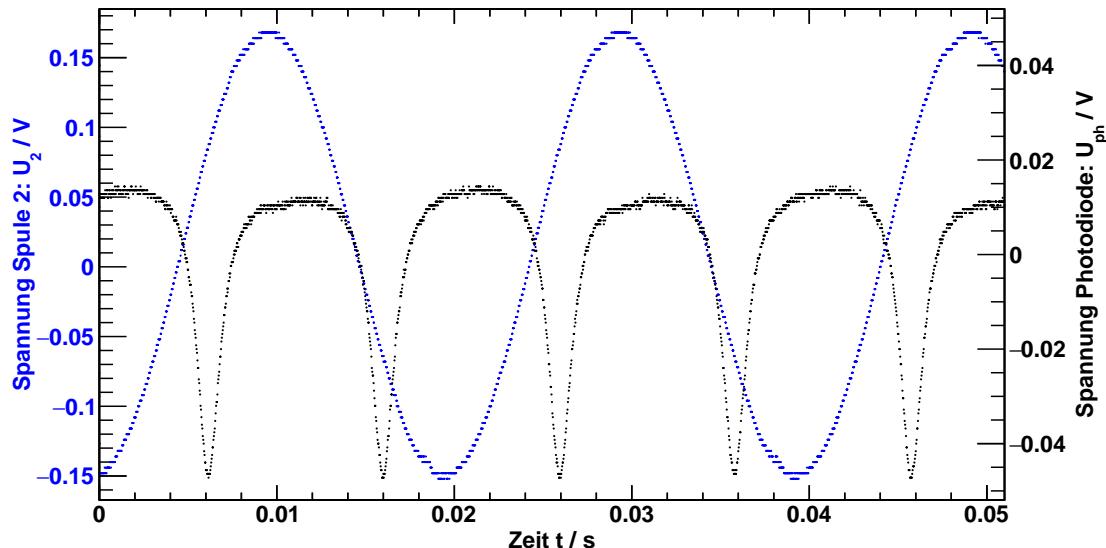


Abbildung 6.4: Doppelresonanz-Absorptionssignal bei kleiner Magnetfeldmodulation:
Korrekte Einstellung des Gleichstroms in Spule 1, die Absorptionen
sind daher äquidistant.

6.2. Auswertung

Berechnung des horizontalen und vertikalen Magnetfeldes und des Kernspins

Die durch die Messung erhaltenen Ströme, welche durch Spule 1 (I_1 und bei Umpolung I'_1) fließen, sind in [Tabelle 6.1](#) aufgelistet. Der Strom I_4 von Spule 4 beträgt in allen Fällen

$$I_4 = (86 \pm 3) \text{ mA} \quad (6.1)$$

Die Fehler auf den Laserstrom I_L und die Frequenz ν des RF-Senders sind $s_{I_L} = 0.1 \text{ mA}$ und $s_\nu = 0.1 \text{ kHz}$.

Tabelle 6.1: Messdaten des Doppelresonanzexperiments.

I_L / mA	ν / kHz	I_1 / mA	s_{I_1} / mA	I'_1 / mA	$s_{I'_1} / \text{mA}$
62.9	493.98	117	2	148	2
62.9	899.41	228	4	260	4
63.2	493.77	104	2	74	2
63.2	899.67	148	2	179	2

Zuerst wird der Strom in den Spulen in das resultierende Magnetfeld mit den Faktoren c_n in [Tabelle 3.1](#) umgerechnet.

$$B_n = c_n \cdot I_n, \quad s_B = B_n \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{I_n}}{I_n}\right)^2 + \left(\frac{s_{c_n}}{c_n}\right)^2} \quad (6.2)$$

Nun können das horizontale und vertikale Magnetfeld, B_{hor} und B_{ver} , sowie der Kernspin von Rubidium bestimmt werden.

- Zur Bestimmung des horizontalen Magnetfeldes B_{hor} wird die Hälfte des Mittelwerts von B_1 und B'_1 berechnet:

$$B_{\text{hor}} = \frac{1}{2} |B_1 - B'_1|, \quad s_{B_{\text{hor}}} = \frac{1}{2} \sqrt{s_{B_1}^2 + s_{B'_1}^2} \quad (6.3)$$

- Die Stärke des vertikalen Magnetfeldes B_{ver} ergibt sich direkt aus der Stärke von Spule 4:

$$B_{\text{ver}} = B_4 \quad (6.4)$$

- Um den Kernspin zu berechnen, muss von dem gemessenen Magnetfeld B_1 bzw. B'_1 das horizontale Erdmagnetfeld addiert oder - je nach Polung - subtrahiert werden.

Bildet man aus diesen zwei Werten den Mittelwert, so kürzt sich das Erdmagnetfeld heraus und es ergibt sich folgende Formel:

$$B_I = \frac{B_1 + B'_1}{2}, \quad s_{B_I} = \frac{1}{2} \sqrt{s_{B_1}^2 + s_{B'_1}^2} \quad (6.5)$$

Mit diesem Wert und der Frequenz ν des RF-Senders kann nun mit [Gleichung 2.5](#) der Kernspin I bestimmt werden.

$$I = \frac{\mu_B \cdot B_I}{h \cdot \nu} - \frac{1}{2}, \quad s_I = \frac{\mu_B \cdot B_I}{h \cdot \nu} \sqrt{\left(\frac{s_{B_I}}{B_I}\right)^2 + \left(\frac{s_\nu}{\nu}\right)^2} \quad (6.6)$$

Tabelle 6.2: Berechnete horizontale Komponenten des Erdmagnetfeldes und Kernspin von Rubidium für das Doppelresonanzexperiment bei verschiedenen Laserströmen I_L und RF-Sender-Frequenzen ν .

I_L / mA	ν / kHz	B_{hor} / μT	$s_{B_{\text{hor}}}$ / μT	I	s_I
62.9	493.98	12.4	1.1	2.50	0.03
62.9	899.41	12.8	2.3	2.53	0.04
63.2	493.77	12.0	1.1	1.52	0.03
63.2	899.67	12.4	1.1	1.53	0.02

Berechneten Werte und Vergleich mit Literatur- bzw. theoretischen Werten.

In [Tabelle 6.2](#) sind die berechneten Werte des horizontalen Erdmagnetfeldes für die verschiedenen Laserströmen I_L und RF-Sender-Frequenzen ν zusammengestellt.

- Das vertikale Erdmagnetfeld ergibt sich zu

$$B_{\text{ver}} = (40.94 \pm 1.43) \mu\text{T}, \quad (6.7)$$

was sich mit dem Literaturwert³ innerhalb von einem 2- σ -Intervall deckt.

$$B_{\text{ver}}^{\text{Lit.}} = 42.9 \mu\text{T} \quad (6.8)$$

- Aus den Werten und Fehlern des horizontalen Magnetfeldes wird das gewichtete Mittel gebildet. Man erhält

$$\bar{B}_{\text{hor}} = (12.3 \pm 0.6) \mu\text{T}. \quad (6.9)$$

Dies stimmt nicht mit dem Literaturwert überein.

$$B_{\text{hor}}^{\text{Lit.}} = 20.9 \mu\text{T} \quad (6.10)$$

Grund dafür könnten Stromflüsse von elektrischen Geräten im Gebäude sein, die ein zusätzliches Magnetfeld erzeugen.

³Die Literaturwerte des horizontalen und vertikalen Erdmagnetfeldes, sowie die theoretischen Werte der Kernspins wurden [2] entnommen.

- Auch die beiden Werte des Kernspins für jedes Isotop werden gewichtet gemittelt:

$$I(^{85}\text{Rb}) = 2.51 \pm 0.02, \quad I(^{87}\text{Rb}) = 1.53 \pm 0.16 \quad (6.11)$$

Der errechnete Wert des Kernspins für ^{85}Rb stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem theoretischen Wert überein, für ^{87}Rb im 2σ -Intervall.

$$I(^{85}\text{Rb})^{\text{theo.}} = 2.5, \quad I(^{87}\text{Rb})^{\text{theo.}} = 1.5 \quad (6.12)$$

7. Spinpräzession im Erdmagnetfeld

7.1. Durchführung

Die Bestimmung der Spinpräzession im vertikalen Erdmagnetfeld erfolgt folgendermaßen: Das $\lambda/4$ -Plättchen im Strahlengang erzeugt zirkular polarisiertes Licht, durch das die Rubidiumatome im Magnetfeld optisch gepumpt werden. Das Magnetfeld wird von Spule 5 erzeugt, ihre Stromversorgung erfolgt vom *instec function generator*. Der Funktionsgenerator erzeugt ein Rechtecksignal mit einer Spitze-zu-Spitze-Amplitude von 26 mV und einem Offset von 13 mV, sodass das Magnetfeld periodisch an- und ausgeschaltet wird. Um das Erdmagnetfeld in Strahlrichtung zu kompensieren, wird ein Strom von $I_1=17\text{ mA}$ durch Spule 1 geschickt. Die Temperatur des Peltierelements beträgt bei den Messungen 33.9°C . Es werden zuerst zwei Messreihen durchgeführt, um die beiden Rubidiumisotope zu untersuchen: Mit 63.7 mA Laserstrom (Pumpen von ^{85}Rb) und mit 64.1 mA (^{87}Rb). Während einer Messreihe wird der Strom durch Spule 4 zwischen 0 mA und 100 mA variiert und so die Vertikalkomponente des Magnetfelds beeinflusst (eine Kompensation des vertikalen Erdmagnetfeldes findet bei ca. 90 mA statt). Das Transmissionssignal der Messzelle wird mit dem Oszilloskop gemessen und es findet eine Heizung mit dem Föhn statt.

Nach Durchführung der ersten beiden Messungen wurde festgestellt, dass mit der Variation des Stroms durch Spule 4 keine vollständige Kompensation des Magnetfelds möglich ist. (Eine vollständige Kompensation würde sich darin zeigen, dass die Frequenz der Spinpräzession sehr groß wird und keine Präzession mehr messbar ist). Dies wurde auf die Anwesenheit der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes senkrecht zum Strahlengang zurückgeführt, da der Messaufbau nicht parallel zum Horizontalanteil des Erdmagnetfelds ausgerichtet ist und durch Spule 1 nur ein Magnetfeld parallel zum Strahlengang kompensiert wird.

Aus dem Anteil des Magnetfelds, das bei den ersten beiden Messreihen nicht kompensierbar war (dieser Anteil wurde mit einem Modell bestimmt, das an die Messdaten angepasst wurde), konnte die Winkelabweichung des Messaufbaus von der Nordausrichtung vorhergesagt werden. Der Messaufbau wurde um den so bestimmten Winkel gedreht und eine weitere Messreihe an ^{85}Rb durchgeführt, um eine vollständige Magnetfeldkompensation und ein Verschwinden der Spinpräzession zu erreichen. Zusätzlich wurde bei einem Strom von 90 mA durch Spule 4 die Winkelabhängigkeit der Präzessionsfrequenz

untersucht, indem diese für verschiedene Ausrichtungen des Strahlengangs gemessen wurde.

7.2. Auswertung

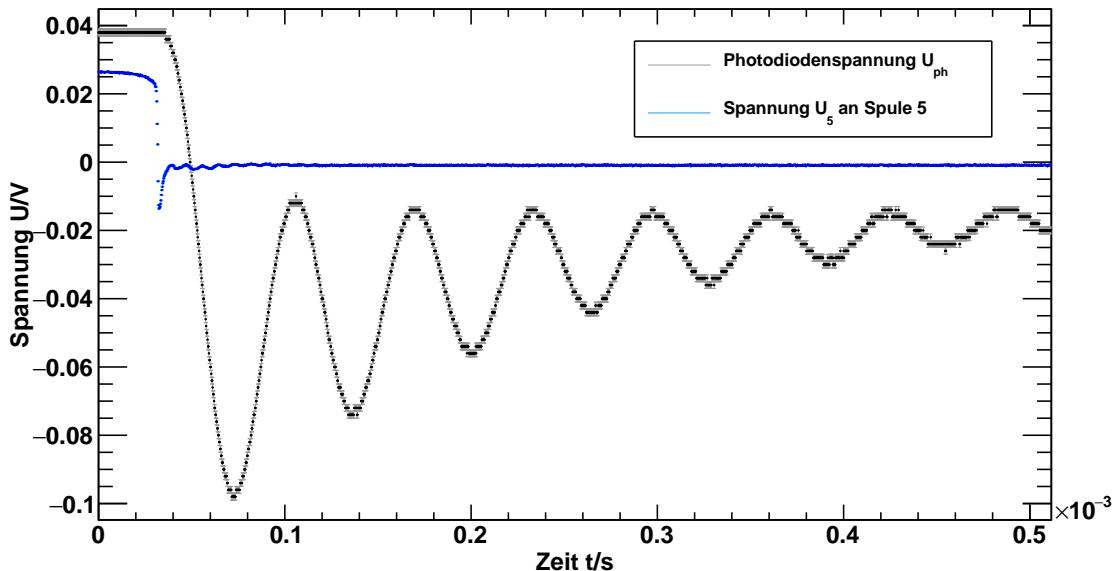


Abbildung 7.1: Spinpräzession des Rubidiumensembles (^{85}Rb), sichtbar in der Transmissionsoszillation der Messzelle. Der Strom zur Kompensation des Vertikalfeldes beträgt bei der Messung $I_4=87\text{ mA}$, das Erdmagnetfeld ist also fast vollständig kompensiert und die Präzessionsfrequenz dementsprechend gering.

[Abbildung 7.1](#) und [Abbildung 7.2](#) zeigen zwei der gemessenen Spinpräzessionssignale. Auf der ersten Abbildung ist ein Signal gezeigt, das entsteht, wenn das Erdmagnetfeld fast vollständig kompensiert ist. Dieses Signal besitzt eine große Amplitude und lässt sich relativ leicht mit dem Oszilloskop finden. Wird der Kompensationsstrom I_4 nun langsam verringert, lassen sich auch Signale mit höherer Frequenz finden. Ohne Kompensation des Feldes ist das Präzessionssignal nur mit einer Mittelwertbildung von 128 oder mehr Messwerten auf dem Oszilloskop messbar. Für die einzelnen Messungen wird jeweils eine geeignete Mittlung gewählt.

Zur Bestimmung der Präzessionsperiodendauer T bzw. der Präzessionsfrequenz f werden die Zeitkoordinaten t_1 und t_2 von zwei möglichst weit voneinander entfernten Maxima per Hand abgelesen und durch die Zahl n der dazwischenliegenden Perioden geteilt:

$$T = \frac{t_2 - t_1}{n} = f^{-1}, \quad s_f = n \frac{\sqrt{s_{t_2}^2 + s_{t_1}^2}}{(t_2 - t_1)^2} \quad (7.1)$$

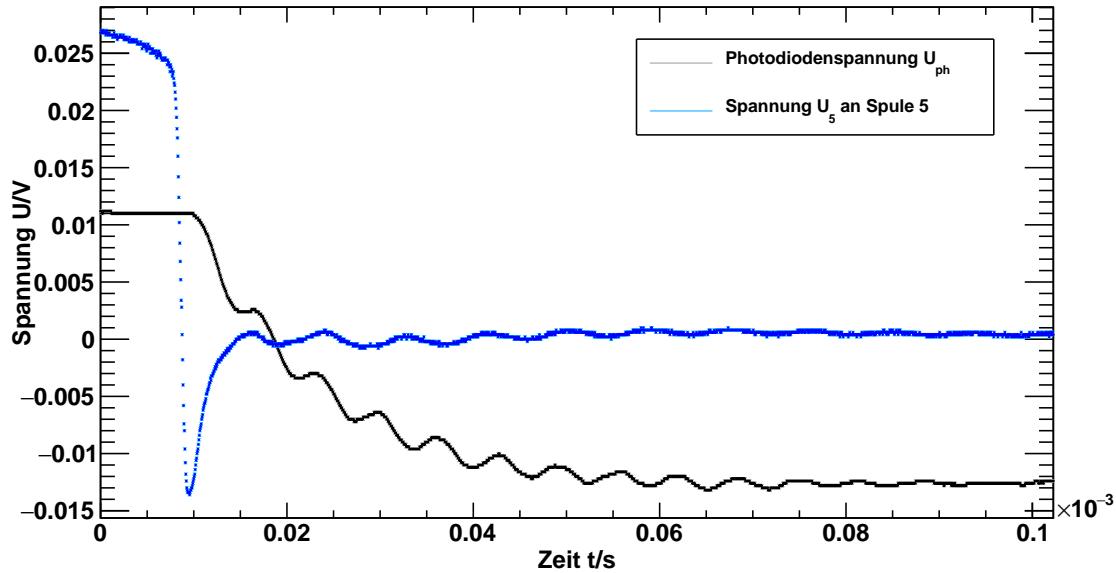


Abbildung 7.2: Spinpräzession des Rubidiumensembles (^{85}Rb) bei $I_4=20\text{ mA}$ Kompen-sationsstrom. Das Signal ist höherfrequent als auf [Abbildung 7.1](#) und besitzt eine kleinere Amplitude. Das Auffinden dieses Signals ist daher deutlich schwieriger.

Der relative Fehler auf die abgelesenen Zeiten wurde auf $\frac{s_{t_i}}{t_i} = 0.01$ abgeschätzt, n ist nicht fehlerbehaftet.

Aus dem Strom durch Spule 4 wird mit [Tabelle 3.1](#) das erzeugte vertikale Magnetfeld $B_{S,v}$ berechnet. Der Fehler auf den Strom beträgt $s_{I_4} = 1\text{ mA}$.

Die Abhängigkeit der Präzessionsfrequenz f vom Vertikalfeld $B_{S,v}$ ist auf [Abbildung 7.3](#) gezeigt. Ein erster Fit erfolgt gemäß [Gleichung 2.7](#) mit

$$f_1(B_{S,v}) = \alpha \cdot |B_{E,v} - B_{S,v}| , \quad (7.2)$$

wobei $B_{E,v}$ die Vertikalkomponente des Erdmagnetfelds bezeichnet und α eine Proportionalitätskonstante. Es ist deutlich erkennbar, dass das lineare Modell (rot) die Messwerte nur beschreiben kann, wenn sich die Richtung des effektiven Vertikalfeldes $B_{E,v} - B_{S,v}$ in der Messreihe nicht umdreht; die Messpunkte für $B_{S,v} > 40\text{ }\mu\text{T}$ liegen weit vom Modell entfernt. Der Wert für das reduzierte χ^2 beträgt 8.0 und ist damit deutlich zu hoch.

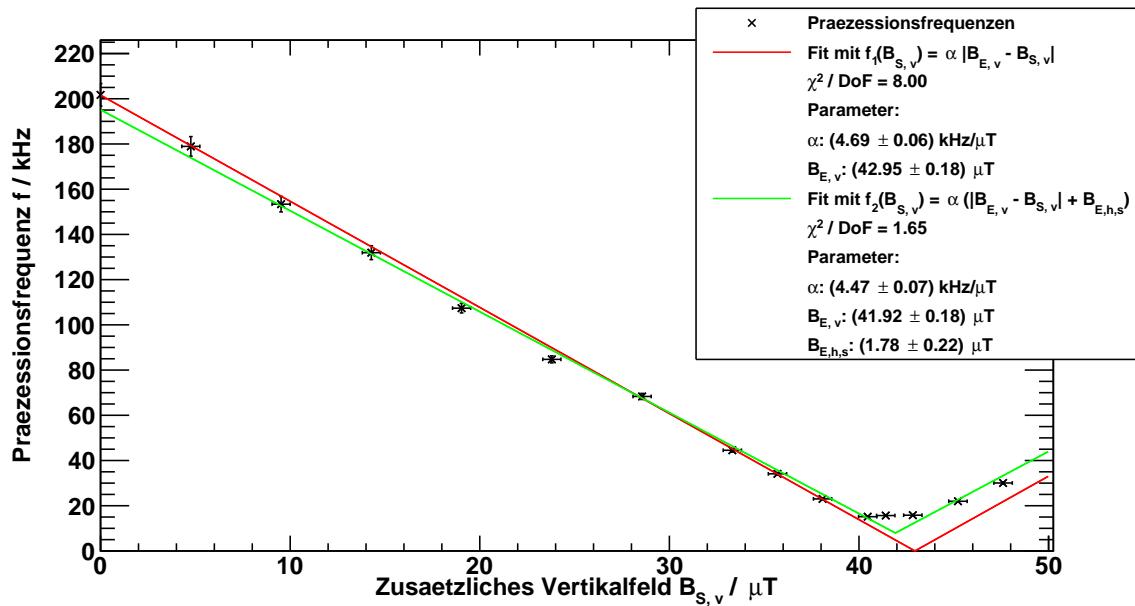


Abbildung 7.3: Spinpräzessionsfrequenz f von ^{85}Rb in Abhängigkeit vom zusätzlichen vertikalen Magnetfeld $B_{S,v}$, das dem Erdmagnetfeld überlagert ist. Der Fit erfolgt mit einem einfachen Modell sowie unter Berücksichtigung des nichtkompensierten Erdmagnetfelds $B_{E,h,s}$.

Aus diesem Grund wird ein modifiziertes Modell verwendet, das der Tatsache Rechnung trägt, dass der Horizontalanteil des Erdmagnetfelds senkrecht zum Strahl $B_{E,h,s}$ während der Messung unkompenstiert bleibt:

$$f_2(B_{S,v}) = \alpha \cdot (|B_{E,v} - B_{S,v}| + B_{E,h,s}) . \quad (7.3)$$

Dieses Modell eignet sich zur Beschreibung der Messdaten, das reduzierte χ^2 beträgt 1.7. Die Auswertung erfolgt analog für das Isotop ^{87}Rb (Abbildung 7.4). In Tabelle 7.1 sind die Ergebnisse aller vier Fits aufgeführt.

Tabelle 7.1: Ergebnisse der Fits der Präzessionsfrequenzen für die Komponenten des Erdmagnetfeldes und die Proportionalitätskonstante α (theoretische Werte aus Gleichung 2.8).

Fit	$B_{E,v} / \mu\text{T}$	$B_{E,h,s} / \mu\text{T}$	$\alpha / \text{kHz } \mu\text{T}^{-1}$	$\alpha^{\text{theo}} / \text{kHz } \mu\text{T}^{-1}$
$^{85}\text{Rb}: \text{Modell 1}$	42.95 ± 0.18	—	4.69 ± 0.06	4.665
$^{85}\text{Rb}: \text{Modell 2}$	41.92 ± 0.18	1.8 ± 0.2	4.47 ± 0.07	4.665
$^{87}\text{Rb}: \text{Modell 1}$	41.85 ± 0.18	—	7.33 ± 0.10	6.998
$^{87}\text{Rb}: \text{Modell 2}$	41.74 ± 0.18	1.8 ± 0.2	6.65 ± 0.12	6.998

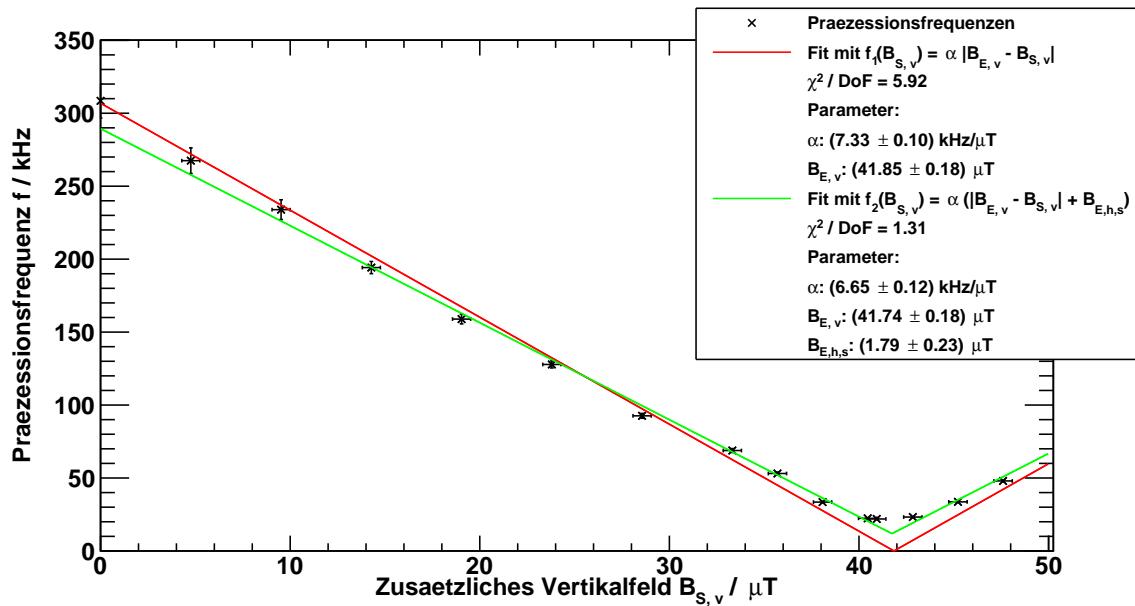


Abbildung 7.4: Spinpräzessionsfrequenz f von ^{87}Rb in Abhängigkeit vom zusätzlichen vertikalen Magnetfeld $B_{\text{S},v}$ und Fit mit einfachem und komplexeren Modell.

Die Ergebnisse für das vertikale Erdmagnetfeld $B_{\text{E},v}$ stimmen nicht mit dem Literaturwert (Gleichung 6.8) überein. Allerdings sind die beiden Werte von Modell 2 konsistent. Dies spricht dafür, dass der Literaturwert die Verhältnisse am Aufbau nicht beschreibt. Die Ursache dafür könnten Magnetfelder von elektrischen Geräten im Gebäude sein, die dem Erdmagnetfeld überlagert sind.

Die Ergebnisse für die Proportionalitätskonstante α zeigen Abweichungen von bis zu 4σ vom theoretischen Wert. Dies könnte zum einen daran liegen, dass der Fehler auf die Messwerte unterschätzt wurde, zum anderen an einer Ungenauigkeit des Umrechnungsfaktors vom Spulenstrom I_4 in das Magnetfeld $B_{\text{S},v}$.

Zusätzlich erhält man im zweiten Modell einen Wert für die unkomponierte Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds $B_{\text{E},h,s}$. Die Ergebnisse für die beiden Isotope stimmen in Wert und Fehler überein. Da in Kapitel 6.2 der Wert für die Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds in Strahlrichtung ($\bar{B}_{\text{hor}} = (12.3 \pm 0.6) \mu\text{T}$) bestimmt wurde, lässt sich nun mit einfachen trigonometrischen Überlegungen der Winkel φ_{diff} berechnen, um den der Strahlengang von Norden abweicht:

$$\varphi_{\text{diff}} = \arctan \left(\frac{B_{\text{E},h,s}}{\bar{B}_{\text{hor}}} \right) = (8.3 \pm 1.0)^\circ . \quad (7.4)$$

Der Messaufbau wurde also um 8° gegen den Uhrzeigersinn gedreht (für die Drehrichtung entschieden wir uns nach einem Blick auf eine Landkarte) und die Messung an ^{85}Rb erneut durchgeführt. Abbildung 7.5 zeigt die Messung und den Fit mit den beiden Modellen. Das einfache Modell ist jetzt auch zur Beschreibung der Messdaten geeignet. Die

Parameter von Modell 2 stimmen mit denen von Modell 1 überein; $B_{E,h,s}$ ist innerhalb der Fehlergrenzen 0.

Die Verwendung des erweiterten Modells für die ersten beiden Messungen lieferte also hier eine korrekte Vorhersage für die Abweichung der Ausrichtung des Strahlengangs von Norden; die Drehung des Strahlengangs um 8° führte zu einem vollständigen Verschwinden der Horizontalkomponente des Magnetfelds.

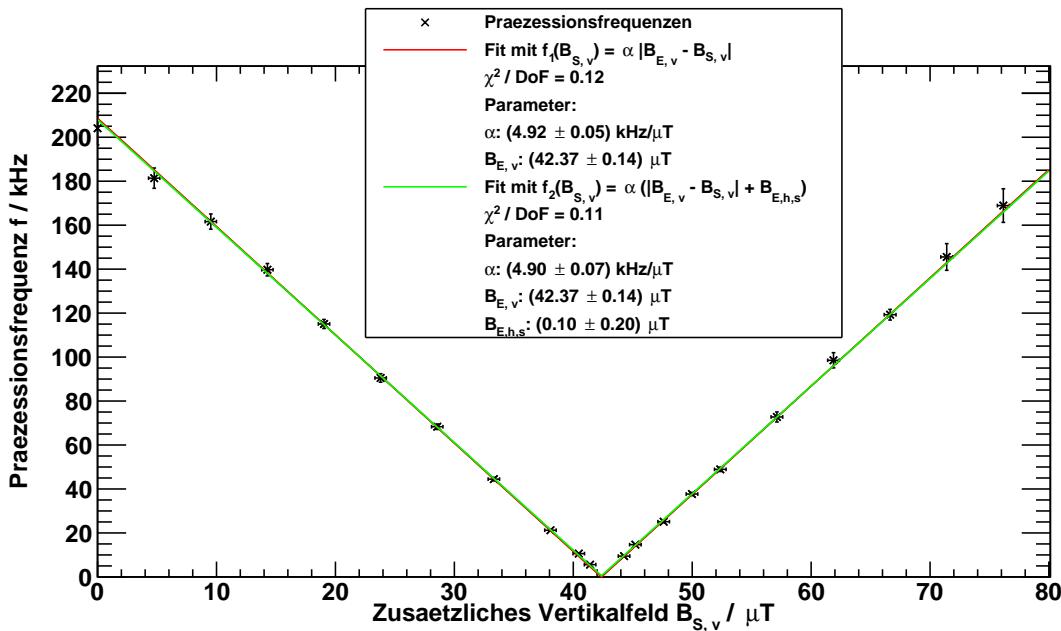


Abbildung 7.5: Spinpräzessionsfrequenz f von ^{85}Rb in Abhängigkeit vom zusätzlichen vertikalen Magnetfeld $B_{S,v}$ nach Drehung des Messaufbaus um 8° gegen den Uhrzeigersinn.

Als Fitparameter erhält man mit Modell 1

$$B_{E,v} = (42.37 \pm 0.14) \mu\text{T} \quad \text{und} \quad \alpha = (4.92 \pm 0.05) \text{ kHz } \mu\text{T}^{-1} . \quad (7.5)$$

Der Wert für das vertikale Erdmagnetfeld stimmt aus dem oben erwähnten Grund nicht mit dem Literaturwert überein, ist aber innerhalb von zwei Standardabweichungen konsistent mit den Ergebnissen der ersten beiden Messungen. Gründe für die starke Abweichung des Parameters α vom theoretischen Wert wurden oben genannt.

Durch Drehung des Aufbaus um Winkel φ erfolgt eine weitere Untersuchung der Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds mit der Überprüfung der Winkelabhängigkeit der Präzessionsfrequenz. Für sie gilt

$$f(\varphi) = \alpha \cdot B_{E,h,n} \cdot |\sin(\varphi)| =: \beta \cdot |\sin(\varphi)| , \quad (7.6)$$

mit der Horizontalkomponente $B_{E,h,n}$ des Erdmagnetfelds in Nordrichtung. [Abbildung 7.6](#) zeigt die Messergebnisse und den Fit mit obiger Gleichung. Leider erlaubten die Abmes-

sungen des Aufbaus eine Drehung nur im Bereich von -10° bis 10° , so dass für den Sinus auch die Kleinwinkelnäherung verwendet werden könnte.

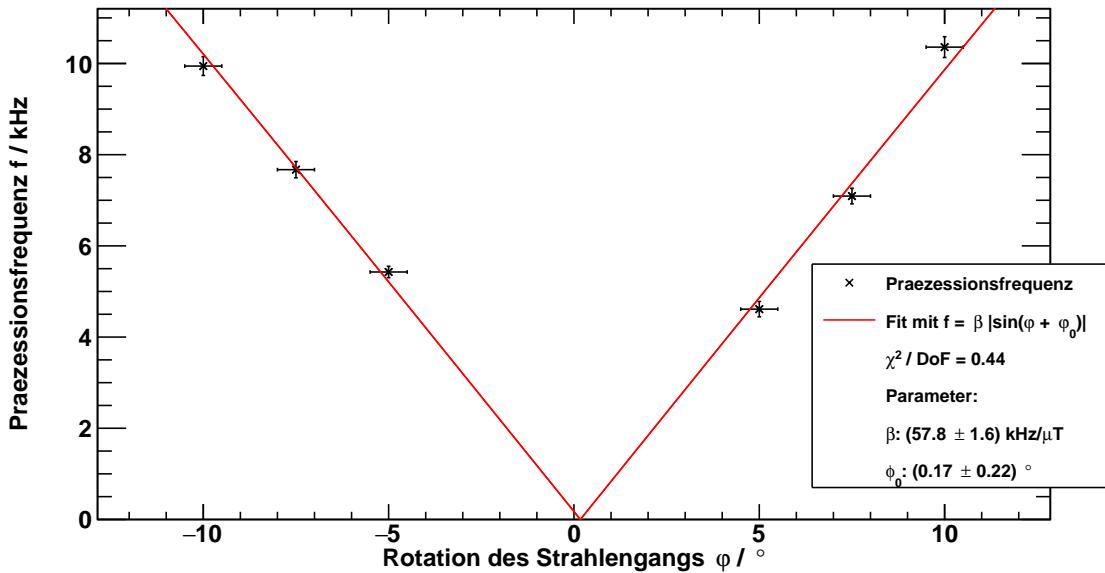


Abbildung 7.6: Abhängigkeit der Spinpräzessionsfrequenz f von der Ausrichtung des Messaufbaus im Erdmagnetfeld.

Im Fit wurde eine eventuelle Abweichung des Nullpunkts der Winkelskala von der Nordrichtung φ_0 berücksichtigt; diese ist im Rahmen der Fehlergrenzen verschwindend. Die Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds in Nordrichtung $B_{E,h,n}$ lässt sich mit trigonometrischen Überlegungen aus der gemessenen Horizontalkomponente in Strahlrichtung \bar{B}_{hor} (aus [Kapitel 6.2](#)) und der Komponente senkrecht zum Strahl $B_{E,h,s}$ bestimmen. Sie beträgt

$$B_{E,h,n} = \sqrt{\bar{B}_{\text{hor}}^2 + B_{E,h,s}^2} = (12.4 \pm 0.6) \mu\text{T} . \quad (7.7)$$

Damit erhält man aus der Steigung der Fitgeraden a für die Proportionalitätskonstante

$$\alpha = \frac{\beta}{B_{E,h,n}} = (4.7 \pm 0.3) \text{ kHz } \mu\text{T}^{-1} . \quad (7.8)$$

Dieser Wert stimmt im Rahmen seines (großen) Fehlers mit dem theoretischen Wert überein. Der Fehler auf α könnte verkleinert werden, wenn die Messung über einen größeren Winkelbereich durchgeführt würde, so dass die sinusförmige Abhängigkeit deutlich wird.

8. Messung der Spin-Relaxationszeit nach Dehmelt

8.1. Durchführung

Bei dieser Methode der Bestimmung der Spin-Relaxationszeit wird die Tatsache ausgenutzt, dass bei Beleuchtung des Ensembles der Rubidiumatome durch σ^+ -Licht zwei konkurrierende Prozesse vorliegen, die den Orientierungsprozess der Spins und damit die Lichttransmission durch das Ensemble beeinflussen: Zum einen findet eine Polarisation durch den Pumpprozess statt, zum anderen eine Depolarisation (Relaxation). Eine Variation der Stärke des Pumpprozesses durch Veränderung der Intensität des Laserlichts erlaubt einen Rückschluss auf den konstant bleibenden Anteil der Relaxationsrate.

Während der Messung befinden sich die beiden Linsen und das $\lambda/4$ -Plättchen im Strahlengang, sowie optional ein Neutraldichtefilter. Das vertikale Erdmagnetfeld wird mit einem Strom von 93 mA durch Spule 4 kompensiert. Spule 3 erzeugt ein magnetisches Wechselfeld in Richtung des Laserstrahls, das zweimal pro Periode eine Neuorientierung des Ensembles verursacht. Verwendet wird dazu der *instec function generator*, die Frequenz des Rechtecksignals beträgt 50 Hz und die Amplitude (Spitze-Spitze) 0.1 V. Das Absorptionssignal der Zelle wird am Oszilloskop erst mit 100% Beleuchtungsintensität gemessen und anschließend mit sieben verschiedenen Intensitäten (zwischen 2% und 40%), die durch unterschiedliche Abschwächungen mit ND-Filtern im Strahlengang erreicht werden.

Die Temperatur des Lasers beträgt bei der Messung 34.0°C, der Laserstrom 65.5 mA (sodass auf den beiden kurzwelligen Hyperfeinlinien von ^{85}Rb gepumpt wird). Kurz vor der Aufnahme des Transmissionssignals wird die Rubidiumzelle mit dem Föhn geheizt.

Kalibrierung der Neutraldichtefilter

Um die Stärke der verschiedenen Neutraldichtefilter festzustellen, wird eine Kalibrierung mit Laser und Photodiode durchgeführt. Die Temperatur des Lasers beträgt dabei 34.0°C, der Laserstrom 52.0 mA. Die Spannung an der Photodiode wird ohne Filter gemessen und anschließend für zehn verschiedene Graufilter mit nominellen Transmissionsraten von 0.001% bis 50%. Ein weiterer Messpunkt wird mit ausgeschaltetem Laser aufgenommen.

8.2. Auswertung

Kalibrierung der Neutraldichtefilter

[Tabelle 8.1](#) zeigt die Ergebnisse der Kalibrierung der Neutraldichtefilter: Die Messwerte weichen stark von den nominellen Werten ab. Zur Berechnung der transmittierten Intensität I_{mess} wird die an der Photodiode gemessene Spannung U_{ph} durch die Spannung bei 100% Intensität U_{100} geteilt. Beide Spannungen werden um die Offsetspannung $U_0 = -70 \text{ mV}$ (Messung bei ausgeschaltetem Laser) korrigiert:

$$I_{\text{mess}} = \frac{U_{\text{ph}} - U_0}{U_{100} - U_0} \quad (8.1)$$

Die Berechnung des Fehlers auf I_{mess} erfolgt mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung. Für die Bestimmung der Relaxationszeit werden nur die ersten sieben Filter verwendet, da bei den Übrigen die Intensität der Transmission nicht für eine Messung ausreicht.

Tabelle 8.1: Kalibrierung der Neutraldichtefilter: Nominelle Transmission I_{nominell} , gemessene Spannung an der Photodiode U_{ph} und daraus berechnete Transmission I_{mess} .

Stärke des Filters	$I_{\text{nominell}} / \%$	$U_{\text{ph}} / \text{mV}$	$I_{\text{mess}} / \%$	$s_{I_{\text{mess}}} / \%$
ohne Filter	100	749	100	0
0.3	50	257	39.9	0.5
0.6	25	218	35.2	0.4
1.0	10	55	15.26	0.18
1.3	5	3	8.91	0.12
2.0	1	-28	5.13	0.10
2.3	0.5	-44	3.17	0.11
2.6	0.25	-52	2.20	0.11
3.3	0.05	-63	0.85	0.12
4.0	0.01	-68	0.24	0.12
5.0	0.001	-69	0.12	0.12
ohne Laser	0	-70	0	0

Transmissionssignale der Zelle und Fit

Abbildung 8.1 zeigt beispielhaft für eine der acht Messungen die Spannung der Photodiode U_{ph} , die bei periodischer Modulation des Magnetfelds am Oszilloskop gemessen wurde. Sie ist proportional zur transmittierten Lichtintensität. Der Fit erfolgt gemäß Gleichung 2.13 mit einer Exponentialfunktion:

$$U_{\text{ph}}(t) = a - b \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (8.2)$$

Der Parameter a beschreibt die Transmission im Gleichgewicht, b die Amplitude der Transmissionsänderung und τ die gesuchte Orientierungszeit des Ensembles.

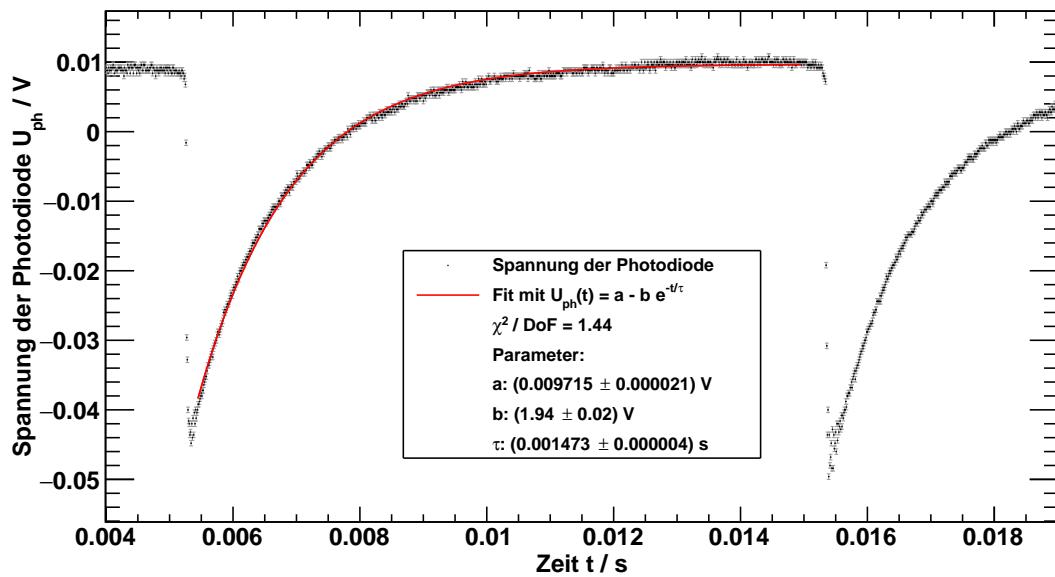


Abbildung 8.1: Beispiel einer Messung zur Bestimmung der Orientierungszeit des Rubidiumgases: Spannung der Photodiode (entspricht der Transmission durch die Rubidiumzelle) nach Umkehr des Magnetfelds. Die Anstiegszeit τ des Fits wird durch Polarisations- und Relaxationsprozesse bestimmt.

In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse für die Anstiegszeiten τ der Fits an die acht Transmissionssignale aufgeführt.

Tabelle 8.2: Orientierungszeiten τ des Rubidumensembles bei verschiedenen Pumpintensitäten I_{mess} .

$I_{\text{mess}} / \%$	$s_{I_{\text{mess}}} / \%$	τ / ms	s_τ / ms
100	0	0.344	0.002
39.93	0.49	0.749	0.003
35.16	0.43	0.872	0.004
15.26	0.18	1.473	0.004
8.91	0.12	1.932	0.004
5.13	0.10	2.439	0.005
3.17	0.11	2.831	0.013
2.20	0.11	3.032	0.016

Bestimmung der Relaxationszeit

Um die Relaxationszeit T_{RD} zu bestimmen, also ihren Anteil aus den gemessenen Orientierungszeiten zu extrahieren, wird [Gleichung 2.12](#) benutzt sowie der Umstand, dass die charakteristische Pumpzeit T_P umgekehrt proportional zur Intensität I des Laserlichts ist:

$$T_P = \frac{1}{\alpha I} \quad (8.3)$$

Man erhält damit

$$\frac{1}{\tau(I)} = \alpha I + \frac{1}{T_{RD}} . \quad (8.4)$$

Dieser Zusammenhang wird benutzt, um eine Kurvenanpassung an die Daten aus [Tabelle 6.2](#) durchzuführen und die Relaxationszeit T_{RD} zu bestimmen. [Abbildung 8.2](#) zeigt diesen Fit an die inversen Orientierungszeiten.

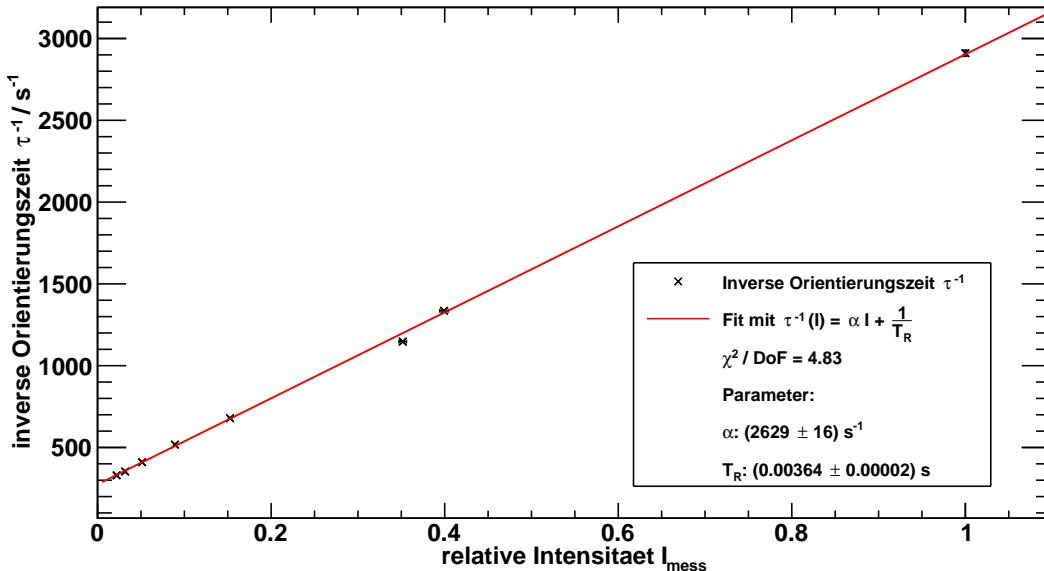


Abbildung 8.2: Lineare Kurvenanpassung an die Daten aus [Tabelle 6.2](#) zur Extraktion der Relaxationszeit T_{RD} aus den Messdaten für die Orientierungszeit τ .

Das Ergebnis für die Relaxationszeit beträgt

$$T_{RD} = 3.64 \pm 0.02 \text{ ms} \quad (8.5)$$

und liegt weit vom theoretischen Wert $T_R^{\text{theo}} = 6.5 \text{ ms}$ ([Gleichung 2.11](#)) entfernt. Ursache dafür könnte sein, dass die Mechanismen, die bei diesem Messverfahren für die Relaxation verantwortlich sind, andere sind als im theoretischen Modell.

9. Messung der Spin-Relaxationszeit nach Franzen

9.1. Durchführung

Bei der nun folgenden Methode der Relaxationszeitmessung wird das Pumplicht periodisch unterbrochen, sodass das Rubidiumensemble im Dunklen depolarisieren kann. Die periodische Unterbrechung erfolgt mit einer Chopper-Scheibe, die sich direkt hinter dem Laser befindet. Im Strahlengang befinden sich außerdem die beiden Linsen und das $\lambda/4$ -Plättchen. Mit Spule 4 wird das vertikale Erdmagnetfeld kompensiert ($I_4 = 89 \text{ mA}$) und mit Spule 1 die Horizontalkomponente in Strahlrichtung ($I_1 = 17 \text{ mA}$). Der Laserstrom beträgt während der Messung 65.1 mA bei einer Temperatur von 33.9°C , die Rubidiumzelle wird mit dem Föhn geheizt.

Es werden Messungen bei 12 unterschiedlichen Umdrehungsgeschwindigkeiten der Scheibe durchgeführt; für jede Umdrehungsgeschwindigkeit wird das Transmissionssignal der Photodiode mit dem Oszilloskop registriert.

9.2. Auswertung

Abbildung 9.1 zeigt eine der 12 Transmissionsmessungen. Deutlich erkennbar ist der schnelle Anstieg der Intensität, wenn der Chopper den Strahlengang frei gibt. Das Plateau der Transmission wird allerdings nicht sofort erreicht: Die Größe der ‘‘Delle‘‘ am Anfang des Plateaus ist abhängig von der Dauer der Dunkelheit, die vor Beginn der Beleuchtung herrschte. Um das große Rechtecksignal und seine kleine Delle zu beschreiben, erfolgt der Fit der Messwerte mit einer Überlagerung von zwei Funktionen:

Das An- und Abschalten des Laserlichts wird mit einer Fermi-Verteilung $U_F(t)$ beschrieben, die vier freie Parameter besitzt: Die Amplitude A , den Wendepunkt μ , die Verschmierung σ und einen konstanten Untergrund u :

$$U_F(t) = \frac{A}{1 + e^{\frac{\mu-t}{\sigma}}} + u \quad (9.1)$$

Der Anstieg der Transmission auf das Plateau wird mit einer stückweise definierten Exponentialfunktion $U_E(t)$ beschrieben, die am Punkt μ einsetzt:

$$U_E(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t \leq \mu \\ B \cdot (1 - e^{-\lambda(t-\mu)}) & \text{für } t \geq \mu \end{cases} \quad (9.2)$$

B ist die Amplitude der Exponentialfunktion und λ ein Parameter für die Geschwindigkeit des Anstiegs. Die Transmissionsmessungen werden mit der Summe aus diesen beiden Anteilen

$$U(t) = U_F(t) + U_E(t) \quad (9.3)$$

gefittet.

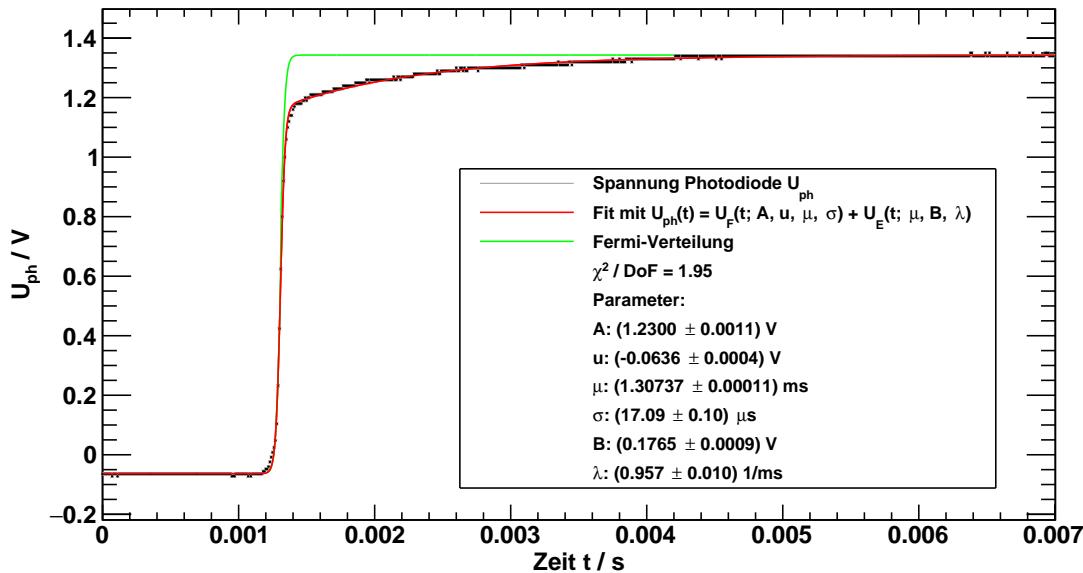


Abbildung 9.1: Transmission der Rubidiumzelle bei Einschalten des Laserlichts und Fit mit $U(t)$. Die Höhe der Delle B am Anfang des Plateaus ist abhängig von der vorangehenden Dunkelzeit t_d und enthält die Information über das Ausmaß der Relaxation im Dunklen.

Für die weitere Auswertung ist es notwendig, die Dunkelzeit t_d zu bestimmen. Die Methode dafür ist folgende: Da die Chopperscheibe das Laserlicht mit einer Pulsweite von 50% moduliert, ist die Dunkelzeit genauso groß wie die Beleuchtungszeit. Als Anfang der Beleuchtungszeit wird der gefitete Parameter μ verwendet. Das Ende der Beleuchtungszeit μ' wird per Hand aus den Messdaten abgelesen (es wird der Wert bei halber Transmission verwendet); für den Fehler $s_{\mu'}$ auf die abgelesenen Werte wird

$$s_{\mu'} = 0.01 \cdot \mu' + 0.1 \text{ ms} \quad (9.4)$$

angenommen. Es gilt dann für die Dunkelzeit

$$t_d = \mu' - \mu . \quad (9.5)$$

Eine Betrachtung der Fitergebnisse für die Verschmierung σ der Fermi-Funktion ([Abbildung 9.2](#)) zeigt, warum es geeigneter ist, eine Fermi-Verteilung als Fitfunktion zu verwenden als ein Rechtecksignal mit senkrechter Flanke: Der nichtsenkrechte Anstieg des Rechtecksignals wird durch den Durchmesser des Laserstrahls verursacht, denn der Strahl wird von der Chopperscheibe in einer kurzen Anstiegszeit geöffnet und nicht auf einmal. Da die Anstiegszeit umgekehrt proportional zur Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe und diese wiederum umgekehrt proportional zur Dunkelzeit ist, erhält man einen linearen Zusammenhang zwischen σ und t_d .

Beim Experiment wurde versucht, die Anstiegszeit zu minimieren, indem der Chopper möglichst nahe an die Laserdiode geschoben wurde, wo der Strahldurchmesser noch gering ist.

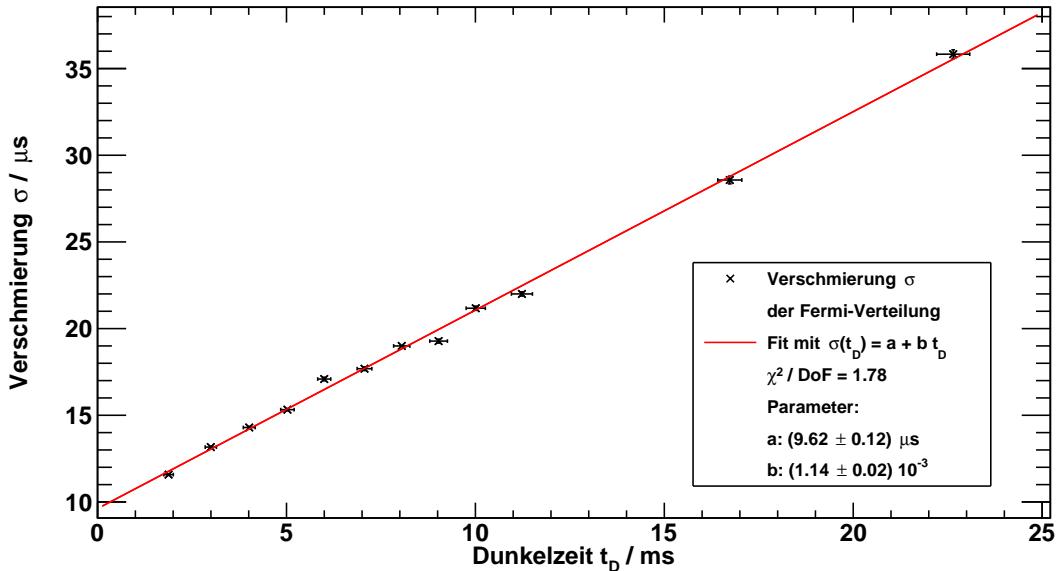


Abbildung 9.2: Verschmierung σ der gefitteten Fermi-Funktionen in Abhängigkeit der Dunkelzeit t_d . Ursache für den linearen Zusammenhang ist die kleinere Rotationsgeschwindigkeit des Choppers bei größeren Dunkelzeiten.

Der Wert für die Relaxationszeit T_{RF} kann aus den Fitdaten für den Parameter B gewonnen werden. Je größer die Dunkelzeit, desto länger kann das Ensemble relaxieren und B ist dementsprechend größer. Mit den Messungen bei unterschiedlichen Dunkelzeiten erhält man daher Informationen über das Ausmaß der Relaxation zu verschiedenen Zeitpunkten. Die Relaxation folgt einem exponentiellen Gesetz; die Werte für B werden daher mit

$$B(t_d) = a + b \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_d}{T_{RF}}}\right) \quad (9.6)$$

gefittet. [Abbildung 9.3](#) zeigt diesen Fit. Der Parameter a ist hier ein konstanter Offset, b beschreibt die Stärke der Relaxation bei großer Dunkelzeit und T_{RF} die gesuchte Relaxationszeit nach Franzen.

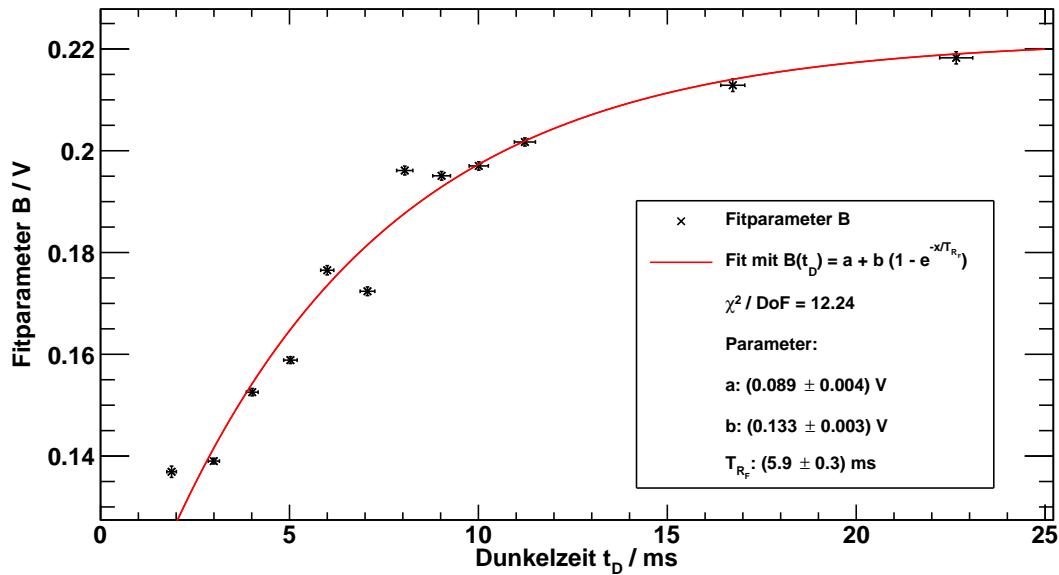


Abbildung 9.3: Abhängigkeit des Fitparameters B aus Gleichung 9.3 von der Dunkelzeit t_d und Fit mit einer exponentiellem Gesetz zur Bestimmung der Relaxationszeit T_{RF} .

Der Fit liefert für die Relaxationszeit einen Wert von

$$T_{RF} = 5.9 \pm 0.3 \text{ ms} . \quad (9.7)$$

Dieser Wert stimmt innerhalb von 2 Standardabweichungen mit dem theoretisch berechneten Wert (Gleichung 2.11) überein. Die Abweichung des experimentell bestimmten Wertes nach unten könnte durch die Spin-Spin-Relaxation erklärt werden, die vom theoretischen Modell nicht berücksichtigt wird.

Literatur

- [1] Baur, C. *Einrichtung des Versuches “Optisches Pumpen mit Laserdioden“; Zulassungsarbeit*. Freiburg, 1997.
- [2] Köhli, M. *Versuchsanleitung, Fortgeschrittenenpraktikum Teil II: Optisches Pumpen*. Institut für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg im Breisgau, 2011.

A. Anhang

A.1. Messprotokoll

Optischer Pumpen

- Einstieg mit Etalon:

$$T = 333^\circ\text{C}$$

$$I_0 = 63,6 \text{ mA}$$

- Bild mit O_2 :

5 Transmissions maxima, aquidistant

(1)

JCI)

- Modusproj.

$$I_0 = 70,0 \text{ mA}$$

(2)

- $30,0^\circ\text{C}$

$$70,0 \text{ mA}$$

(3)

- $30,0^\circ\text{C}$

$$63,6 \text{ mA}$$

(4)

- $56,0^\circ\text{C}$

$$63,6 \text{ mA}$$

(5)

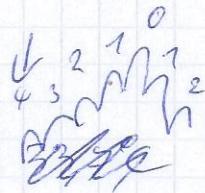
- $36,0^\circ\text{C}$

$$70,0 \text{ mA}$$

(6)

==

$\pm 0,2^\circ\text{C}$??



(7)

63,6 mA

33,7

8.

7

33,6

3.

8

33,3

7.

9

33,1

2.

10

32,8

1.

11

32,6

1.

12

JCI)

8.4.

Messung 149975 - Spektrum

$T = 34,0^\circ\text{C}$

$I_0 = 64,1 \text{ mA}$

1	bunt	$\sqrt{\frac{t}{s}}$
2	nach Heizn	0
3		22
4		40
5		60
6		80
7		100
8		120
9		140
10		160
11		185
12		205
13		225
14		245
15		270
16		300
17		330
18		360
19		390
20		420
21		450
22		480
23	etalon	Abga

Lasermodulationsampl.
abstimmt.

• Fallende Flanke

$$T = 34,0^\circ\text{C}$$

$$I_0 = 62,8 \text{ mA}$$

26 kalt \curvearrowleft Föñ
 25 -28 -28 \curvearrowright ~~Auf~~ Aschütt voran

28 a Etalon

• Fallende Flanke, hohe Frequenz $\approx 500 \text{ Hz}$

$$T = 34,0^\circ\text{C} \quad I_0 = 61,9 \text{ mA}$$

29 kalt

Föñ

30 -31

Aschütt voran

32 Etalon

Stetige Flanke, hohe Frequenz

$$T = 34,0^\circ\text{C} \quad I_0 = 69,8 \text{ mA}$$

36 Etalon

Teil 3 - Doppelspannung

$$T = 34^\circ\text{C}$$

$$f_{mod} = 400,0 \text{ Hz} \pm 0,01$$

$$U_{mod,pp} = 432 \text{ mV}$$

Iault:

01.tab

Föñ:

02.tab

$$\text{PRF: } v = 403,23 \text{ kHz}$$

$$I_L = 65,7 \text{ mA}$$

$$S_{I_L} = 0,1 \text{ mA}$$

$$I_4 = 89 \text{ mA}$$

$$S_{I_4} = 10 \text{ mA}$$

$$I_4' = 72 \text{ mA}$$

$$S_{I_4'} = 3 \text{ mA}$$

$$I_4'' = 707 \text{ nA}$$

$$S_{I_4''} = 2 \text{ nA}$$

$$\rightarrow V = 872,63 \text{ kHz} \quad \text{Dunk 872,64 \text{ kHz}}$$

$$I_1 = (176 \pm 3) \text{ mA}$$

$$I_1' = (139 \pm 3) \text{ mA}$$

$$I_4 = (86 \pm 10) \text{ mA}$$

$$2. I_L = (65,3 \pm 0,1) \text{ mA}$$

$$\rightarrow V = 487,04 \text{ kHz} ; \quad 487,58 \text{ kHz}$$

03. tab

$$I_1 = (114 \pm 3) \text{ mA}$$

$$I_1' = (140 \pm 3) \text{ mA}$$

$$I_4 = (95 \pm 10) \text{ mA}$$

$$\rightarrow V = 873,37 \text{ kHz} \quad 873,33 \text{ kHz}$$

$$I_1 = (257 \pm 5) \text{ mA}$$

B,Cd₂:

$$I_1' = (277 \pm 5) \text{ mA}$$

[alt] schön: 09

$$I_4 = (103 \pm 10) \text{ mA}$$

05: $I_1 = 187 \text{ mA}$

Dok: Strom - Intensität

$T = 34^\circ\text{C}$

I / mA	$U_{\text{photo}} / \text{V}$	I / mA	U / V
0	-0,069	52	0,762
5	-0,065	54	1,664
10	-0,058	56	1,621
15	-0,049	58	1,620
20	-0,038	effA	
25	-0,023		
30	-0,005		
35	0,023		
40	0,062		
45	0,128		
50	0,306		

Nenntnl filter - Eichung

$T = 34^\circ\text{C}$
bei $I = 52 \mu\text{A}$

Durchfluss

Stärke X

ohne Filter

0,3

0,6

1,0

1,3

2,0

2,3

2,6

3,3

4,0

5,0

Lass aus

Intensität / μA^{-1}

~~749~~

257

218

55

3

-28

-44

-52

-63

-68

-69

-70

Teil 5 - Detektion

Stärke X

ohne

0,3

0,6

1,0

1,3

2,0

2,3

2,6

3,3

4,0

Durchfluss

00

03

06

10

13

20

27

20

33

$I_c = 652 \mu\text{A}$

~~Durchfluss~~ (aus R6)

$I_4 = 033 \mu\text{A}$

Part 6

= Granills D1

Hellzeit (ms)	Bild
1,880	01
2,998	02
4,015	03
5,050	04
5,970 6,010	05
7,060	06
8,060	07
8,990	08
10,020	09
11,240	10
16,825	11
22,650	12
51,950	13

= Föhn

Hellzeit (ms)

1,893 ms

2,950

3,200

4,110 ms

5,175

5,875

7,030

8,300

8,880

$$J_1 = 0,017 \text{ A}$$

$$I_A = 0,089 \text{ A}$$

$$I_B = 65,1 \text{ mA}$$

$$T = 33,05^\circ\text{C}$$

10s Föhn
10s warten

Hellzeit (ms)	Zeit
10,580	23
27,325	24

ohne Pumpen 25

Datum: 10.04

64,4 m A

65,7 m A

65,3 m A

65,5 m A

65,7 m A

13.04

Doppelresonanz: $I_L = \{64,7, 63,6\} \text{ m A}$

$I_u = 90$ (schnelles Kabel:-)

$I_1 = \{147, 118\} \text{ m A} \Rightarrow I_{\text{nor}} \approx 15 \text{ m A}$

Kondensator: 56 µF -

$F_{\text{Reihen}} = \cancel{80800}, 1458,5 \text{ Hz}$

Teil 3 - 16.04

$T = 33,9^\circ\text{C}$

- 06 - Denecke H für
- 07 - " " aus
- 08 -

$$f = 494,73 \text{ kHz}$$

$$I_U = 62,2 \text{ mA}$$

08

$$I_1 \\ 119 \text{ mA}$$

09

Spule 4 auf

10

" " aus

11

Spule 1 falsch

$$\bullet I_L = (63,0 \pm 0,1) \text{ mA}$$

$$- f = (493,08 \pm 0,1) \text{ kHz}$$

$$I_1 = (117 \pm 2) \text{ mA}$$

$$I_1' = 174,8 \pm 2 \text{ mA}$$

$$I_u = (86 \pm 3) \text{ mA}$$

$$- f = (493,41 \pm 0,1) \text{ kHz}$$

$$I_1 = (228 \pm 4) \text{ mA}$$

$$I_1' = (260 \pm 4) \text{ mA}$$

$$I_u = (86 \pm 3) \text{ mA}$$

$$\bullet I_L = (63,2 \pm 0,1) \text{ mA}$$

$$- f = (493,77 \pm 0,1) \text{ kHz}$$

$$I_1 = (104 \pm 2) \text{ mA}$$

$$I_1' = (74 \pm 2) \text{ mA}$$

$$I_u = (86 \pm 3) \text{ mA}$$

$$- f = (849,67 \text{ kHz})$$

$$I_1 = (148 \pm 0,2) \text{ mA}$$

$$I_1' = (179 \pm 2) \text{ mA}$$

$$I_u = (86 \pm 3) \text{ mA}$$

Döbel Berlin

$T = 33,9^{\circ}\text{C}$

I/mA

U/mV

0	-109
10	-106
20	-106
30	-105
40,35	-103
40,40	-101
45	-98
50	-90
55 52,5	+86
60 57,5	363
62,5	499
65,0	653
67,5	802
70,0	997
71,0	1077
72,0	1086
73,0	1145
74,0	1209
75,0	1243
61	429
62	485
63	545
64	598
66	733
67	789
68	855

I/m A

69

76

77

78

79

80

81

82

83

84

85

86

87

WwV

925

1210

1170

880

832

966

981

7046

1116

7081

1146

1199

1242

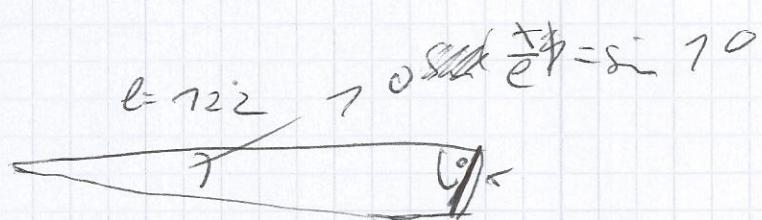
Part 2

$$f_{\text{mod}} = \cancel{149, 7 \pm 0, 1142} \quad (49, 7 \pm 0, 1142)$$

$$\blacksquare I_C = (64, 7 \pm 0, 11) \text{ mA}$$

→ d :

läng: 722 cm



04 - Wiederaufladung 63, 7 mA

$$I_C = 63, 6 \text{ mA}$$

05 - I_4 - Aschäusis Wert

(85 dB)

$$I_C = 63, 6 \text{ mA}$$