

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Aufgabenstellung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>3</b>
3.1	Komponenten des Versuchs . . . . .	4
<b>4</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
4.1	Die Hyperfeinstruktur . . . . .	5
4.2	Optisches Pumpen . . . . .	11
4.3	Relaxation . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>14</b>
5.1	Erste Inbetriebnahme des Aufbaus . . . . .	14
5.2	Spektroskopie der Hyperfeinstruktur . . . . .	14
5.3	Doppelresonanz . . . . .	15
5.4	Spinpräzession . . . . .	15
5.5	Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt . . . . .	15
5.6	Messung der Relaxationszeit nach Franzen . . . . .	16
<b>6</b>	<b>Auswertung</b>	<b>16</b>
6.1	Laser- und Photodiodenkennlinie . . . . .	16
6.2	Spektroskopie der Hyperfeinstruktur . . . . .	18
6.3	Doppelresonanz . . . . .	23
6.4	Kernspinpräzession . . . . .	27
6.5	Dehmelt . . . . .	30
6.6	Franzen . . . . .	33
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>34</b>
7.1	Neutralfilter . . . . .	34
7.2	Hyperfeinstruktur von $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	35
7.3	Doppelresonanz . . . . .	35
7.4	Spinpräzession . . . . .	35
7.5	Relaxationszeit . . . . .	36

## 1 Einleitung

Dieses Experiment soll sich mit der Hyperfeinstrukturaufspaltung von Rubidium,  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  befassen. Unter anderem wird der Kernspin bestimmt, indem polarisiertes Licht eingestrahlt wird, um das Medium optisch zu pumpen. Ein weiterer Teil des Versuchs beschäftigt sich mit der Kernspinresonanz.

## 2 Aufgabenstellung

Wir werden im Laufe des Versuches folgende Aufgaben bearbeiten:

- Aufnahme des Hyperfeinstrukturspektrums des  $^2S_{\frac{1}{2}} - ^2P_{\frac{1}{2}}$  Übergangs von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$
- Bestimmung des Kernspins von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  durch optisches Pumpen mit zirkulär polarisiertem Licht und gleichzeitiger Einstrahlung von Radiowellen (Doppelresonanz)
- Bestimmung der Horizontal- und Vertikalkomponente des Erdmagnetfelds (Doppelresonanz)
- Beobachtung der Spinpräzision von im Magnetfeld ausgerichteten Atomen und Bestimmung der äußeren Magnetfeldern hierdurch
- Bestimmung der Relaxationszeit (nach Dehmelt und nach Franzen)

## 3 Versuchsaufbau

Die zentralen Elemente des Versuchs sind ein peltiergekühlter Halbleiterlaser, eine mit Rubidium gefüllte Glaszelle und eine Photodiode, deren Signal über einen Verstärker mit dem Oszilloskop dargestellt wird. Die Gaszelle ist von diversen Helmholtzspulenpaaren umgeben, welche dazu dienen externe Magnetfelder anzulegen, um so zum Beispiel Komponenten des Erdmagnetfelds zu kompensieren. Durch zwei Linsen wird das Licht der Laserdiode im Strahlengang fokussiert, um eine möglichst hohe Intensität zu gewährleisten. Um dieses Licht zirkular zu polarisieren verwenden wir ein  $\lambda/4$ -Plättchen, welches hinter der ersten fokussierenden Linse angebracht wird (siehe. Abb.1).

Je nach Versuchsteil, kann der Aufbau durch einige zusätzliche Objekte ergänzt werden. Ein Linearpolarisator dient zur Untersuchung der Zirkularpolarisierung, die durch das  $\lambda/4$ -Plättchen hervorgerufen wird. Eine Zeit- Frequenz- Eichung kann mit Hilfe eines Etalons durchgeführt werden und zur Abschwächung des Lasers stehen verschiedene Neutralfilter zur Verfügung. Zusätzlich dient ein Radiofrequenz-Sender an der Glaszelle dazu die Relaxation anzuregen.

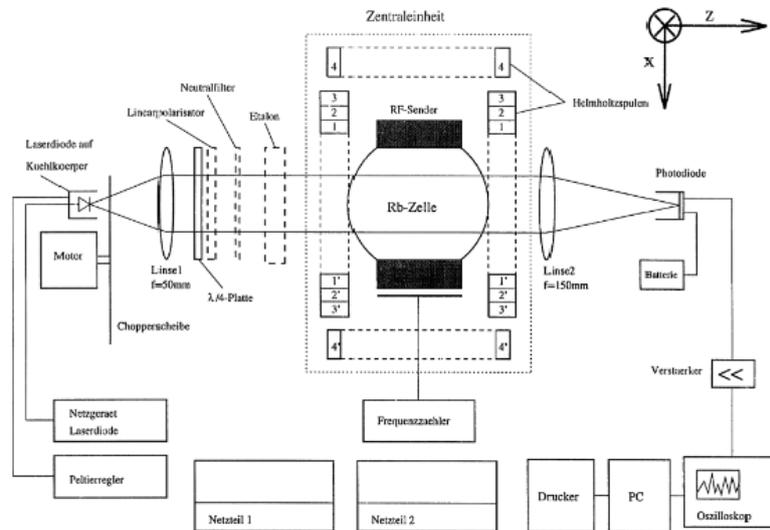


Abbildung 1: Versuchsaufbau [2]

### 3.1 Komponenten des Versuchs

#### 3.1.1 Das Etalon

Das Etalon besteht aus einer planparallelen Glasplatte, welche an Vorder- und Rückseite teilverspiegelt ist. Das Etalon funktioniert nach dem Prinzip der Vielstrahlinterferenz, dient also als Interferometer. Dies bedeutet, dass Licht auf der Rückseite der ersten verspiegelten Fläche in die Platte eintritt und an der zweiten verspiegelten Fläche teils zurückgeworfen und teils durchgelassen wird, siehe Abb.(2). Hierdurch wird eine Interferenz des Strahls mit sich selbst erzeugt. Je nach der Dicke  $d$  der Platte wird in Abhängigkeit von der Wellenlänge und dem Einfallswinkel des Lichts nun konstruktive oder destruktive Interferenz erzeugt.

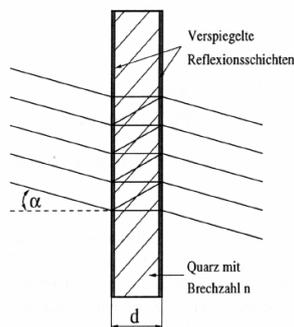


Abbildung 2: Etalon - Beidseitig verspiegelte planparallele Glasplatte [1]

### 3.1.2 Laserdiode

Das verwendete Licht bei diesem Versuch stammt, wie bereits erwähnt von einer Laserdiode. Das emittierte Laserlicht ist linear polarisiert, divergiert jedoch stark, weswegen noch eine Linse hinter den Laser gesetzt wird. Die Laserdiode besteht aus einer Halbleiterschicht mit p-n-Übergang. Dies steht für den Halbleiter des Typs p (hier ist ein Löcherüberschuss vorhanden - Elektronenakzeptor) und des Typs n (Elektronenüberschuss - Elektronendonator) welche aufeinander liegen, siehe Abb.(3). So können Elektronen und Löcher unter der Emission von Licht rekombinieren.

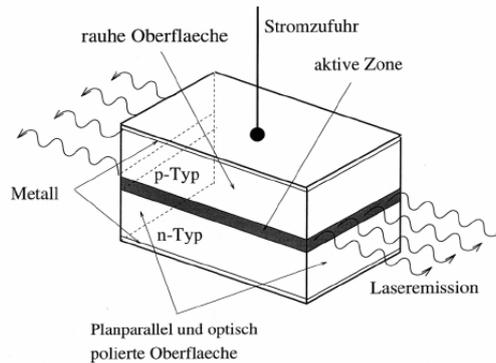


Abbildung 3: Halbleiterschichten - pn-Übergang [1]

### 3.1.3 $\lambda/4$ -Plättchen

Mit einem solchen Element ist es möglich aus linear polarisiertem Licht, zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen. Dies ist möglich, da das Plättchen die einfallenden Lichtwellen in x-Richtung anders bricht als in y-Richtung. Es besitzt folglich zwei unterschiedliche Brechungsindizes. Durch den Laufzeitunterschied kommt es nun zu einer Phasenverschiebung des Lichts, welche genau  $\lambda/4$  erreichen können, wodurch aus dem linear polarisiertes Licht zirkulares entsteht, sobald die Polarisationsachse bei einem Winkel von 45° steht. Bei Abweichungen des Winkels wird elliptisch polarisiertes Licht erzeugt.

## 4 Theoretische Grundlagen

### 4.1 Die Hyperfeinstruktur

#### 4.1.1 Spektrallinien

Die spezifischen Spektrallinien eines Atoms entstehen durch Übergänge der Elektronen auf andere Energieniveaus, was einer Änderung der Bahn entspricht. Erhöht man die spektrale Auflösung kann man eine zusätzliche Aufspaltung der Energielinien beobachten. Der erste Effekt der dies verursacht ist die Feinstrukturaufspaltung. Diese feinere Aufspaltung der Energieniveaus ist auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung des Elektrons zurückzuführen. Eine weitere Erhöhung der spektralen Auflösung hat jedoch noch eine weitere Aufspaltung (30MHz - 30GHz) zur Folge,

welche der Hyperfeinstrukturaufspaltung entspricht. Diese wird durch Wechselwirkungen des Kernspin hervorgerufen.

Es gibt einige weitere Wechselwirkungen, welche das Atomspektrum beeinflussen. Die Bewegung des Kerns, die durch das kreisende Elektron entsteht, führt zu einer Kernmassenabhängigkeit der Rydberg- Konstanten. Außerdem unterscheiden sich verschiedene Isotope eines Elements in ihrem Volumen, was ebenfalls zu einer Verschiebung des Spektrums führt.

#### 4.1.2 Gesamtdrehimpuls des Elektrons

Für ein Elektron koppeln sein Eigendrehimpuls  $\vec{s}$  und sein Bahndrehimpuls  $\vec{l}$  zum Gesamtdrehimpuls  $\vec{j}$  wie folgt:

$$\vec{j} = \vec{s} + \vec{l}$$

$$\vec{\mu}_j = -\frac{\mu_B}{\hbar} (g_s \vec{s} + g_l \vec{l})$$

Wobei  $\mu_B$  dem Bohrsches Magneton und  $g$  dem Landsche Faktor entspricht. Der Landsche Faktor ist dimensionslos und gibt das Verhältnis von magnetischem Moment zum Drehimpuls an. Bei einem Mehrelektronensystemen, Abb. (4), mit  $N$  Elektronen, gilt:

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$$

$$\vec{S} = \sum_{i=1}^N \vec{s}_i \quad \vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{l}_i$$

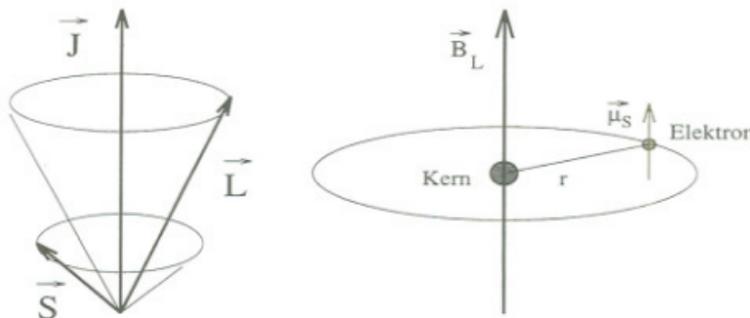


Abbildung 4: Vektordiagramm LS-Kopplung [1]

In abgeschlossenen Schalen ist der Gesamtdrehimpuls gleich Null. Da Rubidium ein Alkalimetall ist, besitzt diese folglich nur ein Valenzelektron.

Das gesamte magnetisches Moment der Elektronenhülle beträgt:

$$\vec{\mu}_J = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_J \vec{J} \quad (1)$$

Hier gilt  $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$  und  $g_J$ , der Landésche g-Faktor, der sich wie folgt berechnen lässt:

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

#### 4.1.3 Kernspin

Da der Kern lediglich aus Nukleonen besteht, welche je einen Spin von  $1/2$  besitzen, ergibt sich für den Betrag des Drehimpulses:

$$|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)} \cdot \hbar \quad (3)$$

mit

$$I \in \left(0, \frac{1}{2}, 1, \dots, \frac{15}{2}\right) \quad (4)$$

Wobei gilt, dass die größte beobachtbare Komponente des Kerndrehimpulses  $I$  den Wert  $I \cdot \hbar$  annimmt, also quantisiert ist.

Ebenso wie der Spin der Elektronen ist auch der Kernspin aufgrund seiner Ladung mit einem magnetischen Moment verknüpft:

$$\mu_I = \gamma I = -\frac{\mu_K}{\hbar} g_I I \quad (5)$$

Hierbei ist  $\gamma = g_I \mu_K / \hbar$  das gyromagnetische Verhältnis,  $g_I$  der Kern-g-Faktor und  $\mu_K$  das Kernmagneton, welches analog zum Bohrschen Magneton durch  $\mu_K = e\hbar/(2m_p)$  mit der Protonenmasse, an Stelle der Elektronenmasse, definiert ist.

#### 4.1.4 Hyperfein-Wechselwirkung

Durch das zusätzliche magnetische Moment des Kerns ergibt sich die Hyperfeinstruktur. Diese wurde erst recht spät entdeckt, da die Wechselwirkungsenergie des Kerns um ein vielfaches kleiner als die der Elektronen ist. Für den Gesamtdrehimpuls, siehe Abb.(5), gilt nun:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \quad (6)$$

$$|I - J| \leq F \leq I + J \quad (7)$$

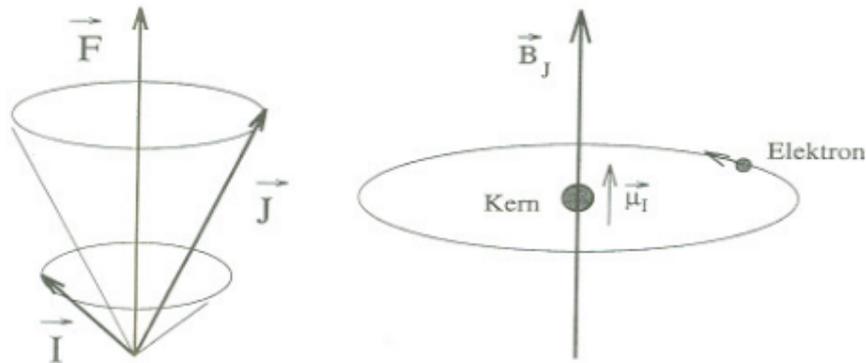


Abbildung 5: Vektordiagramm IJ-Kopplung [1]

Die zusätzliche Energieaufspaltung, welche sich nun durch die Hyperfeinstruktur ergibt wird nun angegeben durch:

$$E_{HFS} = -\mu_I \cdot B_J \quad (8)$$

Mit dem kernmagnetischen Moment  $\mu_I$  und dem von der Elektronenhülle am Kern erzeugte Magnetfeld  $B_J$ .

Es ergibt sich für verschiedene Einstellungen des Spins ein potentielles Energieniveau. Der Betrag errechnet sich mithilfe von Gl.(3) und Gl.(5) zu:

$$|E_{HFS}| = -|\vec{\mu}| B_J \cos(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J) = g_I \mu_K \sqrt{I(I+1)} B_J \cos(\vec{I}, \vec{J}) \quad (9)$$

Analog zu Gl.(3) gilt  $|\vec{F}| = \sqrt{F(F+1)}\hbar$ . Wendet man nun den Cosinussatz an, ergibt sich:

$$|\vec{F}^2| = |\vec{I}^2| + |\vec{J}^2| - |\vec{I}||\vec{J}|\cos(\vec{I}, \vec{J}) \quad (10)$$

$$\Rightarrow \cos(I, J) = \frac{I(I+1) + J(J+1) - F(F+1)}{2\sqrt{I(I+1) + J(J+1)}} \quad (11)$$

Setzt man Gl.(11) in Gl.(9) ein, ergibt sich nach Umformen:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (12)$$

Wobei  $A$  die Intervallkonstante bezeichnet:

$$A = \frac{\mu_K g_I B_J}{\sqrt{J(J+1)}} \quad (13)$$

Um den relativen Abstand der Hyperfein-Energierterme  $\Delta F = 1$  zu bestimmen, benutzt man die Intervallregel:

$$\Delta E_{\Delta F=1}(F) = \Delta E_{HFS}(F+1) - \Delta E_{HFS}(F) \quad (14)$$

$$= A(F+1) \quad (15)$$

Diese ist in Abb.(6) grafisch dargestellt.

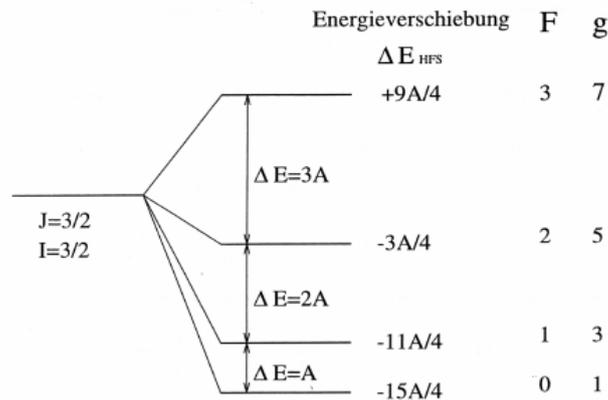


Abbildung 6: Hyperfeinstruktur eines  $J=3/2$ ,  $I=3/2$  Zustandes [1]

#### 4.1.5 Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur

Legt man ein äußeres Magnetfeld  $B$  an ein Atom an, so entstehen  $2F + 1$  Unterniveaus (die HFS-Terme). Diese besitzen die magnetischen Quantenzahlen  $m_F = (-F, -F + 1, \dots, F - 1, F)$ . Bei zu starken äußeren Feldern koppeln die Spins jedoch nicht mehr (Paschenback-Effekt) und die Zeemanaufspaltung geht verloren. Es gilt folgende Bedingung:

$$g_J \mu_B B \ll A \quad (16)$$

Wobei  $A$  die bereits eingeführte Intervallkonstante ist.

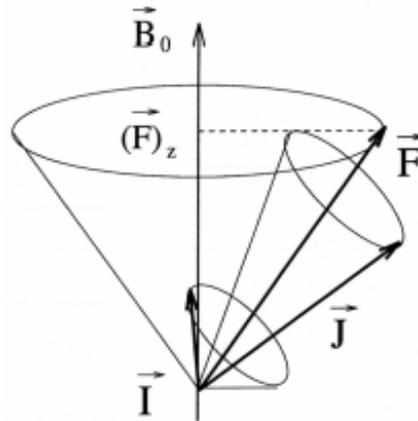


Abbildung 7: Vektordiagramm - Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur [1]

Wenn sich das Magnetfeld im gewünschten Bereich befindet, koppeln I und J, siehe Abb.(7). Diese präzedieren nun schneller um den Gesamtdrehimpuls F als dieser um die Achse des äußeren Magnetfeldes.

Hieraus entstehen relativ zum äußerem Feld  $(2F + 1)$  Einstellungsmöglichkeiten. Es gilt:

$$|F_Z| = m_F \hbar \quad (17)$$

Die Energie der Zeeman-Aufspaltung mit angelegtem B-Feld wird beschrieben durch:

$$E_B = -\vec{\mu}_F \cdot \vec{B}_0 \quad \text{mit} \quad \vec{\mu}_F = \vec{\mu}_J + \vec{\mu}_I \quad (18)$$

Aus der Störungstheorie (unter Annahme schwacher Magnetfelder) folgt aus Gl.(18):

$$\Delta E_B = g_F \mu_B m_F B_0 \quad (19)$$

Hierbei ist der Landésche g-Faktor des Gesamatoms:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{\mu_K}{\mu_B} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (20)$$

Hier kann der zweite Term vernachlässigt werden, da das Verhältnis  $\frac{\mu_K}{\mu_B} \approx \frac{1}{2000}$  gilt.

Mit der Quantenzahl  $J = 1/2$  gilt unter Vernachlässigung des zweiten Terms folgender g-Faktor für das Gesamatom:

$$g_F = \pm \frac{g_J}{2(I+1/2)} \quad (21)$$

Setzt man Gl.(21) in Gl.(19) ein, ergibt sich der energetische Abstand von:

$$\Delta E_B(\Delta m_F = 1) = \nu h = \frac{g_J}{2(I+1/2)} \mu_B B_0 \quad (22)$$

## 4.2 Optisches Pumpen

### 4.2.1 Prinzip des Optischen Pumpens

Optisches Pumpen bedeutet durch Einstrahlen von Photonen Änderungen der Besetzung von atomaren Zuständen hervorzurufen. Hierbei werden einige Niveaus stärker besetzt als andere, die quasi "leergepumpt" werden. Es seien anfangs 3 Energiezustände  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$ , wie in Abb. (8) gegeben. Die Zustände  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  sind zunächst gleich verteilt besetzt. Der dritte Zustand  $|3\rangle$  besitzt eine relativ kurze Lebensdauer und beschreibt beispielsweise einen angeregten Zustand, welcher durch spontane Emission zerfallen kann. Durch Einstrahlung von Photonen kann nun ein Atom vom ersten in den dritten Zustand angeregt werden. Durch spontane Emission geht nun  $|3\rangle$  entweder in den Anfangszustand  $|1\rangle$  oder Zustand  $|2\rangle$  über. Der Übergang von  $|2\rangle$  nach  $|1\rangle$  ist durch Auswahlregeln für elektrische Strahlung verboten. Im Laufe der Zeit wird durch das "Pumpen" der zweite Zustand immer stärker besetzt, wohingegen der Zustand  $|1\rangle$  "leergepumpt" wird. Dies wird lediglich durch Relaxationsprozesse (siehe Kapitel(4.3)) rückgängig gemacht.

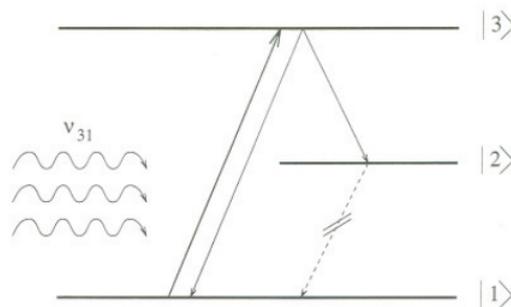


Abbildung 8: Prinzip des optischen Pumpens [1]

### 4.2.2 Vereinfachtes Modell des optischen Pumpens

Für ein besseres Verständnis soll nun anhand des Beispiels von Rubidium, das optische Pumpen im vereinfachten Modell erläutert werden. Hierbei werden nur die 4 Terme der Feinstruktur berücksichtigt und nicht die 24 Fälle der HFS für  $^{85}\text{Rb}$  (siehe Abb.(9)). In dieser Abbildung ist das Termschema des  $D_1$ -Übergangs mit (Zeeman-Effekt) und ohne äußeres Magnetfeld gezeigt.

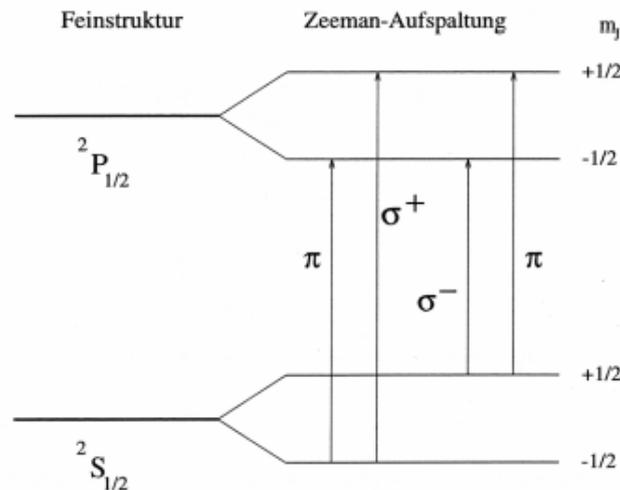


Abbildung 9:  $D_1$ -Linie von Rubidium - Zeeman-Effekt der Feinstruktur [1]

Für den Grundzustand ( $^2S_{1/2}$ ) und den angeregten Zustand ( $^2P_{1/2}$ ) ergibt sich hier ein Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle von  $J = 1/2$ . In beiden Fällen spalten sich die Terme bei einem äußeren Magnetfeld in  $(2J + 1 = 2)$  Zeeman-Niveaus auf. Für die optischen Übergänge innerhalb der Zeeman-Niveaus gelten folgende Auswahlregel:

- Übergänge innerhalb eines Terms ( $^2S_{1/2}, ^2P_{1/2}$ ) sind verboten.
- Für die magnetische Quantenzahl gilt:  $m_J = 0, \pm 1$

Gilt bei einer Absorption, bzw. Emission eines Photons  $\Delta m_J = 0$ , so ist das Licht parallel zum äußeren Magnetfeld. Man spricht von  $\pi$ -Licht. Für den Fall von  $\Delta m_J = 1$ , geht man von rechtszirkularem  $\sigma^+$ -Licht aus. Für  $\Delta m_J = -1$ , von linkszirkularem  $\sigma^-$ -Licht. Beim  $\pi$ -Licht gibt es aus Symmetriegründen keine Änderung der Besetzungszahlen, werden jedoch  $\sigma^+$ -Photonen eingestrahlt, ist nur der Übergang von  $^2S_{1/2}, m_J = -1/2$  zu  $^2P_{1/2}, m_J = 1/2$  möglich. Nachdem das Atom angeregt wurde, kann es entweder in den anfänglichen Grundzustand  $^2S_{1/2}, m_J = -1/2$  oder in den zweiten Grundzustand  $^2S_{1/2}, m_J = +1/2$  fallen. Ist der zweite Grundzustand erreicht, kann dieser nicht über Lichtemission rückgängig gemacht werden. Dieser Zustand wird folglich immer weiter besetzt, während der erste Grundzustand "leergepumpt" wird. Nur Relaxationsprozesse können einem vollkommen entleerten Zustand entgegen wirken.

### 4.3 Relaxation

Wie bereits erwähnt wirken Relaxationsprozesse dem optischen Pumpen entgegen. Die Atome welche sich in einem bestimmten Zustand gesammelt wurden, werden durch Relaxationen wieder statistisch auf die anfänglichen Niveaus verteilt. Es gibt verschiedene Arten von Relaxationen:

### 4.3.1 Stöße gegen die Wand

In der von uns verwendeten Glaszelle befindet sich neben dem Rubidium noch ein Puffergas, welches die Polarisation der Rb-Atome nur selten verändert. Anders wiederum verhält es sich bei Stößen von Rb und der Zellwand. Dabei gehen die Ausrichtungen der Atome meist vollständig verloren. Das Puffergas dient somit als Hindernis für die Rb-Atome, damit diese so wenig wie möglich mit der Zellwand zusammenstoßen. Wenn man den Druck des Puffergases nun erhöht wird die mittlere freie Weglänge der Rb-Atome kleiner als die Ausdehnung der Zelle selbst. Der Zerfall des Besetzungszahlen-Unterschiedes  $n$  für diesen Relaxationsprozess kann durch:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n \quad ; \quad D = \frac{D_0 p_0}{p} \quad (23)$$

beschrieben werden. Mit  $D$  als Diffusionskoeffizient der Rb-Atome, welcher sich durch den Druck des Puffergases  $p$ , dem bestimmten Druck  $p_0$  und des Diffusionskoeffizienten  $D_0$  ergibt.

Die longitudinale Relaxationszeit kann mit der Zerfallsrate  $1/T_D$  (die Grunddiffusionsmode) gleichgesetzt werden, da wir von einem vollständigen Verlust der Orientierung bei einem Stoß ausgehen. Für eine kugelförmige Zelle mit dem Durchmesser  $d$  ergibt sich schließlich:

$$\frac{1}{T_D} = \frac{D_0 p_0}{p} \left( \frac{2\pi}{d} \right)^2 \quad (24)$$

### 4.3.2 Depolarisation durch Puffergasstöße

Zwar kommt der Verlust der Ausrichtung durch einen Stoß mit dem Puffergas (Edelgas), deutlich seltener vor, als bei einem Stoß gegen die Wand erfolgt, jedoch ist dies für die Relaxation ebenso zu berücksichtigen. Bei diesem Vorgang kann nur über die schwache magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung oder Spin-Bahn-Wechselwirkung zweiter Ordnung eine Relaxation stattfinden, wodurch dieser Vorgang relativ selten auftritt. Für die theoretische Relaxationszeit wird nun die Diffusion der Rb-Atomen zur Zellwand durch das Puffergas, sowie die Depolarisation durch Rb-Puffergas-Stöße betrachtet. Mit der Annahme, dass es sich lediglich um Stöße zwischen zwei Körpern handelt, ergibt sich für die Relaxationszeit  $T_R$  einer kugelförmigen Zelle:

$$\frac{1}{T_R} = \frac{D_0 p_0}{p} \left( \frac{2\pi}{d} \right)^2 + N_0 \sigma(\langle v \rangle) \langle v_{rel} \rangle \left( \frac{p}{p_0} \right) \quad (25)$$

Wobei  $p_0$  den Normaldruck mit 101,3Pa beschreibt,  $N_0$  die Dichte der Puffergasatome,  $\sigma(\langle v \rangle)$  ist der über die Geschwindigkeit der gemittelte Depolarisationsquerschnitt für Puffergas und Rubidium und  $\langle v_{rel} \rangle$  gibt die mittlere relative Geschwindigkeit zwischen Gas- und Rb-Atomen an.

### 4.3.3 Spinaustausch

Des weiteren können auch Stöße von Rb-Atomen mit anderen Rb-Atomen zu einer Relaxation führen. Kommt es zu einem Stoß zwischen zwei Rubidiumatomen, so kann es geschehen, dass die Valenzelektronen ihren Spin austauschen. Dies führt zu einer Entkopplung von Kern- und Elektronenspin woraus ein schneller Besetzungsausgleich zwischen den beiden Hyperfeinniveaus  $F = I \pm 1/2$  folgt ( $\Delta F$ -Relaxation), was die Besetzungszahlen beim Hyperfeinpumpen ausgleicht.

## 5 Versuchsdurchführung

### 5.1 Erste Inbetriebnahme des Aufbaus

Nachdem der Peltierregler zur Temperaturregelung und der Laser in Betrieb genommen wurden, ist zunächst die Aufnahme von folgenden Kennlinien zu bestimmen um die weitere Durchführung zu erleichtern:

1. Die Temperaturabhängigkeit und Modensprünge des Lasers sind mit dem Etalon bei fester Temperatur und ohne Rb-Zelle zu bestimmen. So wird nach Transmissionsmaxima gesucht. Anschließend erhöhen wir die Temperatur Stufenweise und können nun die Frequenzverstimmung an der Verschiebung der Maxima ablesen. Modensprünge erhielten wir ab einem Wert von  $65,5mA$  des Laserdiodenstroms.
2. Laserdiodenkennlinie Überprüfung der Abhängigkeit der Laserfrequenz vom Diodenstrom bei fester Temperatur  $T = 34^{\circ}C$ . Der Laserstrom wird nun in kleinen Schritten erhöht, die Frequenzverstimmung kann nun an der Verschiebung des Etalonpeaks abgelesen werden.

### 5.2 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur

Die Rb-Zelle wird nun in den Strahlengang eingesetzt und wir wählen eine feste Temperatur von  $34,5^{\circ}$ . Zusätzlich wird der Laserdiodenstrom mit einer dreiecksförmigen Spannung moduliert, wodurch das Absorptionsspektrum der HFS mit dem Oszilloskop angezeigt werden kann, siehe Abb.(10). Für eine erleichterte Auswertung wird das Absorptionssignal invertiert dargestellt und noch der Untergrund abgezogen. Als nächstes wird mit den gleichen Einstellungen, jedoch ohne die Rb-Zelle und mit Etalon die Frequenzzeichnung aufgenommen.

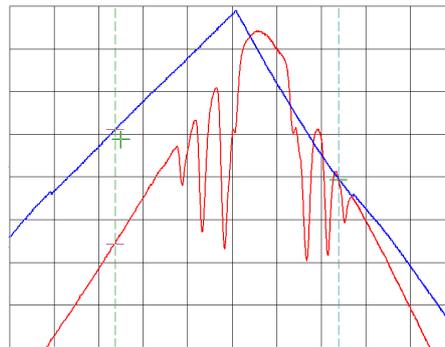


Abbildung 10: Absorptionsspektrum(rot) der HFS, mit der Dreiecksspannung(blau) gegen die Zeit aufgetragen.

### 5.3 Doppelresonanz

Hier versuchten wir die Temperatur konstant zu halten, jedoch schwankte sie stets zwischen den Werten,  $34,4 - 34,5^\circ\text{C}$ . Zusätzlich wird nun das  $\lambda/4$ -Plättchen in den Strahlengang eingesetzt um Zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen. Mit dem Linearpolarisator überprüfen wir, ob das  $\lambda/4$ -Plättchen richtig eingesetzt wurde, also ob wir tatsächlich zirkular polarisiertes Licht erzeugen.

### 5.4 Spinpräzession

Nun soll durch die Spinpräzession die Vertikalkomponente des Erdmagnetfelds bestimmt werden. Hierfür kompensieren wir zunächst die Horizontalkomponente von diesem durch das Anlegen eines Stromes an Spule 1. Eine weitere Spule mit geringerer Intensität wird nun schnell ein- und ausgeschaltet (Rechteckspannung). Wird nun diese Spule für eine kurze Zeit (kürzer als die Präzessionszeit der Rb-Atome im Erdmagnetfeld) ausgeschaltet, so kann die Polarisation der Teilchen nicht dem sich schnell wechselnden Magnetfeld folgen und bleibt in seiner Ausrichtung stationär. Nun erfährt das Ensemble durch das vertikale Erdmagnetfeld ein Drehmoment und beginnt um das Vertikalfeld zu präzedieren. Aus der Frequenz dieser Spinpräzession kann nun das vertikale Erdmagnetfeld berechnet werden.

### 5.5 Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt

Zunächst kompensieren wir mit Spule 4 das vertikale Erdmagnetfeld und erzeugen durch eine Rechteckspannung und einer kleinen Spule 5 ein magnetisches Wechselfeld. Wir verwenden das  $\lambda/4$ -Plättchen und strahlen somit resonantes und zirkular polarisiertes Licht in die Rb-Zelle ein. Dadurch erreichen wir ein Zeeman-Pumpen des Ensembles. Nach einiger Zeit, zwischen dem Umpolen des Magnetfelds von Spule 5, stellt sich dabei ein Gleichgewichtszustand zwischen Pump- und Relaxationsprozessen ein, in dem die Rb-Atome größtenteils im Magnetfeld ausgerichtet sind. Kehrt man nun das Feld schnell um, so sind die meisten Atome nicht mehr im Magnetfeld ausgerichtet und der Pumpvorgang beginnt von neuem. Wir setzen nun vor der

Rb-Zelle verschiedene Neutralfilter ein, um unterschiedliche Intensitäten des Lasers zu erreichen und somit einen Vergleich der verschiedenen Energien zu erhalten.

## 5.6 Messung der Relaxationszeit nach Franzen

Bei dieser Methode wird die Relaxationszeit durch die Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht und der anschließenden Verdunklung bestimmt. Das vertikale Erdmagnetfeld wird hier mit einer Spule kompensiert. Damit das Licht periodisch ein- und ausgeschaltet werden kann verwenden wir eine motorbetriebene Drehscheibe mit periodisch aufeinanderfolgenden Aussparungen/Löchern, ein sogenannter Chopper. Während der Laserstrahl unterbrochen wird, kann das Ensemble teilweise relaxieren und beim danach erneut gepumpt werden. Durch unterschiedliche Drehgeschwindigkeiten des Choppers werden verschiedene Dunkelzeiten erzeugt wodurch letztlich die Relaxationszeit bestimmt werden kann.

# 6 Auswertung

## 6.1 Laser- und Photodiodenkennlinie

Die von uns aufgenommenen Laserkennlinien bei verschiedenen Laserintensitäten, welche wir durch einsetzen von unterschiedlichen Filtern hervorrufen, werden in Abb.(11 + 12) dargestellt. Es wurde jeweils der Diodenstrom des Lasers gegen die Photodiodenspannungen aufgetragen. Für die Fehler schätzten wir  $0,1mA$  für den Laserdiodenstrom und  $0,02V$  für den Photodiodenspannung ab. Aus der Steigung bestimmten wir für die jeweiligen Filter die relativen Intensitäten zur Intensität ohne Filter, welche in Tabelle(1) abzulesen sind. Hierbei berechnet sich die relative Intensität durch  $I_{rel} = m_{filter}/m_{ohne}$ , wobei  $m$  die Steigung der lin. Regression ist und der Fehler durch  $s_I = |I| \cdot \sqrt{(s_{m_{filter}}/s_{m_{filter}})^2 + (s_{m_{ohne}}/s_{m_{ohne}}^2)}$  bestimmt wird. Bei allen Filtern, lässt sich erkennen, dass ab einem Laserdiodenstrom von  $I_L \approx 52mA$  die Photodiodenspannung ansteigt, der Laserbetrieb beginnt folglich ab diesem Wert. Die Intensität steigt linear mit dem Laserdiodenstrom an.

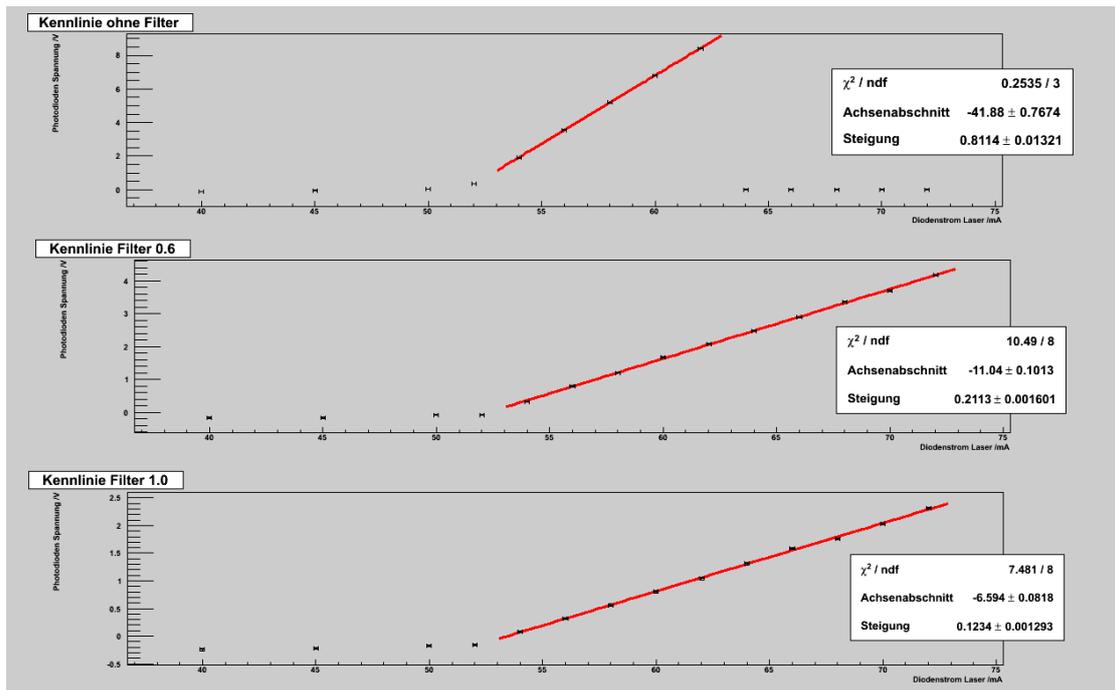


Abbildung 11: Laserkennlinien ohne Filter, bzw. mit Filter

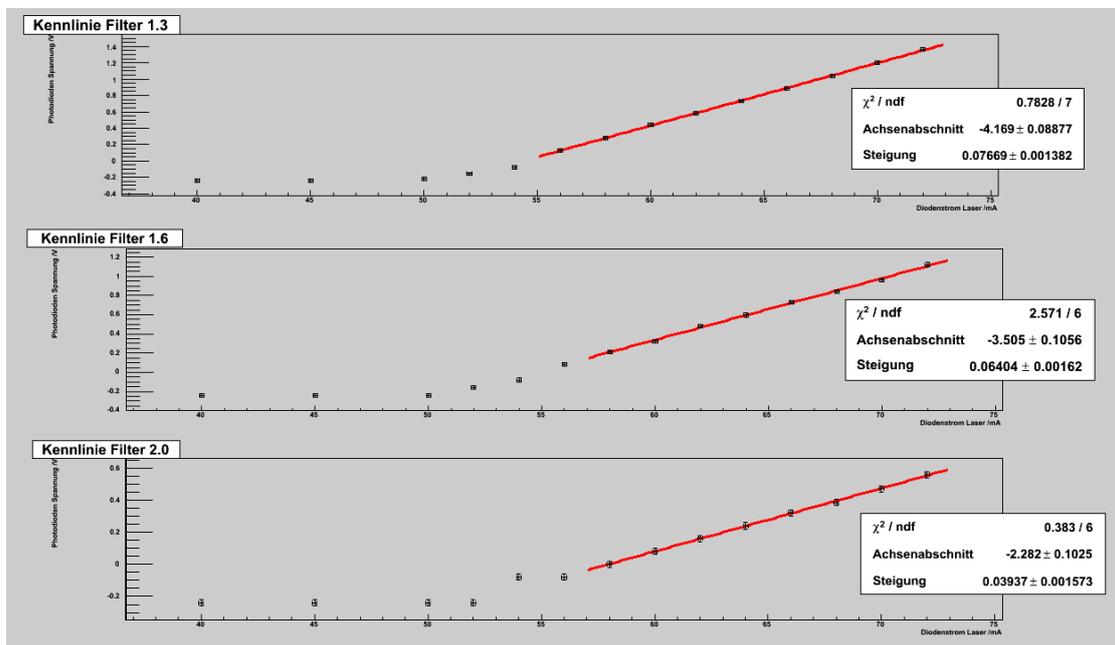
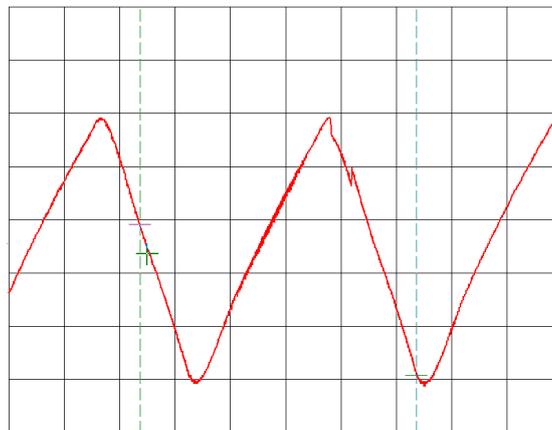


Abbildung 12: Laserkennlinien mit verschiedenen Filtern

Filter	b (Steigung)	relative Intensität
-	$0,811 \pm 0,013$	$1,00 \pm 0,02$
0,6	$0,2113 \pm 0,0016$	$0,260 \pm 0,005$
1	$0,1234 \pm 0,0013$	$0,152 \pm 0,003$
1,3	$0,0767 \pm 0,0014$	$0,095 \pm 0,002$
1,6	$0,0640 \pm 0,0016$	$0,079 \pm 0,002$
2	$0,0394 \pm 0,0016$	$0,049 \pm 0,002$

Tabelle 1: Relative Intensitäten der verschiedenen Filter

Ab einem Laserstrom von  $I_L = 65,5mA$  bei einer Temperatur von  $T = 34,5^\circ C$  kam es beim Laser zu Modensprüngen, siehe Abb.(13). Diese verfälschen eine Messung derart, dass diese Daten nicht verwendbar sind. Daher hielten wir bei den darauffolgenden Messungen den Wert des Laserstroms unterhalb dieser Grenze.

Abbildung 13: Modensprung des Lasers bei  $I_L = 65,5mA$ 

## 6.2 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur

Wir nahmen die Hyperfeinstruktur an jedem Messtag auf, um die Einstellungen des Lasers zu kontrollieren. Hierbei vielen uns starke Schwankungen des Laser auf, welche wir im Kapitel 6.3 Doppelresonanz genauer erläutern möchten. Wir entschieden uns schließlich dazu, das HFS des letzten Messtages auszuwerten, da dieses die beste Auslösung lieferte. Bei dieser Messung betrug der Laserdiodenstrom  $57,3mA$  und die Temperatur  $34,5^\circ C$ . Zur Auswertung bestimmten wir zunächst den linearen Untergrund der aufsteigenden und der abfallenden Seite der Dreiecksspannung separat, da diese leider keine hohe Symmetrie aufwies. Um den Intensitätsverlust zwischen der direkten Ausgangsspannung und der von der Photodiode gemessenen zu berücksichtigen, benutzen wir zur Bestimmung des Untergrunds direkt die Messdaten und nicht das Signal der Ausgangsspannung. Den so bestimmten Untergrund zogen wir von unseren Messwerten ab und berücksichtigten dies auch bei der Berechnung unseres Fehlers, der sich nun durch Fehlerfortpflanzung aus dem Fehler des Untergrund und des eigentlichen Signals ergibt. Zur

besseren Auswertung der Messung nahmen wir nun noch eine Invertierung der Daten vor. So konnten wir die Resonanzpeaks besser mit Gaußfunktionen fitten. Um die Daten Auswerten zu können, zogen wir zunächst das theoretische Spektrum zur Rate und ordneten die theoretischen Peaks zunächst denen in unserem Spektrum zu. Hierbei wurde schnell klar, dass die Auflösung unseres Signal nicht fein genug ist um alle Übergänge klar aufzulösen. Einige unsere Peaks entsprechen daher mehreren theoretischen Werten. Nach vielen Versuchen eine genauere Auslese der Daten vorzunehmen, entschieden wir uns dazu die Fits, welche in Abbildung 14 und 15 zu sehen, zu benutzen. Welche uns di in Tabelle 2 dargestellten Daten lieferten.

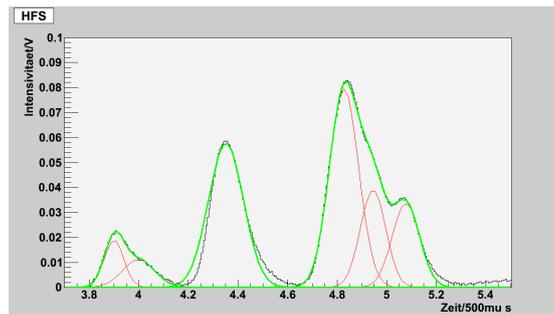


Abbildung 14: HFS bei steigender Dreiecksspannung

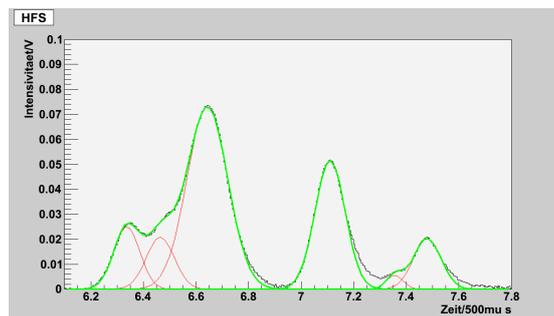


Abbildung 15: HFS bei sinkender Dreiecksspannung

Übergang	Spannung	Gausfit	Maximum/ $\mu s$
$^{87}\text{Rb}, F : 1 - 2$	steigend	1	$1950 \pm 10$
$^{87}\text{Rb}, F : 1 - 1$	steigend	2	$2004 \pm 30$
$^{85}\text{Rb}, F : 2 - 3$	steigend	3	$2176 \pm 7$
$^{85}\text{Rb}, F : 2 - 2$	steigend	3	$2176 \pm 7$
$^{85}\text{Rb}, F : 3 - 3$	steigend	4	$2414 \pm 24$
$^{85}\text{Rb}, F : 3 - 2$	steigend	4	$2414 \pm 24$
$^{87}\text{Rb}, F : 2 - 2$	steigend	5	$2473 \pm 29$
$^{87}\text{Rb}, F : 2 - 1$	steigend	6	$2539 \pm 27$
$^{87}\text{Rb}, F : 2 - 1$	fallend	1	$3174 \pm 16$
$^{87}\text{Rb}, F : 2 - 2$	fallend	2	$3236 \pm 18$
$^{85}\text{Rb}, F : 3 - 2$	fallend	3	$3321 \pm 7$
$^{85}\text{Rb}, F : 3 - 3$	fallend	3	$3321 \pm 7$
$^{85}\text{Rb}, F : 2 - 2$	fallend	4	$3555 \pm 4$
$^{85}\text{Rb}, F : 2 - 3$	fallend	4	$3555 \pm 4$
$^{87}\text{Rb}, F : 1 - 1$	fallend	5	$3679 \pm 26$
$^{87}\text{Rb}, F : 1 - 2$	fallend	6	$3740 \pm 9$

Tabelle 2: Ergebnisse und Zuordnung der Gausfits des HFS

Zur Auswertung dieser Ergebnisse war eine Frequenz-Zeit-Eichung notwendig, um aus den gewonnen Zeitdaten, Frequenzen zu errechnen. Hierzu setzten wir das Etalon anstelle der Gaszelle in den Versuchsaufbau ein und nahmen wiederum ein Signal (Abb.16) bei selben Strom und Temperatur auf. Bei Einsetzen des Etalons viel auf, dass der Strahlengang nicht mehr optimal war, was eine Nachjustierung der verwendeten Linsen bei jedem Umbau des Strahlenganges notwendig machte. Diese ständigen Justierungen kosteten einige Zeit.

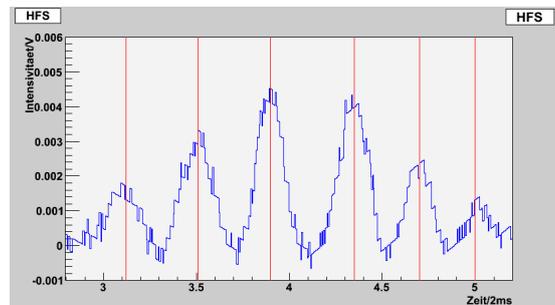


Abbildung 16: Etalonmessung

Wir bestimmten die Abstände zwischen den einzelnen Peak und berechneten so mit Hilfe der Etalonkonstanten von  $FSR = 9924\text{MHz}$  einen Umrechnungsfaktor zwischen Zeit und Frequenz. Da auch hier deutlich die Asymmetrie von linker und rechter Seite zu erkennen ist, entschieden wir uns dafür, jeweils einen separaten Umrechnungsfaktor zu bestimmen. Für die Umrechnung benutzten wir den Abstand zwischen zwei Peak  $\Delta t = |t_1 - t_2|$ , dessen Fehler sich durch die Fehler

der Peaks folgender Maßen ergibt:  $\sqrt{s_{t_1}^2 + s_{t_2}^2}$ . Hierbei schätzten wir die Fehler auf die Peaks individuell ab ( $0,4ms$ ). Der Eichfaktor ergibt sich nun durch  $f = FSR/\Delta t$  und dessen Fehler durch  $s_f = |f|\sqrt{(s_{FSR}/FSR)^2 + (s_{\Delta t}/\Delta t)^2}$ . Die Messung lieferte somit die Eichfaktoren:

$$f_l = (12,7 \pm 0,8)MHz/\mu s$$

$$f_r = (14,2 \pm 1,3)MHz/\mu s$$

Mit Hilfe dieser Eichfaktoren ließen sich nun aus gewonnenen Daten des HFS die Frequenzen bestimmen. Dies führte uns jedoch zu einem weiteren Problem. Die theoretischen Werte werden in Bezug zur D-Linie dargestellt, welche uns nicht bekannt war. Um dieses Problem zu umgehen, setzten wir jeweils den ersten Peak jeder Seite auf den Theoriewert fest und berechneten nun über die Zeitabständen zwischen den Peaks die weiteren Werte aus. Wir berechneten konkret:

$$v_n = v_{1,theo} - \Delta t \cdot f, n > 0$$

$$s_{v_n} = \sqrt{\left(\frac{s_{Deltat}}{Deltat}\right)^2 + \left(\frac{s_f}{f}\right)^2}$$

Dies lieferte uns die Ergebnisse in Tabelle 3.

Übergang	Spannung	Wert/GHz	Theo/GHz
$^{87}Rb, F : 1 - 2$	steigend	$4,58 \pm 0$	4,58
$^{87}Rb, F : 1 - 1$	steigend	$3,9 \pm 0,4$	3,76
$^{85}Rb, F : 2 - 3$	steigend	$1,7 \pm 0,2$	1,92
$^{85}Rb, F : 2 - 2$	steigend	$1,7 \pm 0,2$	1,56
$^{85}Rb, F : 3 - 3$	steigend	$-1,3 \pm 0,5$	-1,12
$^{85}Rb, F : 3 - 2$	steigend	$-1,3 \pm 0,5$	-1,48
$^{87}Rb, F : 2 - 2$	steigend	$-2,1 \pm 0,6$	-2,25
$^{87}Rb, F : 2 - 1$	steigend	$-2,9 \pm 0,6$	-3,07
$^{87}Rb, F : 2 - 1$	fallend	$-3,07 \pm 0$	-3,07
$^{87}Rb, F : 2 - 2$	fallend	$-2,2 \pm 0,4$	-2,25
$^{85}Rb, F : 3 - 2$	fallend	$-1,0 \pm 0,3$	-1,48
$^{85}Rb, F : 3 - 3$	fallend	$-1,0 \pm 0,3$	-1,12
$^{85}Rb, F : 2 - 2$	fallend	$2,3 \pm 0,5$	1,56
$^{85}Rb, F : 2 - 3$	fallend	$2,3 \pm 0,5$	1,96
$^{87}Rb, F : 1 - 1$	fallend	$4,1 \pm 0,8$	3,76
$^{87}Rb, F : 1 - 2$	fallend	$5,0 \pm 0,8$	4,58

Tabelle 3: Ergebnisse des HFS

Die Ergebnisse der Peaks, welche einem bestimmten theoretischen Wert zugeordnet werden konnten, stimmen innerhalb einer Standardabweichung mit diesen überein. Auch die Werte der überlagerten Resonanzen liegen meist mit einer Standardabweichung auf den theoretischen. Wir erkannten, dass auf der abfallenden Seite alle Werte über dem erwarteten Wert liegen. Dies könnte

auf einen systematischen Fehler bei der Bestimmung des Eichfaktors zurückzuführen sein. Dieser Verdacht verstärkte sich dadurch, dass die Abweichung zu größeren Werten stieg und somit proportional zum Abstand zweier Peaks war. Wir untersuchten die Formel zur Berechnung der Frequenzen, was zwei Schlussfolgerungen zu lies. Entweder war die Aufnahme des Spektrums zu großen Werten verzogen, oder der Eichfaktor der mit dem Abstand multipliziert wird wurde falsch bestimmt. Eine genauere Untersuchung hielten wir jedoch für unnötig, da unsere Werte trotz allem sehr gut waren und wir unserer Zeitrahmen durch die weitere Untersuchung nicht überschreiten wollten.

**Bestimmung der Intervallkonstanten** Zur Bestimmung der Intervallkonstanten benutzen wir die Formel

$$A = \frac{h\Delta\nu}{F + 1}$$

wobei  $\Delta\nu$  die Frequenzdifferenz zwischen den benachbarten HFS-Niveau eines Zustands ist und  $F$  die Quantenzahl des Unteren Zustandes. Da hier nur der Abstand zwischen den Zuständen eine Rolle spielt, entschieden wir uns dazu zunächst den Abstand zwischen zwei Peak in Zeiteinheiten zu bestimmen und diesen mit dem Eichfaktor umzurechnen, anstatt der Berechnung der Differenz durch die zuvor bestimmten Frequenzen. So entgeht man unter anderem dem Problem, dass man das erste Niveau auf den theoretischen Wert fest gesetzt hat und somit keinen Fehler vorweist. Wir berechneten wie folgt:

$$A = \frac{h \cdot \Delta t \cdot f}{F + 1}$$

$$s_A = A \cdot \sqrt{\left(\frac{\sqrt{s_{t_1}^2 + s_{t_2}^2}}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{s_f}{f}\right)^2}$$

Für die Intervallkonstante des Grundzustandes  $^2S_{\frac{1}{2}}$  von  $^{87}\text{Rb}$  benutzen wir die Differenz des Übergänge  $F:1 \rightarrow 2$  und  $F:2 \rightarrow 2$ , sowieso die der Übergänge  $F:1 \rightarrow 1$  und  $F:2 \rightarrow 1$ . Hieraus erhielten wir folgende Ergebnisse:

$$A_{S_{\text{steigend},1}} = (13,7 \pm 1,2) \cdot 10^{-6} \text{eV}$$

$$A_{S_{\text{steigend},2}} = (14,0 \pm 1,4) \cdot 10^{-6} \text{eV}$$

$$A_{S_{\text{fallend},1}} = (13,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-6} \text{eV}$$

$$A_{S_{\text{fallend},2}} = (13,2 \pm 1,2) \cdot 10^{-6} \text{eV}$$

Diese Daten liefern als gewichtetes Mittel:

$$A_{S_{\text{gewichtet}}} = (13,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-6} \text{eV}$$

Dieses Ergebnis stimmt innerhalb von drei Sigma mit dem theoretischen Wert von  $14,13 \cdot 10^{-6} \text{eV}$  überein. Was jedoch bei genauerer Untersuchung die Daten der fallend Seite verursachen, bei welchen bereits zuvor ein systematischer Fehler auffiel, welcher sich hier bestätigt wird. Nur aus den Daten der steigenden Seite erhalten wir:

$$A_{S_{\text{steigend}}} = (13,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-6} \text{eV}$$

Was innerhalb von zwei Sigma gut mit dem Literaturwert übereinstimmt.

Für den ersten angeregten Zustand  $^2P_{1/2}$  benutzen wir die Differenzen zwischen F:1 $\rightarrow$ 2, F:1 $\rightarrow$ 1 und F:2 $\rightarrow$ 2, F:2 $\rightarrow$ 1:

$$A_{P_{steigend,1}} = (1,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-6} eV$$

$$A_{P_{steigend,2}} = (1,7 \pm 1,0) \cdot 10^{-6} eV$$

$$A_{P_{fallend,1}} = (1,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-6} eV$$

$$A_{P_{fallend,2}} = (1,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-6} eV$$

Wiederum betrachteten wir das gewichtete Mittel:

$$A_{P_{gewichtet}} = (1,58 \pm 0,06) \cdot 10^{-6} eV$$

Dieser Wert stimmt innerhalb von zwei Standardabweichungen mit dem Literaturwert von  $1,692 \cdot 10^{-6} eV$  überein. Der zunächst auffällig hohe Fehler bei den Einzelwerten rührt daher, dass die Differenz zwischen den Peaks hier relativ klein ist im Vergleich zu den sich quadratisch addierenden absoluten Fehler der einzelnen Peaks. Im Endergebnis betrachten wir allerdings nur den Fehler durch die Streuung der Einzelwerten, wodurch dieser in einer guten Größenordnung liegt.

Da es uns nicht möglich war, die Übergänge von  $^{85}Rb$  einzelnen aufzulösen gestaltet sich auch die Bestimmung der Intervallkonstanten schwierig. Für den angeregten Zustand ist dies schlicht nicht möglich. Für den Grundzustand lässt sich jedoch zunächst folgende Werte bestimmen:

$$A_{S_{steigend}} = (6,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-6} eV$$

$$A_{S_{fallend}} = (6,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-6} eV$$

Hier ist zu berücksichtigen, dass die zugrunde liegenden Differenzen zwischen den beiden Peaks jeweils einer Überlagerung der Differenzen zwischen den Übergängen F:1 $\rightarrow$ 2, F:2 $\rightarrow$ 2 und F:1 $\rightarrow$ 1, F:2 $\rightarrow$ 1 entspricht, wodurch man einen zusätzlichen Fehler berücksichtigen sollte. Das gewichtete Mittel ergibt:

$$A_{S_{steigend}} = (6,17 \pm 0,05) \cdot 10^{-6} eV$$

Dieser Wert stimmt auch innerhalb mehrerer Standardabweichungen nicht mit dem Literaturwert  $4,185 \cdot 10^{-6} eV$  übereinstimmt. Was unter Berücksichtigung der zu geringen Auflösung auch nicht zu erwarten war. Die Größenordnung des theoretischen Wertes konnte allerdings bestätigt werden.

### 6.3 Doppelresonanz

In diesem Versuchsteil bestimmten wir sowohl die horizontale als auch die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes. Außerdem bestimmten wir mit dieser Methode den Kernspin der beiden Isotope  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$ . Durch anlegen eines konstanten Magnetfeldes (horizontal), welches

wir mit einer Sinusspannung modellierten, konnten wir dafür sorgen, dass wir in periodischen Abständen "pumpen". Durch einsetzen eines zusätzlichen Radiosenders konnte zwischen den Pumpvorgängen ein Abregen der Zustände verursacht werden. Als Ergebnis erhielten wir auf dem Oszilloskop, beim Treffen der Resonanzfrequenz mit dem Laser, Absorptionspeaks. Durch Variation des konstanten Magnetfeldes konnte man den Abstand zwischen diesen ändern. Wenn man äquidistante Peaks erreicht hat, bedeutet dies, dass gerade bei den Nulldurchgängen der Sinusspannung Absorption statt findet (Abb.17).

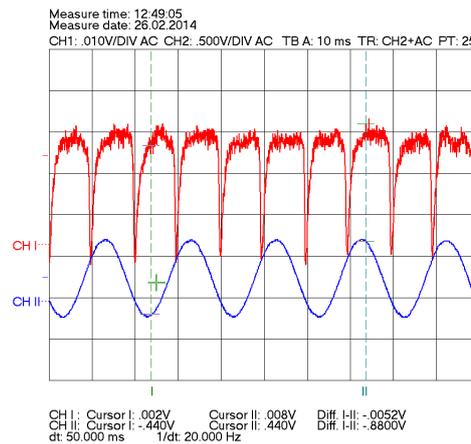


Abbildung 17: Doppelresonanz äquidistante Peaks

Diese Einstellung suchten wir für beide Isotope und bei möglichen Polungen des Magnetfeldes. Zusätzlich wiederholten wir die Messung noch ein Mal. Die Einstellung für die äquidistanten Peaks sind in Tabelle 4 zu sehen. Zusätzlich konnte durch ein anlegen eines vertikalen Feldes der Ausschlag der Absorptionspeaks beeinflusst werden. Bei der Einstellung mit dem maximalen Ausschlag wird gerade das störende vertikale Erdmagnetfeld kompensiert. Mit Hilfe der Spulendaten  $a = (4,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} T/A$  konnte aus der Einstellung des Stromes der Spule  $I = (0,076 \pm 0,001) A$  das Erdmagnet berechnet werden, wobei sich der Fehler durch

$$s_{B_{vert}} = |B_{vert}| \cdot \sqrt{\left(\frac{a}{s_a}\right)^2 + \left(\frac{I}{s_I}\right)^2} \text{ ergibt:}$$

$$B_{vert} = (36,2 \pm 0,5) \mu T$$

Dieser Wert stimmt auch bei Berücksichtigung vieler Standardabweichungen nicht mit theoretischen Wert von  $42,9 \mu T$  überein. Eine Erklärung hierfür wären weitere Störfelder, die durch das Gebäude und andere Experimente entstanden sind. Ein weiterer Hinweis hierauf ergibt sich im folgenden bei der Bestimmung des horizontalen Magnetfeldes.

Messung	Polung	Frequenz <sub>Radio</sub> /MHz	T/°C	I <sub>Diode</sub> /mA	I <sub>Spulehorizontal</sub> /A
1	"normal"	498,29	34,5	60,6	0,149
1	"gegen gepolt"	498,41	34,4	60,6	0,120
2	"normal"	497,76	34,4	61,0	0,133
2	"gegen gepolt"	498,08	34,4	61,0	0,067
3	"normal"	499,96	34,4	60,6	0,153
3	"gegen gepolt"	499,77	34,4	60,6	0,114
4	"normal"	498,87	34,4	61,0	0,119
4	"gegen gepolt"	498,99	34,4	61,0	0,060

Tabelle 4: Einstellungen für äquidistante Peaks bei Doppelresonanz

Uns fiel hier zunächst auf, dass auch schon bei der kurzen Dauer von einige Minuten der gesamten Messung, konstante Einstellung wie die Frequenz des Radiosenders und die Temperatur der Kühlung variieren, was wir bei der Beurteilung der Ergebnisse berücksichtigen müssen. Aus diesem Grund führten wir jeden Morgen zunächst die Messung der Doppelresonanz durch, wobei wir deutlich Unterschiede in der Resonanzfrequenz des Lasers feststellen mussten. Während wir am ersten Tag, die Resonanz bei den Werten 57,4mA bzw. 57,7mA, waren sie am nächsten Tag während unserer Hauptmessung bei 60,6mA und 61,0mA. Des weiteren konnten wir an anderen Tagen die Resonanzen bei 61,6mA, 62,1mA und 60,9mA, 61,3mA finden. Es blieb fest zu halten, dass der Laser alles andere als eine konstante Frequenz lieferte. Auffällig war des weiteren, dass sich nicht nur beide Werte gemeinsam verschieben, sondern auch ihr Abstand zu einen variiert hat. Bei beiden Veränderungen konnte jedoch kein systematischer Zusammenhang erkannt werden. Die Ursache dieser geringen Konstanz lag wohl vor allem in der starken Temperatur Abhängigkeit des Laser und der Unzuverlässigkeit der Peltier-Kühlung. Dies konnte man auch gut daran erkennen, dass bereits leichte Berührungen des Kühlgeräts Signaländerungen zur Folge hatte. Diese Probleme sollten vor allem in der Messung der Kerspinresonanz in Kapitel 6.4 von Ausschlag sein.

Zunächst errechneten wir den Anteil des horizontalen Erdmagnetfelds in unserer Messung, indem wir die Differenz zwischen dem Magnetfeld einer Messung und dem des umgepolten Magnetfelds untersuchten. Hieraus lies sich wie folgt das Erdmagnetfeld bestimmen:

$$B = B_{Spule_{normal}} - B_{erd} \text{ und } B = B_{Spule_{gegen}} + B_{erd}$$

$$0 = (B_{Spule_{gegen}} + B_{erd}) - (B_{Spule_{normal}} - B_{erd})$$

$$B_{erd} = \frac{B_{Spule_{gegen}} - B_{Spule_{normal}}}{2} = \frac{a \cdot (I_{gegen} - I_{normal})}{2}$$

wobei a dem Eichfaktor der benutzen Spule entspricht, welcher mit  $a = (7,99 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} T/A$  gegeben war. Der Fehler ist gegeben durch:

$$s_{B_{hor}} = |B_{hor}| \cdot \sqrt{\left(\frac{s_a}{a}\right)^2 + \frac{s_{I_{normal}}^2 + s_{I_{gegen}}^2}{(I_{gegen} - I_{normal})^2}}$$

Aus den in Tabelle 4 gefunden Einstellungen konnten wir folgende Ergebnisse gewinnen:

$$B_{hor_1} = (11,5 \pm 1,1) \mu T$$

$$B_{hor_2} = (18,4 \pm 1,1) \mu T$$

$$B_{hor_3} = (15,6 \pm 1,1) \mu T$$

$$B_{hor_4} = (23,6 \pm 1,1) \mu T$$

wobei wir den Fehler auf den Strom der Spule auf 0,001V abschätzten. Auch hier bestimmten wir das arithmetische Mittel und den Fehler aus der Streuung. Eine Gewichtung war hier nicht nötig, da die Fehler der Einzelergebnisse übereinstimmen:

$$B_{hor} = (17 \pm 3) \mu T$$

. Dieser Wert liegt unter dem angegebenen Wert von  $20,9 \mu T$ . Er stimmt jedoch innerhalb von zwei Standardabweichungen mit diesem überein. Des weiteren muss berücksichtigt werden, das durch das Gebäude und durch andere Versuch durchaus weitere Störfelder erzeugt werden können, welche diese Abweichung hervorrufen können. Auffällig ist auch die große Streuung unserer Einzelergebnisse, was ebenfalls auf starke schwankende Störfelder hindeutet. Für eine ausführliche Untersuchung dieser Feld blieb uns in Rahmen des Versuchs jedoch keine Zeit. Dies liefert auch eine Erklärung für die schlechte Messung unseres vertikalen Feldes und veranlasste uns später dazu für den Versuchsabschnitt Dehmelt in Kapitel ?? den theoretischen Stromwert zu berechnen und diesen für den weiteren Versuch zu benutzen.

Zur Bestimmung der Kernspin errechneten wir zunächst das effektive Magnetfeld:

$$B = \frac{B_{gegen} + B_{normal}}{2} = \frac{a(I_{gegen} + I_{normal})}{2}$$

mit

$$s_B = |B| \cdot \sqrt{\left(\frac{s_a}{a}\right)^2 + \frac{s_{I_{normal}}^2 + s_{I_{gegen}}^2}{(I_{gegen} + I_{normal})^2}}$$

Hiermit konnten wir den Kernspin wie folgt bestimmen:

$$I = \frac{\mu_B B}{h\nu} - \frac{1}{2}$$

mit

$$\left(|I| + \frac{1}{2}\right) \sqrt{\left(\frac{s_B}{B}\right)^2 + \left(\frac{s_\nu}{\nu}\right)^2}$$

. Wobei wir hier für die Auswertung die Frequenz im Laufe des Tages bei konstanter Einstellung 13 mal gemessen haben, um diese Werte zu mitteln und aus ihrer Streuung einen Fehler abzuschätzen. Hieraus ergab sich  $\nu = (498,5 \pm 0,2) MHz$ . Diese Methode schien uns auf Grund der häufigen Schwankung der Frequenz am sinnvollsten. Hier lieferten unsere 4 Messungen folgende Ergebnisse:

$$I_{85Rb_1} = (2,518 \pm 0,014)$$

$$I_{87Rb_1} = (1,519 \pm 0,012)$$

$$I_{85Rb_2} = (2,495 \pm 0,014)$$

$$I_{85Rb_2} = (1,508 \pm 0,012)$$

Eine gewichtete Mittlung ergab:

$$I_{85Rb} = (2,506 \pm 0,011)$$

$$I_{87Rb} = (1,514 \pm 0,006)$$

womit unsere Werte innerhalb einer bzw. zweier Standardabweichungen mit den Literaturwerten von  $I_{85Rb} = 2,5$  und  $I_{87Rb} = 1,5$  übereinstimmen.

## 6.4 Kernspinpräzision

Dieser Versuchsteil beanspruchte mit Abstand die meiste unserer Versuchszeit. Es stellte sich als äußerst schwierig heraus eine Spinpräzision zu finden. Das Ziel dieses Versuchsteils war die erneute Bestimmung des vertikalen Erdmagnetfeldes. Hierzu kompensierten wir zunächst mit Hilfe der Daten aus dem vorangegangenen Kapitel das horizontale Magnetfeld, welches wir mit einer weiteren Spule durch eine Rechteckspannung modellierten. Hier begannen unsere ersten Probleme. Wir benutzen sowohl das eingebaute Netzgerät des Versuches, sowie der einen Frequenzgenerator des Typs Voltcraft MX2020 um diese Modellierung vorzunehmen. Doch schnell viel auf, dass uns beide Generatoren nur mangelte Ergebnisse lieferten (siehe Abbildungen 18 und 19).

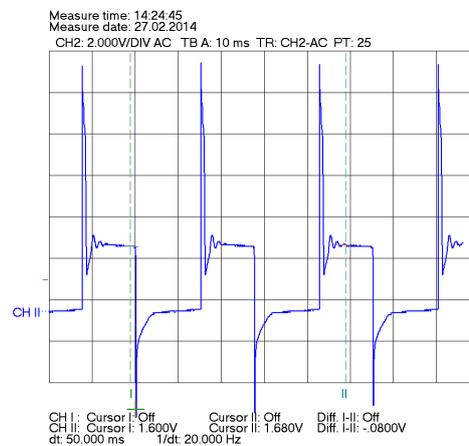


Abbildung 18: Aufnahme der gelieferten Rechteckspannung

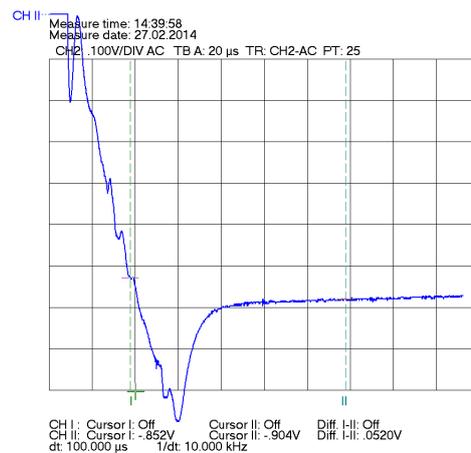


Abbildung 19: Aufnahme der gelieferten Rechteckspannung

Das arbeiten mit diesen Spannung gestaltete sich schwierig, da wir nach einem schwachen Sinussignal suchen, welches auch durch den stark rauschenden Untergrund gestört wird. Dieser lässt sich wohl auf den Verstärker, welcher zwischen Photodiode und Oszilloskop geschaltet ist zurückführen. Dieser reagierte sehr Empfindlich auf sämtliche Bewegungen durch verstärken des Untergrundrauschens. Schnell wurde uns bewusst das sowohl die Störungen in der Rechteckspannung als auch das Nachschwingen des Magnetfeldes mit unserem gesuchten Signal interferieren (siehe Abb 20). Das Nachschwingen ist darauf zurückzuführen, dass wir die abrupte Änderung des Magnetfeldes durch eine schnelle Änderung des Stromes, welcher durch die Spule fließt, hervorrufen, was zu einer Induktion führt. Uns ist beim untersuchen der Geräte aufgefallen, dass der Frequenzgenerator des Versuches erst im Januar gewartet wurde. Hierbei sei wohl die Last des Gerätes geändert worden, was diese schlechten Auswirkungen durchaus bewirken kann. Nach mehrtägigen suchen konnten wir schließlich ein periodisches Signal ausmachen (siehe Abbildung 21), welches wir im folgenden zur Auswertung benutzen wollen.

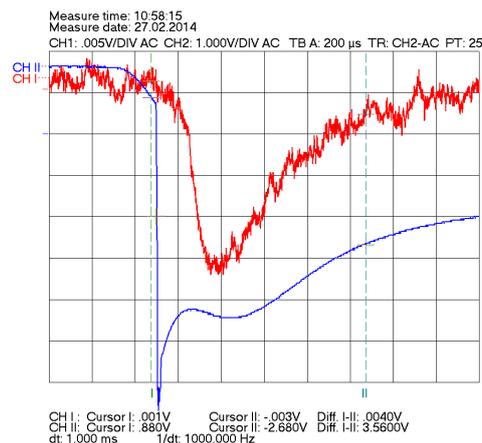


Abbildung 20: Schwankung des Eingangssignal in der Größenordnung des gesuchten Signals

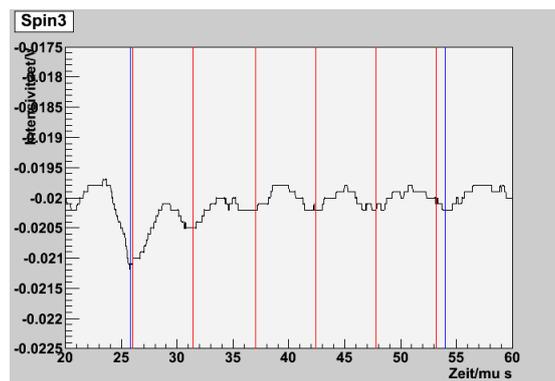


Abbildung 21: Periodisches Signal

Insgesamt nahmen wir vier dieser Bilder auf. Bei der Auswertung dieser Daten war es jedoch nicht möglich auf einen Fit zurückzugreifen, da dieser viel zu große Fehler liefern würde. Wir entschieden uns dafür die Wellenlängen per Hand zu bestimmen und einen Fehler darauf abzuschätzen. Da die Signale unterschiedlich stark variierten und auch verschieden viele Perioden zu erkennen waren, entschieden wir uns dazu jede Wellenlänge einzeln zu vermessen. Hieraus bestimmten wir separat das Magnetfeld durch folgende Relation:

$$B_{\text{vert}} = \frac{h\nu}{gF\mu_B}$$

wobei wir den Fehler auf alle konstanten vernachlässigen und somit gilt:

$$s_{B_{\text{vert}}} = B_{\text{vert}} \frac{s_{\nu}}{\nu}$$

Die hier bei gewonnenen Daten sind in Tabelle 5 zu finden.

Messung	Periode/s · 10 <sup>-6</sup>	B/μT
1	6,5 ± 0,45	37 ± 3
1	6,5 ± 2	37 ± 11
2	6,4 ± 1,1	37 ± 6
2	6,5 ± 1,0	37 ± 6
2	6,5 ± 1,0	37 ± 6
2	6,2 ± 1,2	38 ± 7
3	5,4 ± 0,4	44 ± 3
3	5,3 ± 0,7	45 ± 6
3	5,7 ± 0,9	42 ± 7
3	5,6 ± 0,7	43 ± 5
3	5,4 ± 0,6	44 ± 5
4	5,4 ± 0,6	44 ± 5
4	5,0 ± 1,0	48 ± 10
4	5,6 ± 1,0	43 ± 8
4	4,7 ± 0,6	51 ± 6
4	5,7 ± 0,4	42 ± 3

Tabelle 5: Ergebnisse des Spinpräzision

Auch hier berechneten wir als Endergebnis ein gewichtetes Mittel und berechneten den Fehler aus der Streuung:

$$B_{vert} = (42 \pm 1) \mu T$$

Dieser Wert stimmt genau mit dem theoretischem Wert überein. Jedoch sollte dieses Ergebnis mit Zurückhaltung aufgenommen werden. Die Werte stimmen zwar sehr gut mit den Literaturwerten überein, jedoch ist das gemessene Signal sehr schwach und liegt in der selben Größenordnungen wie die Störsignale. Da die Messdaten aus kurzen Momentaufnahmen bestehen, kann man nicht sicher sagen ob nun wirklich ein Signal gemessen wurde oder vielleicht nur Untergrund. Mit großer Wahrscheinlichkeit handelt es sich jedoch um das gesuchte Signal, welches durch destruktive Interferenz mit dem Untergrund nur noch sehr schwach wahrzunehmen war.

## 6.5 Dehmelt

In diesem Versuchsteil sollte die Relaxationszeit durch eine Magnetfeldumkehr bestimmt werden. Hierzu kompensierten wir beide Komponenten des Erdmagnetfeldes mit Hilfe von Spule 1 und 4 und den aus den bisher durchgeführten Versuchsteile. Den Laser stellten wir auf die gefunden Resonanzfrequenzen und legte mit Hilfe von Spule 2 bzw. 3 sich umkehrendes Magnetfeld an, durch benutzen einer Rechteckspannung. Bei jeder Feldumkehr wurde ein neuer "Pumpvorgang" gestartet, da durch die Umkehrung in die gegen gesetzte Richtung "gepumpt" wird. Der Verlauf des Signals folgte hier einer Exponentialfunktion. Wir nahmen diesen für verschiedene Intensitäten auf, welche wir durch die zu Beginn der Versuchs vermessenen Filter erzeugten. Bei der Auswertung dieser Daten gingen wir wie folgt vor: Der Besetzungsunterschied ergibt sich

durch:

$$n(t) = (n_0 - n_{max}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + n_{max}$$

Zwischen der Intensität  $I$  und  $n(t)$  lässt sich folgendes annehmen:

$$I(t) = I_{min} + \alpha \cdot n(t)$$

hier entspricht  $\alpha$  einer Proportionalitätskonstanten. Schließlich erhält man den Zusammenhang:

$$I(t) = (I_0 - I_{max}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + I_{max} = I_{max} - \Delta I \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

Des weiteren ergibt sich der Zusammenhang:

$$\lim_{I \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} = \lim_{I \rightarrow 0} \left( \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R} \right) = \frac{1}{T_R}$$

Hier entspricht  $T_P$  der "Pumpzeitünd  $T_R$  der Relaxationszeit. Wir mussten folglich für unsere Auswertung die Orientierungszeit durch einen Exponentialfit (siehe Abb.22 und 23) für verschiedene Intensitäten bestimmen und gegen diese auftragen. Anschließend konnten wir durch den Y-Achsenabschnitt die reziproke Relaxationszeit ablesen. Bei der Versuchsdurchführung hatten wir jedoch das Problem, dass uns nur wenig schwache Filter zu Verfügung standen und bei den stärkeren sehr schnell die Intensität zu gering wurde. Was sich deutlich in den Hohen Fehlerwerten wieder spiegelt.

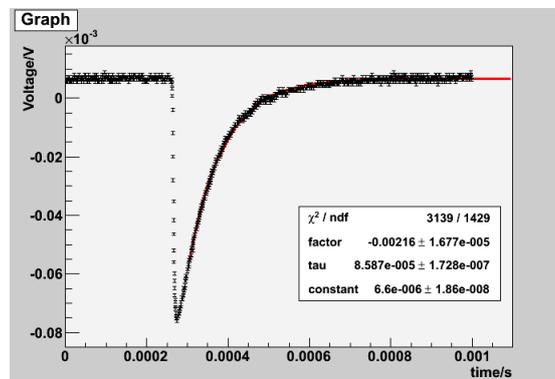


Abbildung 22: Exponentialfit ohne Filter

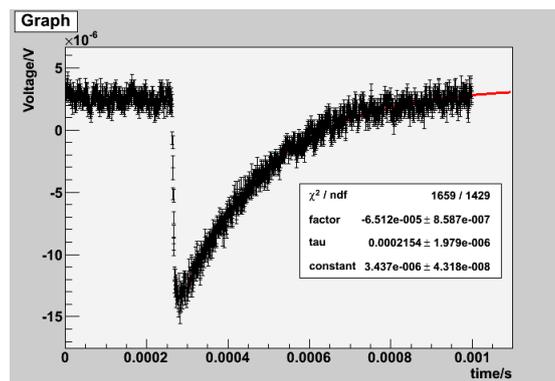


Abbildung 23: Exponentialfit mit Filter 0.6

Aus unseren Fits konnten wir die Daten in Tabelle gewinnen.

Filter	Intensität/%	Diodenstrom/mA	$\tau$ /ms
1,6	$0,079 \pm 0,002$	60,9	$6,4 \pm 1,7$
1,3	$0,095 \pm 0,002$	60,9	$21 \pm 7$
1,0	$0,152 \pm 0,003$	60,9	$4,0 \pm 0,2$
0,6	$0,260 \pm 0,005$	60,9	$2,15 \pm 0,02$
ohne	$1,00 \pm 0,02$	60,9	$0,859 \pm 0,002$
1,6	$0,079 \pm 0,002$	61,3	$1,46 \pm 0,13$
1,3	$0,095 \pm 0,002$	61,3	$2,07 \pm 0,2$
1,0	$0,152 \pm 0,003$	61,3	$4,6 \pm 0,3$
0,6	$0,260 \pm 0,005$	61,3	$1,611 \pm 0,014$
ohne	$1,00 \pm 0,02$	61,3	$0,5269 \pm 0,0012$

Tabelle 6: Dehmelt

Mit Hilfe der lin. Regression in Abb. 24 und 25 ließen folgende Relaxationszeiten bestimmen:

$$T_{R60,9} = (5,5 \pm 0,2)ms$$

$$T_{R61,3} = (6,7 \pm 0,3)ms$$

Diese Werte stimmten gut mit den theoretischen Werten überein, jedoch war zu berücksichtigen, dass die Aussagekraft dieser Werte auf Grund der sehr hohen  $\chi^2$ -Werte der lin. Regression nicht sehr hoch waren. Für eine genauere Aussage wäre die Messung weiterer schwachen Filter nötig gewesen, welche uns jedoch nicht zur Verfügung standen.

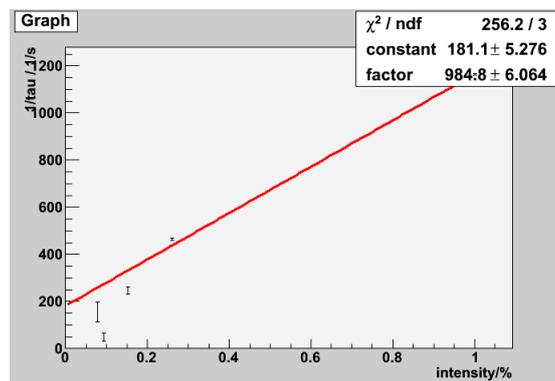


Abbildung 24: Lin. Regression 60.9

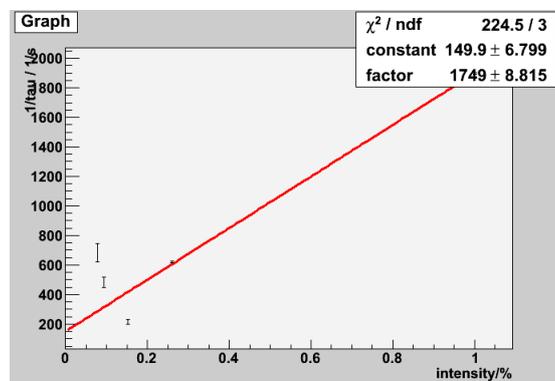


Abbildung 25: Lin. Regression 61.3

## 6.6 Franzen

In diesem Versuchsteil maßen wir die Relaxationszeit nach Franzen. Wir nahmen Insgesamt für 13 Messpunkte Bilder auf (siehe Abb. 26). In diesen fitteten wir an den Verlauf nach der Dunkelzeit eine Exponentialfunktion. Außerdem bestimmten wir per Auge den Start und Endpunkt der Dunkelzeit, sowie den höchsten Punkt den Intensität. Nun bestimmten wir über die Exponentialfunktion die minimale und maximale Energie und hieraus die rel. Intensität, welche wir gegen die gemessene Dunkelzeit auftrugen. Die Werte fitteten wir ebenfalls mit einer Exponentialfunktion, die uns direkt die Relaxationszeit durch ihre Parameter angibt (siehe Abb. 27).

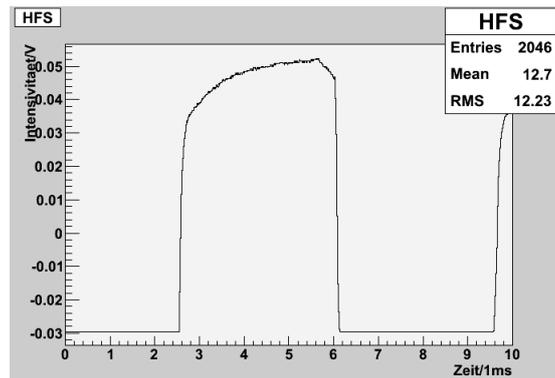


Abbildung 26: Aufnahme für Franzen

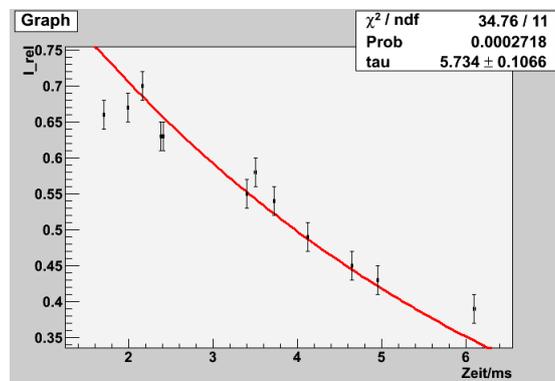


Abbildung 27: Auswertung Franzen

Wir erhielten so einen Wert von  $\tau = 5,73 \pm 0,11$ , was innerhalb von zwei Standardabweichungen mit dem Literaturwert übereinstimmt. Der Fehler ergab sich hierbei nur aus der Fitfunktion.

## 7 Zusammenfassung

### 7.1 Neutralfilter

Bei der Untersuchung der verschiedenen Filter ergaben sich die folgenden relativen Intensitäten des Laserstrahls.

Filter	b (Steigung)	relative Intensität
-	$0,811 \pm 0,013$	$1,00 \pm 0,02$
0,6	$0,2113 \pm 0,0016$	$0,260 \pm 0,005$
1	$0,1234 \pm 0,0013$	$0,152 \pm 0,003$
1,3	$0,0767 \pm 0,0014$	$0,095 \pm 0,002$
1,6	$0,0640 \pm 0,0016$	$0,079 \pm 0,002$
2	$0,0394 \pm 0,0016$	$0,049 \pm 0,002$

## 7.2 Hyperfeinstruktur von $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$

Für  $^{87}\text{Rb}$  erhielten wir folgende Werte:

$$A_{S_{\text{gewichtet}}} = (13,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-6} \text{eV} \quad (26)$$

$$A_{P_{\text{gewichtet}}} = (1,58 \pm 0,06) \cdot 10^{-6} \text{eV} \quad (27)$$

Welche innerhalb weniger Standardabweichungen gut mit den angegebenen Literaturwerten übereinstimmen.

Da es uns leider nicht möglich war die Übergänge von  $^{85}\text{Rb}$  einzeln aufzulösen, konnten wir hier lediglich die Werte des Grundzustands bestimmen. Hierfür erhielten wir den Werte:

$$A_{S_{\text{gewichtet}}} = (6,17 \pm 0,05) \cdot 10^{-6} \text{eV} \quad (28)$$

Durch unsere geringe Auflösung konnten wir jedoch den Literaturwert nicht bestätigen, welcher den Wert  $4,185 \cdot 10^{-6} \text{eV}$  besitzt.

## 7.3 Doppelresonanz

Bei diesem Versuchsteil bestimmen wir zunächst die Horizontal-Komponente des Erdmagnetfelds. Hierfür erhielten wir den Wert:

$$B_{\text{horizontal}} = (17 \pm 3) \mu\text{T} \quad (29)$$

Welcher innerhalb von zwei Standardabweichungen mit dem Literaturwert ( $20,9 \mu\text{T}$ ) übereinstimmt.

Des weiteren bestimmten wir den Kernspin  $I$ . Hier ergaben sich aus unseren Ergebnissen die Werte:

$$I_{85\text{Rb}} = (2,506 \pm 0,011) \quad (30)$$

$$I_{87\text{Rb}} = (1,514 \pm 0,006) \quad (31)$$

Diese stimmen innerhalb von ein bzw. drei Standardabweichungen mit den gegebenen Werten für die Kernspins überein.

## 7.4 Spinpräzession

Bei der Beobachtung der Spinpräzession beider Isotope konnten wir die vertikale Magnetfeldkomponente der Erde ermitteln. Wir erhielten das Ergebnis:

$$B_{\text{vertikal}} = (42 \pm 1) \mu\text{T} \quad (32)$$

Dieser Wert stimmt genau mit dem Literaturwert überein, jedoch handelte es sich bei dem gemessenen Signal um ein recht schwaches, schon im Bereich des Untergrundes liegendes Signal. Daher haben wir keine Garantie das es sich hierbei tatsächlich um unser gesuchtes Signal handelte. Da wir jedoch ein passendes Ergebnis erhielten können wir davon ausgehen, dass das Signal lediglich durch destruktive Interferenz abgeschwächt wurde.

## 7.5 Relaxationszeit

Für die Messung der Relaxationszeit haben wir zwei Methoden durchgeführt. Bei der Methode nach Dehmelt wurde die Relaxation durch Magnetfeldumkehr hervorgerufen, hierbei erhielten wir, für unterschiedlichen Diodenstrom, folgende Werte für die Relaxationszeit:

$$T_{R_{60,9mA}} = (5,5 \pm 0,2)ms \quad (33)$$

$$T_{R_{61,3mA}} = (6,7 \pm 0,3)ms \quad (34)$$

Bei der Messung nach Franzen erhielten wir als Ergebnis:

$$T_{R_{60,9mA}} = (5,73 \pm 0,111)ms \quad (35)$$

$$(36)$$

Unsere Werte stimmten gut mit dem Literaturwert übereinstimmt und konnten diesen so bestätigen.

## Literatur

- [1] Clemens Baur. Einrichtung des Versuches 'Optisches Pumpen mit Laserdioden'. <http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de>, 1977.
- [2] M.Kohli. Versuchsanleitung Optisches Pumpen. <http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de>, 2011.