

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Aufgabe</b>	<b>3</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1 Die Hyperfeinstruktur . . . . .	4
2.1.1 Spektrallinien . . . . .	4
2.1.2 Elektronenspin und magnetisches Moment . . . . .	4
2.1.3 Kernspin und kernmagnetisches Moment . . . . .	5
2.1.4 Hyperfein-Wechselwirkung . . . . .	6
2.1.5 Der Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur . . . . .	7
2.2 Optisches Pumpen . . . . .	8
2.2.1 Funktionsweise einer optischen Pumpe . . . . .	9
2.2.2 Optisches Pumpen bei Rubidium . . . . .	10
2.3 Relaxation . . . . .	11
2.3.1 Diffusion zur Wand . . . . .	11
2.3.2 Puffergasstöße . . . . .	12
2.3.3 Spinaustausch . . . . .	13
2.3.4 Relaxationszeit . . . . .	13
2.4 Rubidium . . . . .	14
<b>3 Aufbau und Durchführung</b>	<b>17</b>
3.1 Laser- und Photodiodenkennlinie . . . . .	19
3.2 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur . . . . .	19
3.3 Doppelresonanz . . . . .	19
3.4 Spinpräzession . . . . .	20
3.5 Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt . . . . .	20
3.6 Messung der Relaxationszeit nach Franzen . . . . .	21
3.7 Optische Elemente . . . . .	21
3.7.1 Das $\lambda/4$ -Plättchen . . . . .	21
3.7.2 Das Elaton . . . . .	22
3.7.3 Der Laser . . . . .	22
<b>4 Auswertung</b>	<b>24</b>
4.1 Laserkennlinie . . . . .	24
4.2 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur . . . . .	27
4.3 Doppelresonanz . . . . .	32
4.4 Spinpräzession . . . . .	35
4.5 Relaxationszeit . . . . .	38
4.5.1 Verfahren nach Dehmelt . . . . .	38
4.5.2 Verfahren nach Franzen . . . . .	40
<b>5 Zusammenfassung</b>	<b>43</b>

# 1 Aufgabe

1. Die Hyperfeinstruktur des  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ -Überganges von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  ist zu spektroskopieren.
2. Der Kernspin von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  ist mittels optischem Pumpen und Einstrahlung der Radiofrequenz zu messen.
3. Die Horizontal- und Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes ist mittels Doppelresonanz zu messen.
4. Die Spinpräzession des gepumpten Ensembles ist zu beobachten und das vertikale Erdmagnetfeld sind zu bestimmen.
5. Die Relaxationszeit des gepumpten Systems ist nach Demelt (Magnetfeldinversion) und Franzen (Relaxation im Dunkeln) zu bestimmen.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Die Hyperfeinstruktur

#### 2.1.1 Spektrallinien

Bei klassischer Betrachtung des Atommodells verwendet man zur Beschreibung der Atomkern-Elektron-Wechselwirkung das Modell der Coulomb-Kräfte. Unter der Verwendung des Bohrschen Atommodells lässt sich die Aussage treffen, dass sich die Elektronen auf unterschiedlichen "erlaubten" Bahnen mit unterschiedlichen Coulomb-Potentialen befinden. Bei Übergängen von einer Bahn auf die andere kann man Spektrallinien erkennen. Diese Linien sind aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkungen aufgespalten (**Feinstruktur**). Die Feinstruktur kann aufgefasst werden als Zeeman-Aufspaltung infolge der Wechselwirkung des magnetischen Spinnmomentes mit dem Magnetfeld, das durch die Bahnbewegung des Elektrons erzeugt wird. Bei sehr hoher spektraler Auflösung findet man jedoch experimentell, dass jede der Feinstrukturkomponenten der Übergänge wieder aufspaltet. Diese sehr kleine Aufspaltung, die im allgemeinen nur mit dopplerfreien spektroskopischen Methoden aufgelöst werden kann, heisst **Hyperfeinstruktur** der Spektrallinien.

#### 2.1.2 Elektronenspin und magnetisches Moment

Samuel A. Goudsmith und George E. Uhlenbeck fanden 1925 heraus, dass Elektronen über einen Eigendrehimpuls verfügen, den sie **Spin** nannten und mit  $\vec{s}$  bezeichneten. In Verbindung mit ihrem Bahndrehimpuls  $\vec{l}$ , der aus der klassischen Vorstellung herrührt, das Elektron bewege sich in einer Bahn um den Atomkern, gilt für den Gesamtdrehimpuls  $\vec{j}$  des Elektrons somit:

$$\vec{j} = \vec{s} + \vec{l} \quad (1)$$

Liegt ein Mehrelektronensystem vor und gilt für die magnetische Bahnmomente  $\vec{l}_i$  und für die Spinnmomente  $\vec{s}_i$  der Elektronen folgende Beziehung:

$$\vec{s}_i \vec{l}_i \ll \vec{l}_i \vec{l}_j \quad \text{und} \quad \vec{s}_i \vec{l}_i \ll \vec{s}_i \vec{s}_j \quad (2)$$

so koppeln die einzelnen Drehimpulse zu einem Gesamtdrehimpuls, d.h.

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad \text{mit} \quad |\vec{L}| = \sqrt{L \cdot (L + 1)} \hbar \quad (3)$$

und

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad \text{mit} \quad |\vec{S}| = \sqrt{S \cdot (S + 1)} \hbar \quad (4)$$

koppeln zum Gesamtdrehimpuls

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad \text{mit} \quad |\vec{J}| = \sqrt{J \cdot (J + 1)} \hbar \quad (5)$$

Dieser Grenzfall der Drehimpulskopplung heisst **L-S-Kopplung**.

Da hier bewegte Ladung vorliegt besteht eine direkte Verbindung zwischen Drehimpuls und **magnetischem Moment** des Elektrons:

$$\vec{\mu}_J = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_J \vec{J} \quad (6)$$

mit  $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$ : Bohrsches Magneton;  $g_J$ : Landé-Faktor.

Lezterer lässt sich über folgende Formel berechnen:

$$g_J = \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (7)$$

### 2.1.3 Kernspin und kernmagnetisches Moment

Aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung können auch Atomkerne einen mechanischen Drehimpuls  $\vec{I}$  haben. Diesen Drehimpuls bezeichnet man als **Kernspin**. Der Betrag des Kernspins berechnet sich durch

$$|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)} \cdot \hbar \quad (8)$$

wobei  $I$  die Kernspinquantenzahl bezeichnet. Aufgrund der Quantenmechanik kann seine Projektion auf eine fest gewählte (in diesem Fall die z-) Achse nur die  $(2I+1)$  Werte

$$I_z = m_I \cdot \hbar \quad \text{mit} \quad -I \leq m_I \leq +I \quad (9)$$

annehmen, da die magnetische Quantenzahl  $m_I$  von  $-I$  bis  $I$  gehen und somit auch nur ganz-oder halbzahlig sein) kann. Diesen Effekt bezeichnet man auch als **Richtungsquantelung**.

Das **magnetische Kernmoment**  $\vec{\mu}_I$  ist direkt mit dem Kernspin verknüpft:

$$\vec{\mu}_I = \gamma_K \cdot \vec{I} = g_I \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \vec{I} \quad (10)$$

Hierbei bezeichnet man  $\gamma_K = g_I \cdot \mu_K/\hbar$  als das **gyromagnetische Verhältnis**. Den dimensionslosen Faktor  $g_I = \gamma_K \cdot \hbar/\mu_K$  bezeichnet man als **Kern-g-Faktor**. Als Einheit für das magnetische Kernmoment wählt man das **Kernmagneton**

$$\mu_K = \frac{e}{2m_p} \cdot \hbar = \frac{m_e}{m_p} \cdot \mu_B = \frac{\mu_B}{1836} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ J/T} \quad (11)$$

So ist beispielsweise das Kernmoment eines Protons  $\mu_I(\text{p}) = 2,79\mu_K$ . Wie man sieht berechnet es sich ähnlich wie das Bohrsche Magneton  $\mu_B$ , nur mit der Protonen- anstelle der Elektronenmasse.

Setzt man nun (9) in (10) ein, so erhält man für die z-Komponente des Kernmagnetons

$$\mu_z = (\vec{\mu}_I)_z = \gamma_K I_z = \gamma_K \hbar m_I = g_I \mu_K m_I \quad (12)$$

### 2.1.4 Hyperfein-Wechselwirkung

Die Abspaltung in Hyperfeinstrukturkomponenten entsteht durch die Wechselwirkung von Kernmoment und Elektron.

Das magnetische Kernmoment  $\mu_I$  hat ein durch das magnetische Feld  $\vec{B}_J$  der Elektronenhülle erzeugte zusätzliche Energie am Kernort von:

$$\begin{aligned}
 E_{I,J} &= -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J \\
 &= -|\vec{\mu}_I| \cdot B_J \cdot \cos\left(\angle(\vec{J}, \vec{I})\right) \\
 &\stackrel{(10)}{=} \frac{g_I \cdot \mu_K}{\hbar} |\vec{I}| \cdot B_J \cdot \cos\left(\angle(\vec{J}, \vec{I})\right) \\
 &\stackrel{(8)}{=} g_I \mu_K \sqrt{I(I+1)} B_J \cos\left(\angle(\vec{J}, \vec{I})\right)
 \end{aligned} \tag{13}$$

Führt man nun den Gesamtdrehimpuls

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \tag{14}$$

als Summe des Gesamtdrehimpulses des Elektrons und des Kernspins ein, so ergibt sich wegen  $\vec{J} \cdot \vec{I} = 1/2(\vec{F}^2 - \vec{J}^2 - \vec{I}^2)$ :

$$\begin{aligned}
 \cos\left(\angle(\vec{J}, \vec{I})\right) &= \frac{\vec{J} \cdot \vec{I}}{|\vec{J}| \cdot |\vec{I}|} \\
 &= \frac{1}{2} \frac{F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)}{\sqrt{J(J+1) \cdot I(I+1)}}
 \end{aligned} \tag{15}$$

Wobei folgende Ungleichungsfolge erfüllt sein muss:

$$|I - J| \leq F \leq I + J \tag{16}$$

Somit kann  $F$  insgesamt  $(2I + 1)$  oder  $(2J + 1)$  Werte annehmen, abhängig davon ob  $J > I$  oder  $I > J$ .

Setzt man nun (15) in (13) ein, so erhält man für die Hyperfeinenergie

$$\Delta E_{HFS} = \frac{A}{2} \cdot (F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)) \tag{17}$$

wobei

$$A = \frac{\mu_K g_I B_J}{\sqrt{J(J+1)}} \tag{18}$$

die sogenannte **Intervall- oder Hyperfeinkonstante** ist.

Somit gilt für den relativen Abstand zweier benachbarter Hyperfeinstruktur-Energierme (mit  $F$  und  $F + 1$ ):

$$\Delta E_{F \rightarrow (F+1)} = E_{HFS}(F+1) - E_{HFS}(F) = A(F+1) \tag{19}$$

Dieser Zusammenhang ist Abbildung 1 grafisch dargestellt.

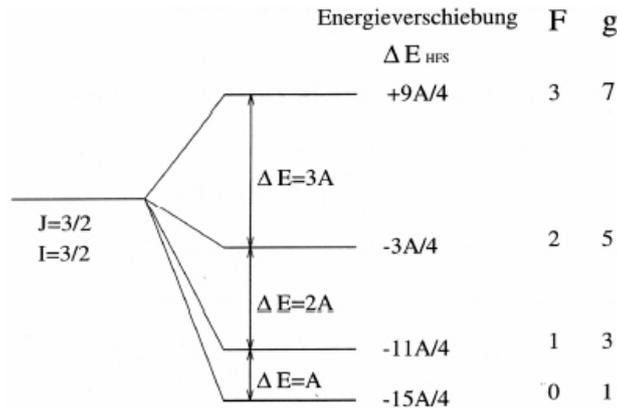


Abbildung 1: Hyperfeinstruktur und Intervallkonstante

### 2.1.5 Der Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur

Befindet sich ein Atom in einem äußeren Magnetfeld  $B$ , so wird die Entartung der HFS-Terme aufgehoben und die einzelnen Niveaus spalten in  $2F + 1$  Unterniveaus mit  $m_F = -F, -F - 1, \dots, F - 1, F$  auf. Diese Aufspaltung ist als **Zeeman-Effekt** bekannt. Jedoch gilt dies nur bei schwachen B-Feldern, wenn

$$gJ\mu_B B \ll A \quad (20)$$

erfüllt ist. Ansonsten spricht man vom **Paschen-Back-Effekt**. In diesem Versuch tritt jedoch nur der Zeeman-Effekt auf.

Somit wird die Kopplung von  $\vec{I}$  und  $\vec{J}$  innerhalb des Atoms nicht aufgehoben und der Kernspin  $\vec{I}$  und der Drehimpuls  $\vec{J}$  präzedieren viel schneller um  $\vec{F}$ , als  $\vec{F}$  um die Achse des äußeren Magnetfeldes präzediert:

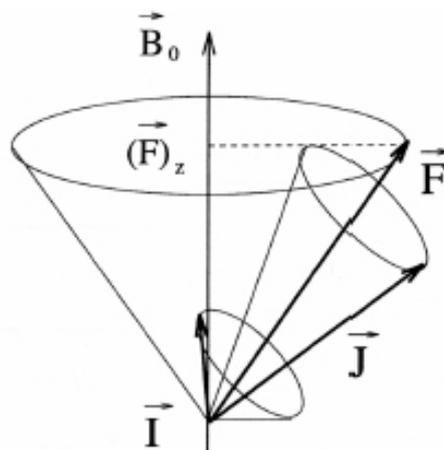


Abbildung 2: Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur

$\vec{F}$  selbst ist auch wieder richtungsquantisiert mit  $(2F + 1)$  Einstellmöglichkeiten, d.h. es gilt:

$$|\vec{F}_z| = m_F \hbar \quad (21)$$

mit

$$-F \leq m_F \leq F \quad (22)$$

Durch das resultierende magnetische Gesamtmoment

$$\mu_F = \mu_I + \mu_J \quad (23)$$

lässt sich die Energie der Zeeman-Aufspaltung im zeitlichen Mittel nun folgendermaßen schreiben:

$$\begin{aligned} \Delta E_B^{HFS} &= -\vec{m}_F \vec{B} \\ &= g_F \mu_B m_F B \end{aligned} \quad (24)$$

mit dem Landéschen g-Faktor des Gesamtatoms:

$$g_F = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{\mu_K}{\mu_B} \frac{F(F+1) - J(J+1) + I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (25)$$

Der zweite Teil kann hierbei vernachlässigt werden, da  $\frac{\mu_K}{\mu_B} \approx \frac{1}{2000}$ .

Somit kann man für  $J = 1/2$  den g-Faktor des Gesamtatoms auf

$$g_F = \pm \frac{g_J}{2(I + 1/2)} \quad (26)$$

reduzieren. Für zwei benachbarte Zeeman-Niveaus, für die  $\Delta m_F = 1$  gilt, kann man nun indem man (26) in (24) einsetzt folgern:

$$\Delta E_B^{HFS}(\Delta m_F = 1) = h\Delta\nu = \frac{g_J}{2(I + \frac{1}{2})} \mu_B B \quad (27)$$

## 2.2 Optisches Pumpen

Der Begriff“optisches Pumpen“ lässt sich folgendermaßen erklären: Durch Einstrahlen von resonantem Licht (daher “optisch“) wird Einfluss auf die Besetzungszahlen atomarer Zustände genommen. Einige Energieniveaus werden sprichwörtlich “leergepumpt“ während die Besetzungszahlen anderer Zustände steigen. Das eingestahlte Licht wirkt somit als “Pumpe“, wird der Pumpvorgang unterbrochen so normalisiert sich das System durch Relaxation wieder (boltzmannverteilt).

### 2.2.1 Funktionsweise einer optischen Pumpe

Um die Funktionsweise einer optischen Pumpe zu verdeutlichen wählen wir das Modell eines vereinfachten Termschemas von Rubidium, wie es auch in diesem Versuch verwendet wird. Wir nehmen zusätzlich an, dass der Kern des Rubidiumatoms kein magnetisches Moment besitzt, die Hyperfeinstruktur also vernachlässigt werden kann. Bei einem äußeren Magnetfeld, spalten Grund- und angeregter Zustand durch den Zeeman-Effekt in jeweils zwei Unterniveaus auf:

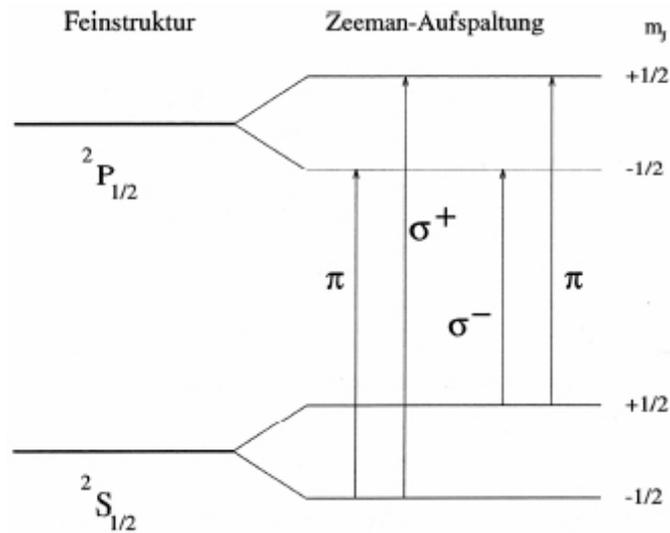


Abbildung 3: Vereinfachstes Termschema von Rubidium ohne HFS

Zwischen diesen Niveaus sind insgesamt vier Übergänge möglich:

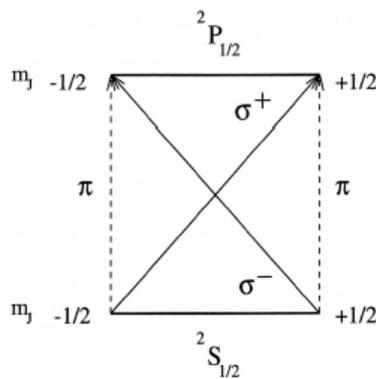


Abbildung 4: Mögliche Übergänge von Rb (Kastlerdiagramm)

Hierbei wurde berücksichtigt, dass die Übergänge zwischen Niveaus innerhalb eines Termes verboten sind, und die magnetische Quantenzahl  $m_J$  nur die Werte -1, 0 und 1 annehmen kann. Für  $\Delta m_J = 0$  wird linear polarisiertes Licht ( $\pi$ ) emittiert bzw. absorbiert, für  $\Delta m_J = \pm 1$  rechts-/linkszirkular polarisiertes Licht ( $\sigma^\pm$ ). Dies kann man auch gut in Abb. 4 erkennen. Aus Symmetriegründen ergeben sich bei  $\pi$ -Licht keine Änderung der Besetzungszahlen-Verhältnisses. Strahlt man hingegen  $\sigma^+$ -Licht ein, so kann ein Atom unter Absorption von  $\sigma^+$ -Licht aus dem Grundzustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = -1/2$  in den angeregten Zustand  $^2P_{1/2}$ ,  $m_J = +1/2$  wechseln. Nun gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Der angeregte Zustand fällt zurück in den Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = -1/2$
2. Der angeregte Zustand fällt zurück in den Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = +1/2$

Die Wahrscheinlichkeit hierfür beträgt 2:1, d.h. in 66,6% aller Fälle zerfällt das Atom in seinen ursprünglichen Grundzustand (1), ein Drittel aller Atome jedoch zerfällt in den anderen Grundzustand (2). Sendet man nun wieder  $\sigma^+$ -Licht ein, so können von dort aus keine weitere Übergänge induziert werden, des weiteren sind elektrische Dipolübergänge zwischen Zeeman-Niveaus desselben Termes verboten, es kommt somit zu einer Anhäufung der Atome in diesem Zustand. Der Grund dafür, dass der Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = -1/2$  nicht völlig "leergepumpt" wird liegt an den Relaxationsprozessen (siehe 2.3). Dennoch erreicht man durch optisches Pumpen eine nicht zu vernachlässigende Überzahl gleichgerichteter Spins, man spricht in diesem Zusammenhang daher auch von optisch ausgerichtetem Gas.

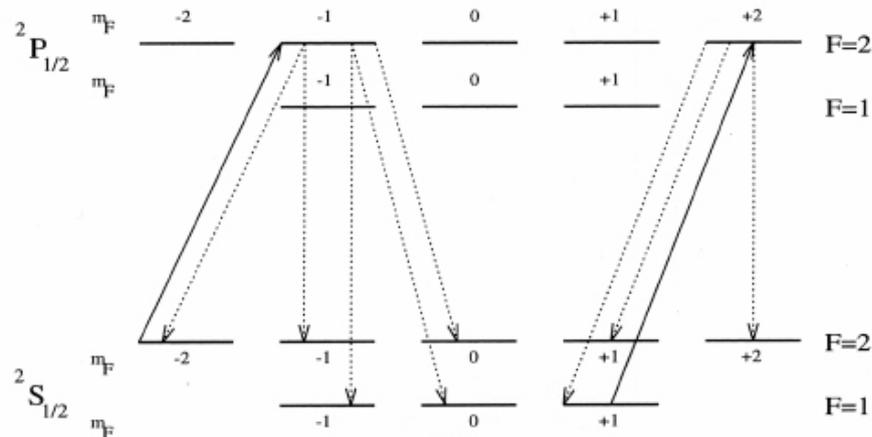


Abbildung 5: Optisches Pumpen bei Zeeman-Niveaus der HFS

### 2.2.2 Optisches Pumpen bei Rubidium

Betrachten wir nun das Rubidium-Isotop  $^{87}\text{Rb}$ . Wie bereits beschrieben spalten die Hyperfeinstrukturterme in einem äußeren Magnetfeld in  $2F + 1$  Zeeman-Niveaus auf, d.h.

es treten viel mehr Übergänge als im Beispiel aus 2.2.1 auf. In Abb. 5 ist das HFS-Termschema von  $^{87}\text{Rb}$  bei Zeeman-Niveaus zu sehen. Bei Einstrahlung von zirkular polarisiertem  $\sigma^+$ -Licht (z.B. Licht der  $D_1$ -Linie einer Rubidium-Dampfampe) parallel zum Magnetfeld werden die Atome aus den Zeeman-Niveaus des Grundzustandes durch Absorption des Lichtes in Zeeman-Niveaus des ersten angeregten Zustandes gehoben. Bei  $\sigma^+$ -Licht erhöht sich dabei die magnetische Quantenzahl  $m_F$  um 1, es können also nur Atome angeregt werden, die sich nicht im Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $F = 2$ ,  $m_F = +2$  befinden. Beim Zerfall eines angeregten Zustandes gilt für die magnetische Quantenzahl nach den Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung:  $m_F = 0, \pm 1$ . Somit zerfällt das angeregte Atom mit einer Wahrscheinlichkeit von  $2/3$  in einen Zustand mit einer höheren magnetischen Quantenzahl als  $m_F = 1$ . Dies hat zur Folge, dass es zu einer Ansammlung von Atomen im Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $F = 2$ ,  $m_F = +2$  kommt.

Für das andere Rubidium-Isotop in unserem Versuch,  $^{85}\text{Rb}$  gilt ähnliches, nur dass es hier zu einer Anreicherung im Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $F = 3$ ,  $m_F = +3$  kommt.

## 2.3 Relaxation

Wie schon in 2.2.1 angedeutet werden die Zustände, an denen die optische Pumpe angreift nicht vollständig "leergepumpt". Der Grund hierfür sind diverse Relaxationsprozesse, die dafür verantwortlich sind, dass sich die Atome wieder auf alle verfügbaren Zeeman-Niveaus statistisch verteilen, wenn sich zu viele an einem Niveau ansammeln. In diesem Kapitel sollen nun die für diesen Versuch relevanten Relaxationsprozesse beschrieben werden.

### 2.3.1 Diffusion zur Wand

Wenn sich in der Rubidiumzelle ein Puffergas, welches keine Auswirkungen auf die Ausrichtung der Rubidium-Atome hat (z.B. ein Edelgas), so kann man nur noch die Kollision mit der Zellwand als Relaxationsprozess annehmen. Bei ausreichend hohem Druck kann die Bewegung von  $n$  Rubidiumatomen als Diffusion beschrieben werden. Somit genügt dann der Relaxationsprozess folgender Differentialgleichung:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n \quad (28)$$

mit  $D$ : Diffusionskoeffizient von Rubidiumatomen in einem Puffergas mit Druck  $p$ .

Ist für einen bestimmten Druck  $p_0$  des Puffergases der Diffusionskoeffizient  $D_0$  bekannt, so ergibt sich für  $D$  in Abhängigkeit des Druckes  $p$ :

$$D = \frac{D_0 p_0}{p} \quad (29)$$

Setzt man die longitudinale Relaxationszeit mit der Zerfallsrate  $\frac{1}{T_D}$  der Grunddiffusionsmode gleich, so ergibt sich für eine kugelförmige Zelle mit Durchmesser  $d$ :

$$\frac{1}{T_D} = \frac{D_0 p_0}{p} \left( \frac{2\pi}{d} \right) \quad (30)$$

Für eine zylinderförmige zelle der Länge  $l$  und des Durchmessers  $d$  gilt:

$$\frac{1}{T_D} = \frac{D_0 p_0}{p} \left[ \left( \frac{4,81}{d} \right)^2 + \left( \frac{\pi^2}{l} \right)^2 \right] \quad (31)$$

### 2.3.2 PuffergasstöÙe

Betrachtet man die Gleichungen (30) und (31) so erwartet man, dass die Relaxationszeit bei steigendem Druck zunimmt. W.Franzen fand jedoch 1959 heraus, dass eine Erhöhung des Pufferdruckes zwar zunächst die Relaxationszeit linear ansteigen ließ, jede jedoch ein Maximum erreichte und danach abnahm:

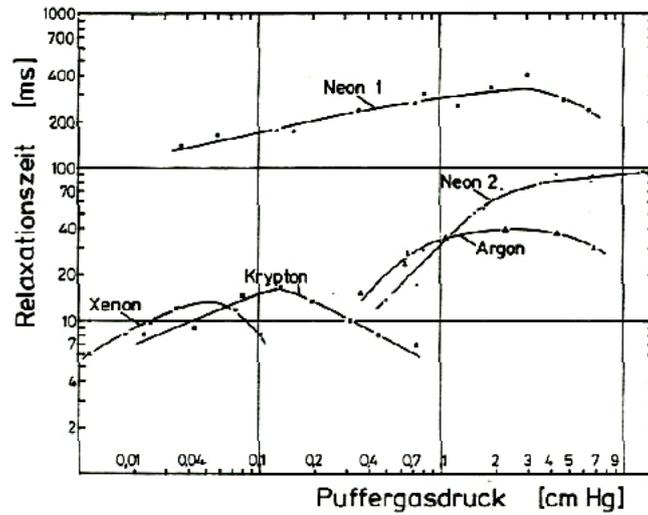


Abbildung 6: Relaxationszeit als Funktion des Druckes (für verschiedene Puffergase) gemessen von Franzen 1959

Dies liegt daran, dass selbst vollständig nichtmagnetische Stoffe wie Edelgase keine perfekten Puffer sind, sondern das Rubidiumatom auch bei einem Stoß mit einem solchen Puffergasatom seine Ausrichtung verlieren kann. Jedoch finden solche Störungen eher selten statt, da Relaxation nur aufgrund der Kugelsymmetrie der Wellenfunktionen für den Grundzustand der Alkali- und Edelgasatome über schwache magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung oder Spin-Bahn-Wechselwirkung zweiter Ordnung stattfindet. Unter der Berücksichtigung dieses Umstandes kann (30) nun folgendermaßen korrigiert werden:

$$\frac{1}{T_D} = \frac{D_0 p_0}{p} \left( \frac{2\pi}{d} \right)^2 + N_0 \sigma(\langle v \rangle) \langle v_{rel} \rangle \left( \frac{p}{p_0} \right) \quad (32)$$

wobei  $\sigma(\langle v \rangle)$ : über die Geschwindigkeit gemittelter Dipolarisationsquerschnitt für Puffergas und  $Rb$ ;  $\langle v_{rel} \rangle$ : mittlere relative Geschwindigkeit zwischen Gas- und  $Rb$ -Atomen

### 2.3.3 Spinaustausch

Die dritte Möglichkeit zur Relaxation sind Stöße der Rubidiumatome untereinander. Stoßen zwei Rubidiumatome zusammen, so können ihre Valenzelektronen ihren Spin austauschen. Obwohl das Gesamtsystem die Polarisation des Elektronenspins bewahrt, kommt es hierdurch zu einer Entkopplung von Kern- und Elektronenspin, was zu einem schnellen Besetzungsausgleich zwischen den beiden Hyperfeinniveaus  $F = I \pm 1/2$  führt. Aufgrund dessen wird dieser Vorgang auch  $\Delta F$ -Relaxation genannt. Auch hierdurch können sich die Besetzungszahlen beim Hyperfein-Pumpen wieder ausgleichen.

### 2.3.4 Relaxationszeit

Gegeben seien 2 Besetzungszustände:  $N_+$  und  $N_-$ , insgesamt also  $N = N_+ + N_-$  Zustände (wobei von  $N_-$  nach  $N_+$  gepumpt werden soll). Für den Pumpprozess erhält man dann folgende Differentialgleichung:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{Pump} = \frac{N - n}{T_P} \quad (33)$$

mit  $n = N_+ - N_-$ : Überschuss der Besetzungszahlen;  $T_P$ : Pumpzeit, definiert durch:

$$T_P = \frac{1}{\alpha I} \quad (34)$$

mit  $\alpha$ : Proportionalitätskonstante;  $I$ : Intensität des Pumplichtes

Wie bereits beschrieben wirken Relaxationsprozesse der durch das optische Pumpen erreichten Differenz  $n$  entgegen. Wird der Pumpvorgang also nicht weiter fortgesetzt, so geht  $n \rightarrow 0$ . Dies lässt sich mittels folgender Differentialgleichung beschreiben:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{Relax} = -\frac{n}{T_R} \quad (35)$$

mit  $T_R$ : (longitudinale) Relaxationszeit

Als Lösungsansatz für (35) wählt man nun:

$$n(t) = n(0) \exp\left(-\frac{t}{T_R}\right) \quad (36)$$

mit einer Anfangsbedingung  $n(0)$ . Da die Relaxationsprozesse auch während des Pumpprozesses ablaufen, muss man zur Beschreibung des Orientierungsprozesses, der während der Einstrahlung des Pumplichts stattfindet von die beiden Differentialgleichungen (33) und (35) überlagern:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{orient.} = \frac{N - n}{T_P} - \frac{n}{T_R} \quad (37)$$

Bei andauernder Einstrahlung des Pumplichtes wird sich ein dynamisches Gleichgewicht einstellen, in dem  $\frac{dn}{dt} = 0$  gelten wird. Somit wird  $n$  ein Maximum annehmen:

$$\frac{dn}{dt} = 0 \Rightarrow n_{max} = \frac{N}{1 + \frac{T_P}{T_R}} \quad (38)$$

Führt man nun die Orientierungszeit  $\tau$  ein,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R} \quad (39)$$

So lässt sich (37) folgendermaßen umschreiben:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{orient.} = \frac{N}{T_P} - n \left(\frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R}\right) = \frac{N}{T_P} - \frac{n}{\tau} \quad (40)$$

Setzt man nun  $n(t = 0) = 0$ , so lässt sich die Differentialgleichung unter Verwendung von (38) mit folgendem Ansatz lösen:

$$n(t) = (n_0 - n_{max}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + n_{max} \quad (41)$$

Erfolgt das optische Pumpen aus dem statistischen Gleichgewicht (d.h.  $n_0 = 0$ ) heraus, so vereinfacht sich die Formel zu

$$n(t) = n_{max} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \quad (42)$$

## 2.4 Rubidium

Die in diesem Versuch verwendete Resonanzzellen enthalten Rubidium im natürlichen Isotopengemisch mit 72,8%  $^{85}\text{Rb}$  und 27,2%  $^{87}\text{Rb}$ . Da Rubidium ein Alkalimetall ist, hat es nur ein Valenzelektron und kann somit als Einelektronensystem angesehen werden. In der folgenden Tabelle sind die Quantenzahlen und g-Faktoren der beiden Isotope für den Grundzustand und den ersten angeregten Zustand angegeben:

Isotop	$I$	Term	$S$	$L$	$J$	$g_J$	$F$	$g_F$
$^{85}\text{Rb}$	$\frac{5}{2}$	$^2S_{1/2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	2	2	$-\frac{1}{3}$
							3	$+\frac{1}{3}$
		$^2P_{1/2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	2	$-\frac{1}{9}$
							3	$+\frac{1}{9}$
$^{87}\text{Rb}$	$\frac{3}{2}$	$^2S_{1/2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	2	1	$-\frac{1}{2}$
							2	$+\frac{1}{2}$
		$^2P_{1/2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	1	$-\frac{1}{6}$
							2	$+\frac{1}{6}$

Abbildung 7: Quantenzahlen und g-Faktoren von Rubidium

Weitere Grafiken zu Rubidium:

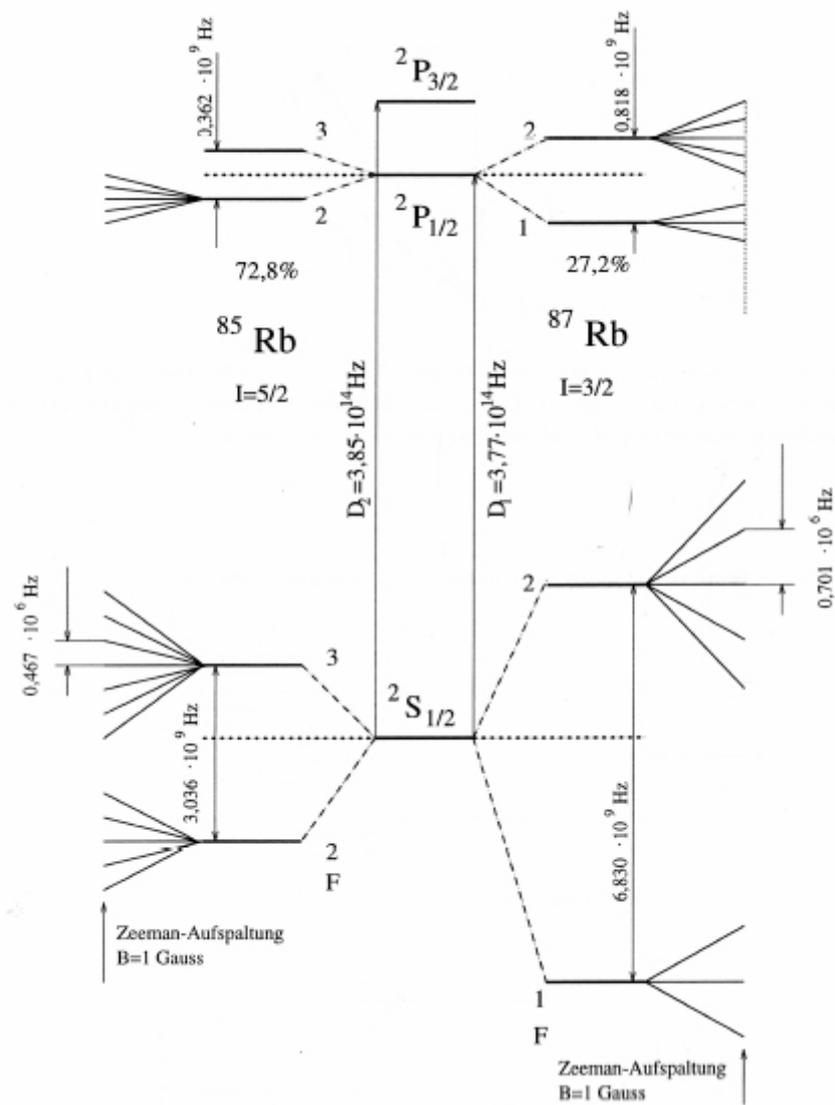


Abbildung 8: Termschema von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$

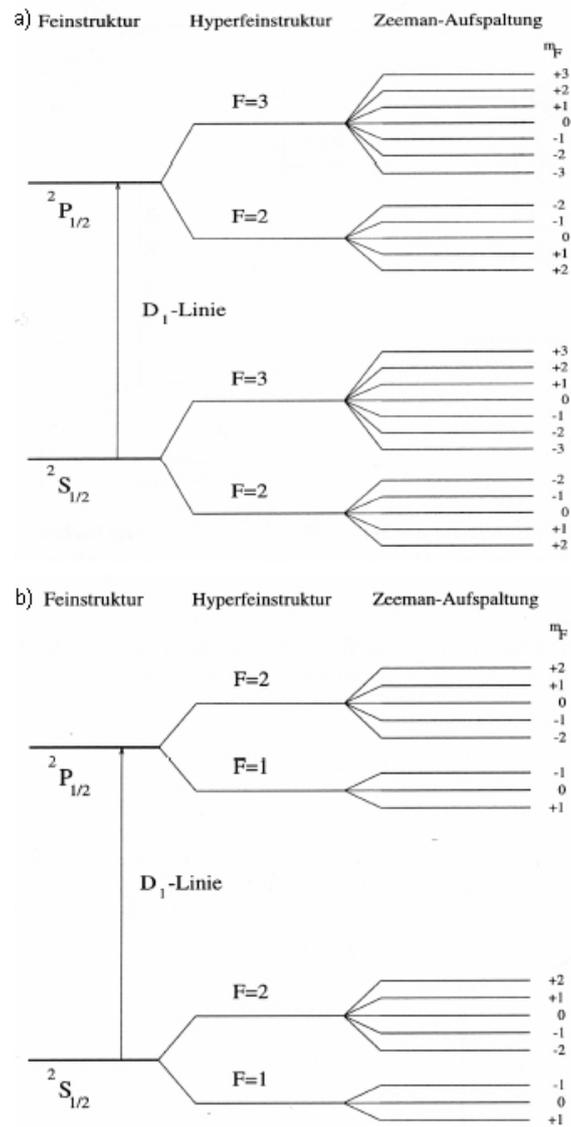


Abbildung 9: Zeeman-Ausplatzung der HFS bei  $^{85}\text{Rb}$  (a),  $^{87}\text{Rb}$  (b)

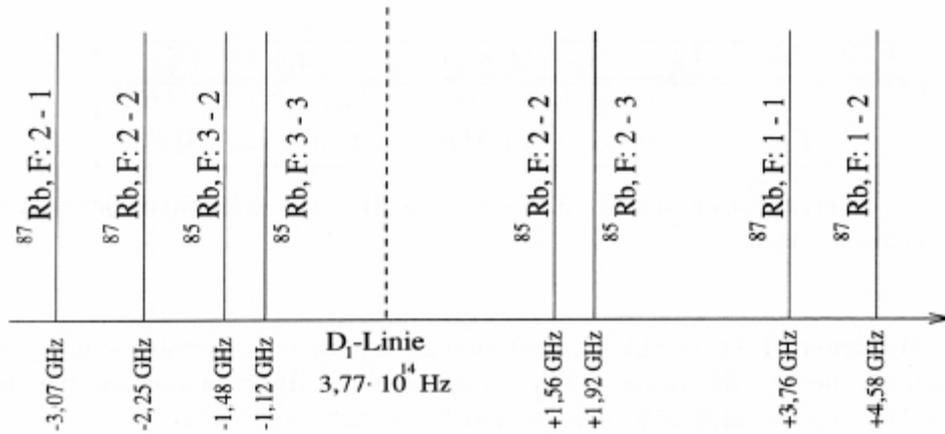
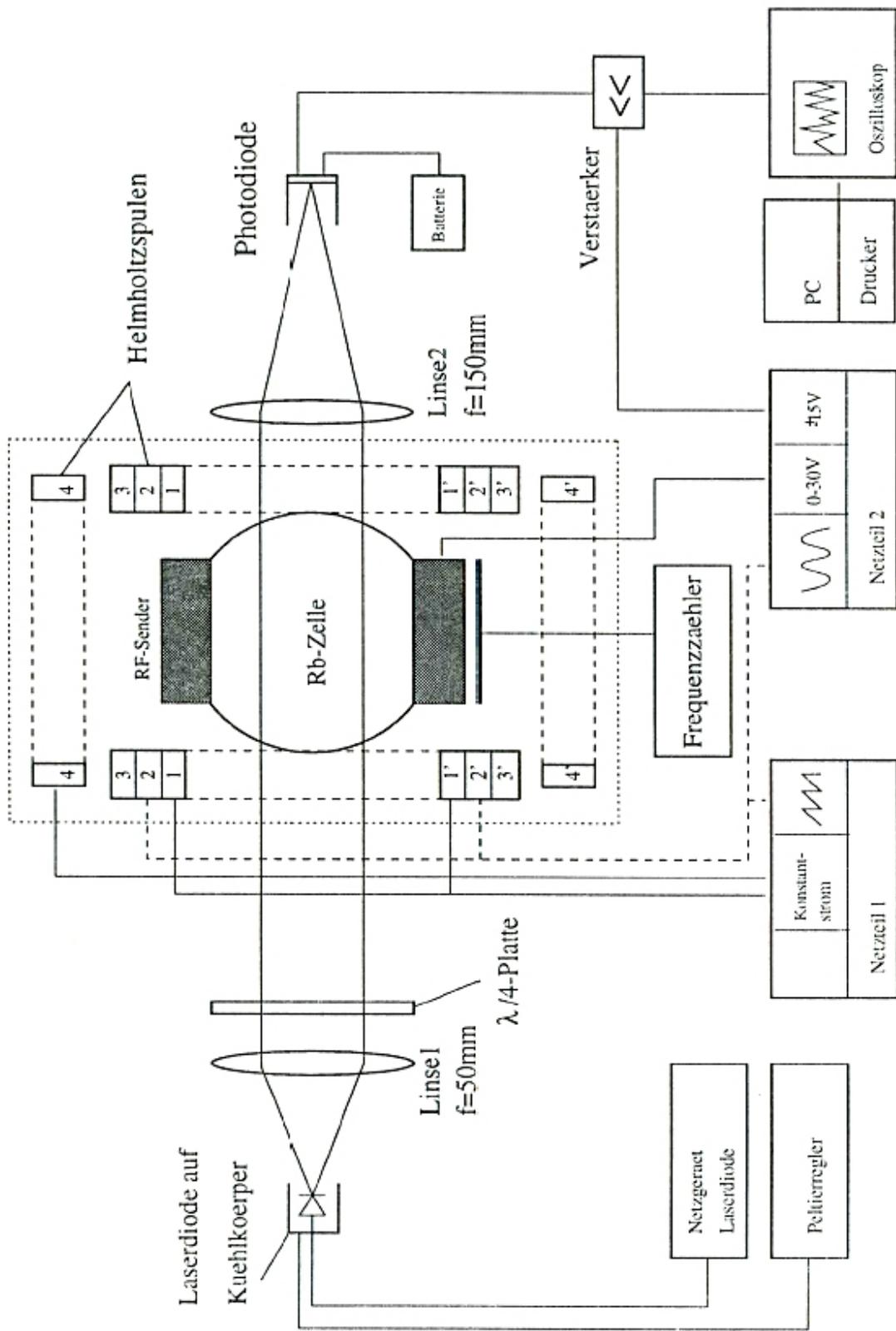


Abbildung 10: Übergangsreferenzen zwischen der HFS des Übergangs  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  beider *Rb*-Isotope relativ zur  $D_1$ -Linie

### 3 Aufbau und Durchführung

Zentrales Element des Aufbaus ist eine mit Rubidium gefüllte Gaszelle, welche im Zentrum verschiedener Helmholtzspulenpaare steht. Zudem ist eine Peltier-gekühlte Laserdiode installiert, welche als optische Pumpe für die sich in der Zelle befindenden Rubidium-Atome fungiert. Eine Linse sorgt dafür, dass das Licht der Laserdiode parallel in die Zelle einstrahlt, bevor es dann durch eine weitere Linse auf die Photodiode fokussiert wird. Auf diese Weise wird das transmittierte Licht gemessen, wobei das Signal der Photodiode an ein Oszilloskop übermittelt wird, um von dort aus mittels des Computers ausgewertet zu werden. Als weitere Einbauelemente für den Strahlengang stehen zudem noch ein Linearpolarisator, ein  $\lambda/4$ -Plättchen zur Zirkularpolarisierung, ein Elaton und diverse Neutralfilter, um eine etwaige Abschwächung des Laserlichts hervorrufen zu können, zur Verfügung. Zusätzlich kann über einen RF-Sender, welcher in der Nähe der Rb-Zelle positioniert ist, eine Radiofrequenzstrahlung in die Zelle eingestrahlt werden. Hierfür wird die genaue Frequenz über einen entsprechenden Zähler gemessen. Ausgehend von diesem Grundaufbau wird die Installation für die einzelnen Messungen und Versuchsabschnitte modifiziert.



18  
Abbildung 11: Versuchsaufbau

### 3.1 Laser- und Photodiodenkennlinie

Zu Beginn der Versuchsdurchführung wird zuerst jeweils eine Kennlinie des Laser sowie der Photodiode aufgenommen. Hierzu werden bis auf die Linsen alle weiteren Einbauelemente aus dem Strahlengang entfernt, auch die Rb-Zelle.

Für die Laserkennlinie verwendet man eine konstante Lasertemperatur und einen variablen Laserstrom. In Abhängigkeit zu diesen Stromeinstellungen misst man dann die Photodiodenspannung. Für die Photodiodenkennlinie lässt man hingegen sowohl die Lasertemperatur als auch den Laserstrom konstant. Man variiert nun mittels der verschiedenen Neutralfilter die Intensität des transmittierten und protokolliert diese wiederum anhand der Photodiodenspannung. Abschließend kann diese Messung noch einmal mit einem eingesetzten  $\lambda/4$ -Plättchen und den bei der Dehmelt-Relaxationszeitmessung verwendeten Neutralfiltern wiederholt werden.

### 3.2 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur

Für diese Messung wird die Rb-Zelle in den Strahlengang eingebaut und die Temperatur weiterhin konstant gehalten. Den Laserdiodenstrom moduliert man mit einer Dreiecksspannung, wobei der Konstantanteil so zu wählen ist, dass man das Absorptionsspektrum der Hyperfeinstruktur auf dem Oszilloskopbildschirm beobachten kann. Dieses kann dann wiederum mittels des Computers ausgewertet werden. Diese Messung wiederholt man mit unveränderten Einstellungen, wobei die Rb-Zelle im Strahlengang durch das Elaton ersetzt wird. Auf diese Weise lässt sich über die Auswertung des Bildes eine Frequenzzeichnung vornehmen.

### 3.3 Doppelresonanz

Auch hier wird die Temperatur weiterhin konstant gehalten, die Rubidium-Zelle befindet sich wiederum im Strahlengang. Nun wird zunächst das  $\lambda/4$ -Plättchen in den Strahlengang installiert, welches dafür sorgt, dass aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht erzeugt wird. Dieses ist zwingende Voraussetzung für das optische Zeeman-Pumpen, weshalb man die Polarisation mittels des Linearpolarisators nochmals prüfen sollte. Um die richtigen Einstellungen des Laserdiodenstroms zu finden moduliert man den Spulenstrom der zweiten Spule sägezahnförmig und mit großer Amplitude. Zusätzlich lässt man eine Radiofrequenz in die Rb-Zelle einstrahlen und hält diese bei konstanter Frequenz. Mittels dieser Voreinstellungen lassen sich nun durch Variation des Laserstroms zwei Werte finden, bei welchen Absorption auf dem Oszilloskop beobachtbar wird, einen für jedes der beiden Rubidiumisotope. Bei diesen Werten tritt also folglich optisches Zeeman-Pumpen auf, somit hat man die Einstellungen für den Laser in den folgenden Messungen gefunden.

Nachdem man den Vorlauf zur Einstellungsfindung abgeschlossen hat, lässt man durch die erste Spule einen konstanten Strom fließen, während der Spulenstrom von Spule zwei sinusförmig und mit kleinerer Amplitude moduliert wird. Die Frequenz des Radiosignals wird weiterhin wie zuvor konstant gehalten und in die Rb-Zelle eingestrahlt. Nun wählt

man den Strom an der ersten Spule so, dass die auf dem Oszilloskopbildschirm zu beobachtenden Absorptionssignale in äquidistanten Abständen auftreten. Dies belegt, dass die zur Radiofrequenz gehörige Resonanz allein dem Feld von Spule eins zuzuweisen ist, da sie offensichtlich gerade bei den Nulldurchgängen des an Spule zwei angelegten Sinus auftritt. Um zusätzlich den Einfluss des Erdmagnetfeldes zu kompensieren, kommt eine weitere Spule zum Einsatz. Die richtige Einstellung für den Kompensationsstrom lässt sich daraus bestimmen, bei welchem Wert die Resonanzabsorptionssignale gerade ihre maximale Amplitude erreichen. Diese Messungen wiederholt man zum einen nach einer Umpolung des Spulenstroms an Spule eins, sowie mit der weiteren in der Einstellungsfindung ermittelten Konfiguration für das optische Zeeman-Pumpen, zugehörig zum zweiten Rubidiumisotop. Die ermittelten Werte für den Spulenstrom lassen nun in der Auswertung Rückschlüsse auf den Betrag des Kernspins sowie der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes zu.

### 3.4 Spinpräzession

Hierfür wird zuerst die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes durch das Anlegen eines Spulenstroms an Spule eins kompensiert. Während das vertikale Erdmagnetfeld nicht kompensiert wird, schaltet man zusätzlich eine weitere kleine Spule geringer Intensität mit einer Frequenz von cirka 100 Hz ein und wieder aus. Erfolgt dieses Ausschalten in einer so kurzen Zeit, dass die Präzessionszeit der Rubidiumatome im Erdmagnetfeld unterboten wird, so ist es diesen nicht möglich der schnell wechselnden Polarisation des Magnetfeldes zu folgen, somit bleibt die Polarisation der Zusammensetzung stationär. Ohne zugeschaltetes Magnetfeld erfährt diese auf Grund des verbleibenden vertikalen Erdmagnetfeldes ein Drehmoment, welches eine Präzessionsbewegung um die Richtung dieses Vertikalfeldes hervorruft. Diese Spinpräzession lässt sich wiederum mit einem Oszilloskop beobachten, da der Polarisationsvektor ihr folgt und der Rubidiumdampf deshalb innerhalb eines jeden Umlaufs zwischen maximaler Absorption und maximaler Transparenz wechselt.

Durch einen zusätzlichen Strom an Spule vier lassen sich für die verschiedenen Rb-Isotope jeweils Aufnahmen für eine unterschiedliche Abschwächung des vertikalen Magnetfeldes kreieren.

### 3.5 Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt

Bei dieser ersten Messung der Relaxationszeit verwendet man die Methode der Magnetfeldinversion, wie sie von Dehmelt entwickelt wurde. Hierzu kompensieren wir zuerst mittels der vierten Spule und dem bereits in den vorherigen Versuchsteilen bestimmten Spulenstrom das vertikale Erdmagnetfeld. Des weiteren erzeugt man mit Hilfe einer kleineren Spule geringerer Induktivität (Spule fünf) sowie einem an diese angelegten Rechteckssignal ein magnetisches Wechselfeld.

Nun kann durch die Laserdiode sowie dem  $\lambda/4$ -Plättchen im Strahlengang ein resonantes, zirkular polarisiertes Lichtsignal in die Rb-Zelle eingestrahlt werden, so dass sich erneut das optische Zeeman-Pumpen einstellt. Hierzu wählt man für den Laser eine der zuvor für

die Isotope gefundenen Konfigurationen, bei denen Resonanz beobachtet werden konnte. Daraufhin stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den Pump- und den Relaxationsprozessen ein, bei dem die Rb-Atome vorwiegend im vorherrschenden Magnetfeld ausgerichtet sind. Wird das Magnetfeld wegen der geringen Intensität der Spule fünf schnell umgekehrt, so sind die meisten Atome nicht weiter im Magnetfeld gerichtet, wodurch wiederum ein verstärktes Pumpen ermöglicht wird. Dies lässt sich daran beobachten, dass die Intensität rasch abfällt. Das Pumpen jedoch führt daraufhin zu einer zunehmenden Polarisierung der Atome, weshalb es zu einer fortlaufenden Entvölkerung der pumpbaren Zeeman-Niveaus des Grundzustandes kommt. Somit nimmt die Intensität erneut zu und erreicht wieder den Gleichgewichtszustand. Diesen Verlauf kann man nun durch den Einbau verschiedener Neutralfilter in den Strahlengang für unterschiedliche Laserintensitäten aufnehmen. Die Qualität der Messungen lässt sich dadurch verbessern, dass man die Zelle vor Beginn erhitzt und während der Messung die Temperatur konstant hält.

### 3.6 Messung der Relaxationszeit nach Franzen

Bei der zweiten Messung der Relaxationszeit kommt die von Franzen entwickelte Methode zum Einsatz, die Messung im Dunkeln. Man unterbricht die Einstrahlung für eine kurze Zeitspanne, damit die gepumpte Materie zumindest teilweise relaxieren kann. Schaltet man anschließend das Licht wieder ein, so beginnt der Pumpvorgang von neuem, wobei der Intensitätsverlauf des transmittierten Lichts von der Länge der Dunkelphase abhängt. Durch die nachfolgende Analyse der aufgenommenen Signale für unterschiedliche Dunkelzeiten lassen sich Rückschlüsse auf die Relaxationszeit ziehen. Um die periodischen Ein- und Ausschaltvorgänge zu ermöglichen wird ein *Chopper* zum Einsatz gebracht. Dieser besteht aus einer Drehscheibe mit äquidistanten, gleichgroßen Aussparungen und kann in den Strahlengang eingebaut werden. Das vertikale Erdmagnetfeld wird wie schon in der vorangegangenen Messung durch einen Spulenstrom in Spule vier kompensiert und das optische Pumpen durch zirkular polarisierte  $\sigma^+$ -Strahlung ermöglicht, die wiederum durch das  $\lambda/4$ -Plättchen im Strahlengang erzeugt wird. Um die Messung erfolgreich durchzuführen und einen erkennbaren Anstieg nach der Dunkelphase zu erhalten, ist es notwendig die Zelle dauerhaft zu heizen und die Temperatur konstant hoch zu halten. Ein Anhaltspunkt ist hierbei die Amplitude, sie sollte bei den Messungen eine gleich bleibende Größe darstellen.

### 3.7 Optische Elemente

#### 3.7.1 Das $\lambda/4$ -Plättchen

Ein  $\lambda/4$ -Plättchen wird dazu verwendet aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen. Dies wird dadurch ermöglicht, dass es aus einem Material besteht, welches in x- und y-Richtung über unterschiedliche Brechungsindizes ( $n_1, n_3$ ) verfügt. Somit durchlaufen die verschiedenen, senkrecht aufeinanderstehenden Anteile der Welle das Plättchen mit verschiedenen Präzessionsgeschwindigkeiten, was nach Verlassen des

$\lambda/4$ -Plättchens zu einem Phasenunterschied der Anteile führt:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}d(n_3 - n_1) \quad (43)$$

Hier bezeichnet  $\lambda_0$  die Wellenlänge der durchlaufenden Welle und  $d$  die Dicke des Plättchens bezeichnet. Wird die Dicke gerade so gewählt, dass  $d \cdot (n_3 - n_1) = \frac{\lambda_0}{4}$ , also  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ , so ist die austretende Welle zirkular polarisiert. Allerdings ist zu beachten, dass dabei die Polarisationsachse in einem Winkel von  $45^\circ$  zu den Achsen des Plättchens zu stehen hat. Ist dies nicht der Fall, so erhält man elliptisch polarisiertes Licht.

### 3.7.2 Das Elaton

Ein Elaton besteht aus einer an Vorder- und Rückseite teilverspiegelten Glasplatte und macht sich das Prinzip der Vielstrahlinterferenz zunutze (s. Abb.). Der Lichtstrahl tritt hierbei durch die Rückseite der ersten verspiegelten Fläche in die Platte ein. An der zweiten verspiegelten Fläche wird der Lichtstrahl nun zum Teil hindurch gelassen und zum anderen Teil reflektiert. Auf Grund dieses Umstandes kommt es innerhalb des Elaton zu einer Interferenz des Strahlenbündels mit sich selbst. Ob diese Interferenz nun Konstruktiv oder destruktiv ist hängt von der Wellenlänge des Lichtes, dem Einfallswinkel sowie der Dicke  $d$  der platte ab.

### 3.7.3 Der Laser

Das Pumplicht wird in dem vorliegenden Versuch von einem Halbleiteraser (Hitachi HL 7801E) geliefert. Es handelt sich hierbei um eine GaAlAs Doppelhetero-Streifendiode, bei der durch die Einstellung der Temperatur (Peltierregler) sowie des Diodenstroms (Netzgerät) Frequenz und Leistung des abgestrahlten Lichts beeinflusst werden können. Sind diese Voreinstellungen abgeschlossen, so strahlt die Diode fast ihre gesamte Leistung in einem schmalen Frequenzband ab. Der Laserstrahl besteht aus linear polarisiertem Licht, welches aber auf Grund von Beugung an der abstrahlenden Fläche stark divergiert ( $14^\circ$  -  $30^\circ$ ).

Solche Halbleiterlaserdioden setzen sich meist aus mehreren Halbleiterschichten mit sogenannten p-n-Übergängen zusammen. Diese bestehen wiederum aus einem p-dotierten Akzeptor (Löcherüberschuss) sowie einem n-dotierten Donator (Elektronenüberschuss), welche miteinander in Kontakt gebracht werden. Die überschüssigen Elektronen, der n-Schicht diffundieren in die Löcher der p-Schicht, was zu einem elektrischen Feld führt, welches der beschriebenen Diffusion entgegenwirkt. Zusätzlich bewirkt es einen Potentialsprung und somit eine Spannung in der Übergangzone, was zu einer Verbiegung der Bandkanten des Valenz- und Leitungsbandes führt. Legt man nun eine zusätzliche Spannung in Durchlassrichtung an, so rekombinieren die Elektronen und Löcher in der p-n-Grenzschicht immer wieder aufs Neue. Die dabei freiwerdende Rekombinationsenergie wird in Form von Licht abgestrahlt, wobei die Fermienergien  $F_n$  und  $F_p$  der jeweilig dotierten Regionen gegeneinander verschoben sind. In einer schmalen Zone kommen sowohl Löcher als auch überschüssige Elektronen vor, wodurch ein Bereich der Besetzungsinversion gewährleistet ist und der Laserbetrieb somit ermöglicht wird, wobei die Endflächen

des Halbleiterkristalls als optischer Resonator fungieren. Da GaAs einen vergleichsweise hohen Brechungsindex von  $n=3,6$  besitzt, tritt bei planparallelen und polierten Grenzflächen am Halbleiterübergang ein Reflexionsanteil von ungefähr 32% auf.

## 4 Auswertung

### 4.1 Laserkennlinie

Um uns mit dem Laser vertraut zu machen, nahmen wir zunächst eine Laserkennlinie auf. Hierzu stellten wir eine konstante Temperatur von  $34,6^{\circ}\text{C}$  ein, variierten den Laserstrom zunächst in  $10\text{mA}$ -Schritten und lasen die Intensität am Oszilloskop ab. In relevanten Bereichen verringerten wir die Abstände dann auf  $1,5\text{mA}$ . Das Ergebnis äußert sich wie folgt:

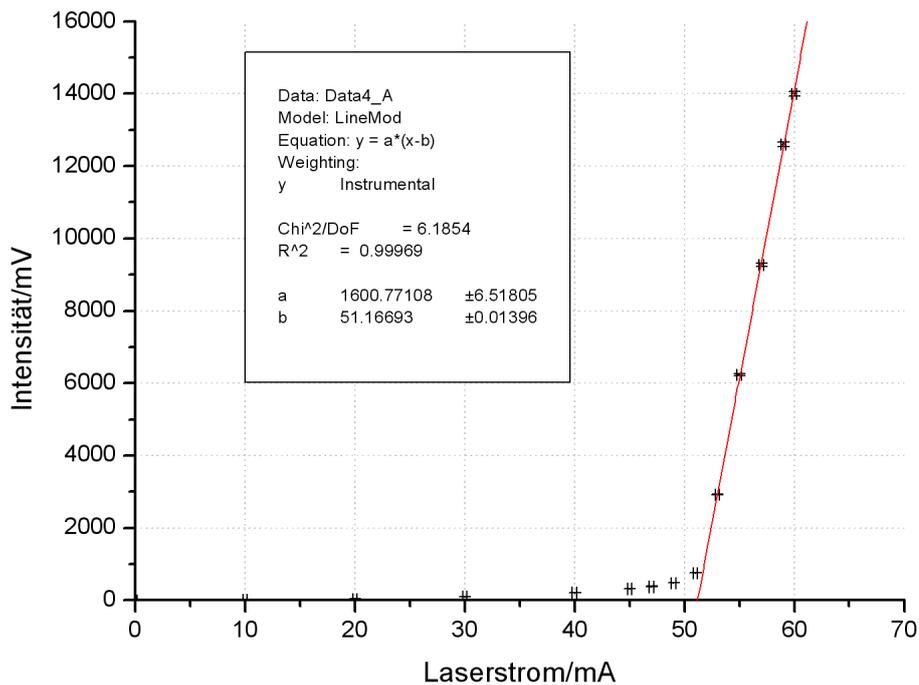


Abbildung 12: Laserkennlinie des Halbleiterlasers

Wie man erkennen kann steigt die Intensität ab einem Schwellenstrom von ca.  $52\text{mA}$  rasch linear an, was bedeutet, dass hier die Halbleiterdiode von der LED zur Laserdiode wird.

Anschließend nahmen wir noch weitere Kennlinien ab einem Laserstrom von  $53\text{mA}$  auf, wobei wir jeweils unterschiedliche Abschwächungsfilter in den Strahlengang einbrachten. Wir erhielten folgende weitere Kennlinien (siehe Abb. 13). Der lineare Zusammenhang

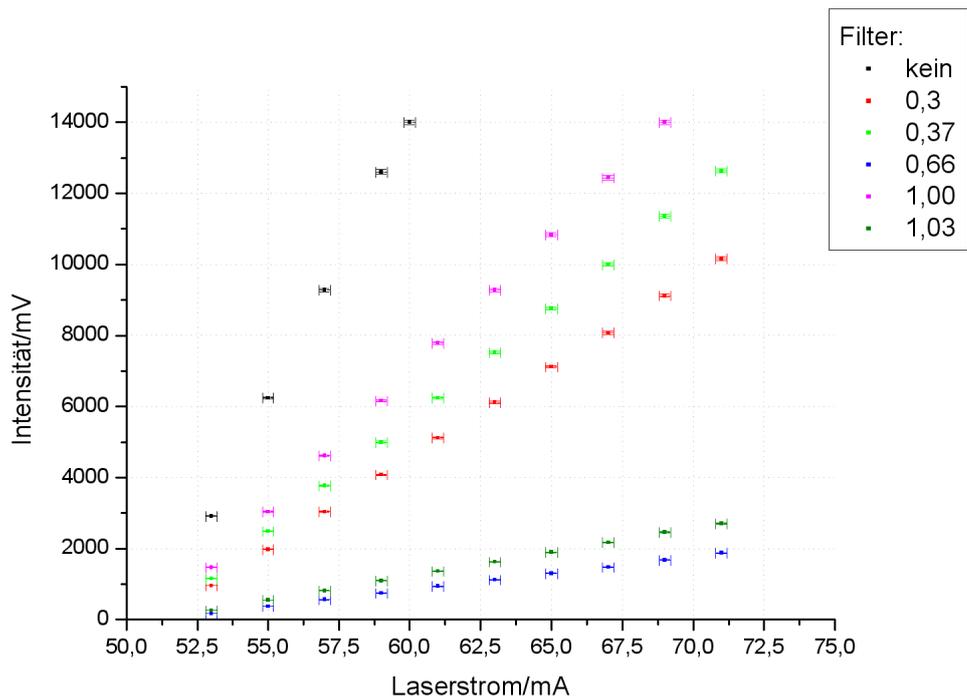


Abbildung 13: Abgeschwächte Laserkennlinien bei Filtern unterschiedlicher Stärke

zwischen Laserstrom und Intensität ermöglichte uns auch zusätzlich, die Intensität diverser Filter in Relation zur Intensität ohne Filter zu ermitteln, was wir in Abschnitt (4,5) noch benötigen werden:

Filter	rel. Intensität
(kein)	100 ± 0
1	49,18 ± 0,12
0,37	39,75 ± 0,09
0,3	32,21 ± 0,07
1,03	8,686 ± 0,019
0,66	5,935 ± 0,013

Zusätzlich konnten wir Modensprünge lokalisieren, um die Linearität der Laserkennlinie zu gewährleisten. Bei einer Temperatur von  $34,6^{\circ}\text{C}$  und einem Laserstrom von  $65\text{mA}$  traten solche auf. Daher achteten wir darauf, diese Bereiche in unseren weiteren Versuchsteilen zu meiden.

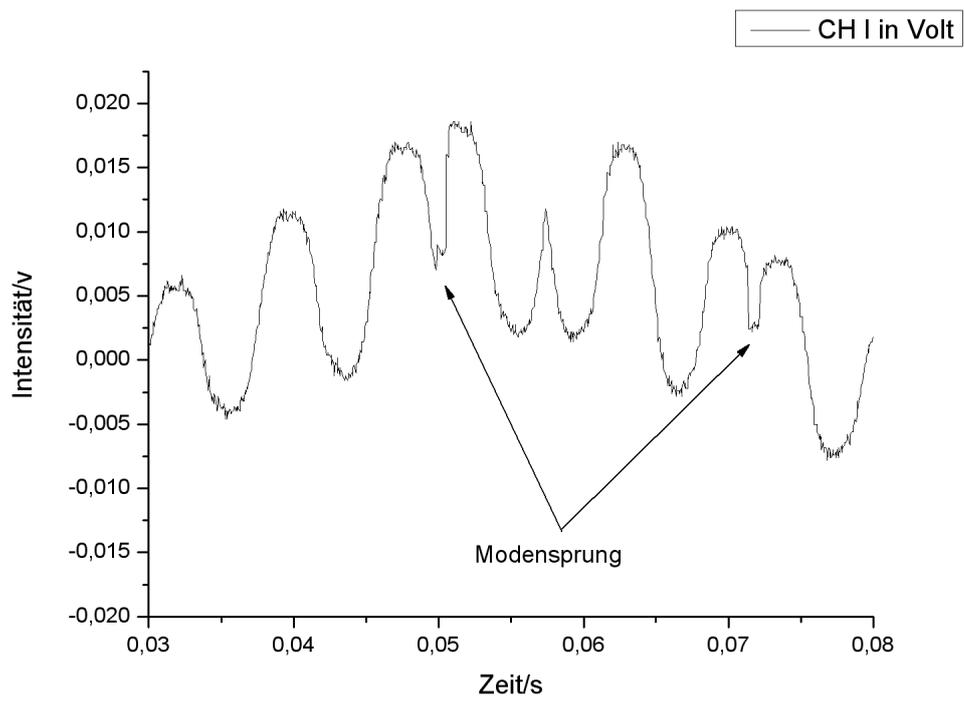


Abbildung 14: Modensprung bei 34,6°C und 65mA

## 4.2 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur

Im Vorlauf zu dieser Messung der Hyperfeinstruktur führten wir zuerst diverse Messreihen mit dem Elaton bei verschiedenen Peltiertemperaturen und variablen Laserströmen durch, um ein Gefühl für die Frequenzänderung des Lasers unter diesen Parametern zu erhalten. Wir wählten hierfür die Werte  $34,6^\circ\text{C}$  für das Peltierelement und variierten den Laserstrom von  $55\text{mA}$  bis  $65,5\text{mA}$  in Intervallen von  $1,5\text{mA}$ , wobei dieser von einer Dreiecksspannung überlagert wurde. Für den Abstand  $\Delta t$  zweier Maxima in Abhängigkeit von Temperatur und Laserstrom ergab sich folgendes Bild:

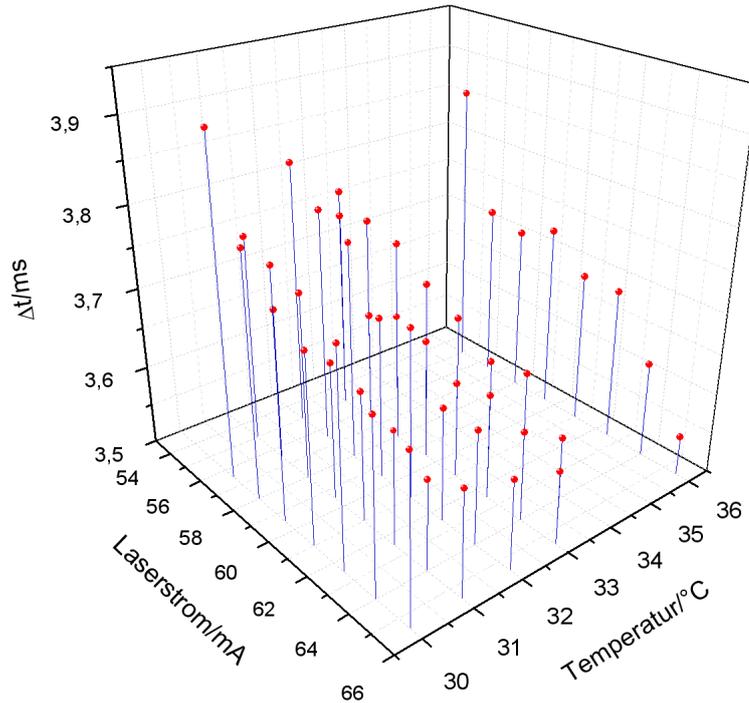


Abbildung 15:  $\Delta t$  in Abhängigkeit von Laserstrom und Temperatur

So erhielten durch die Interferenzerscheinungen des Elatons und die Literaturangabe des freien Spektralbereichs (FSR) einen Umrechnungsfaktor  $u$ , mit welchem wir auf dem Oszilloskop abgelesene Zeitdifferenzen in Frequenzabstände umrechnen konnten.

$$u = \frac{FSR}{\Delta t} \quad (44)$$

Nach Abschluss dieser Vorüberlegungen nahmen wir nun das Hyperfeinstrukturspektrum auf. Hierzu entfernten wir das Elaton und bauten die Rubidiumsphäre in den Strahlengang ein. Wie zuvor wurde der Laserstrom von einer Dreiecksspannung überlagert. Auf diese Weise war es uns möglich bei fester Temperatur ( $34,6^\circ\text{C}$ ) und passend eingestelltem

Laserstrom ( $50,5\text{mA}$ ) ein deutlich aufgelöstes Hyperfeinstrukturspektrum am Oszilloskop zu beobachten:

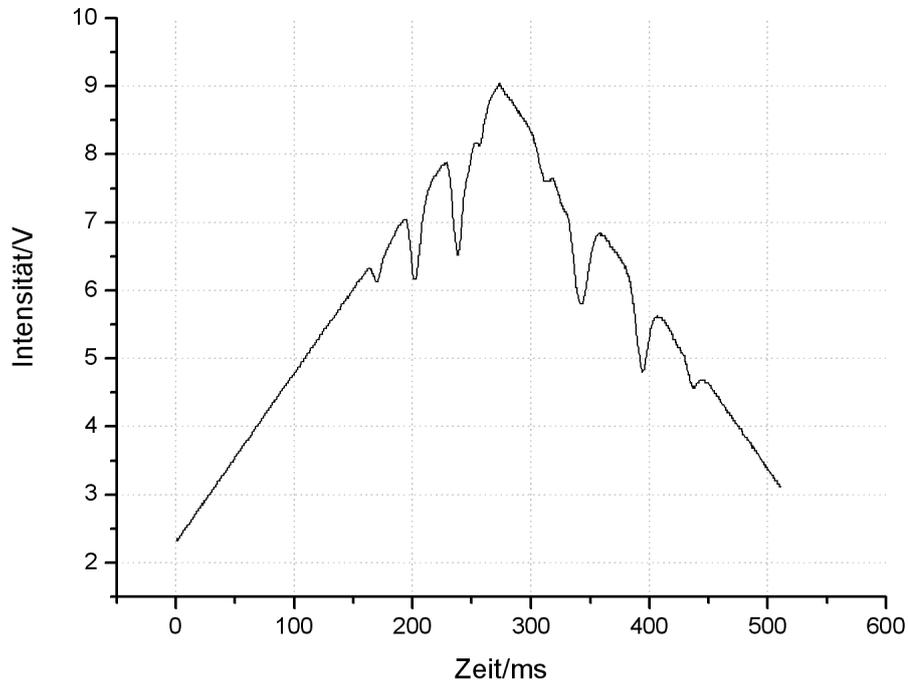


Abbildung 16: Absorbtionspeaks der HFS

Der Ursache dafür, dass wir kein zentralsymmetrisches Bild erhielten, wie wir eigentlich vermutet hatten, liegt wahrscheinlich in der angelegten Dreiecksspannung begraben. Jene war nämlich ebenfalls nicht ganz symmetrisch und könnte deshalb dieses Bild hervorrufen. Daher bauten wir nochmals das Etalon in den Strahlengang ein und erhielten wie erwartet auch hier ein asymmetrisches Bild (siehe Abb. 17). Somit entschieden wir uns,

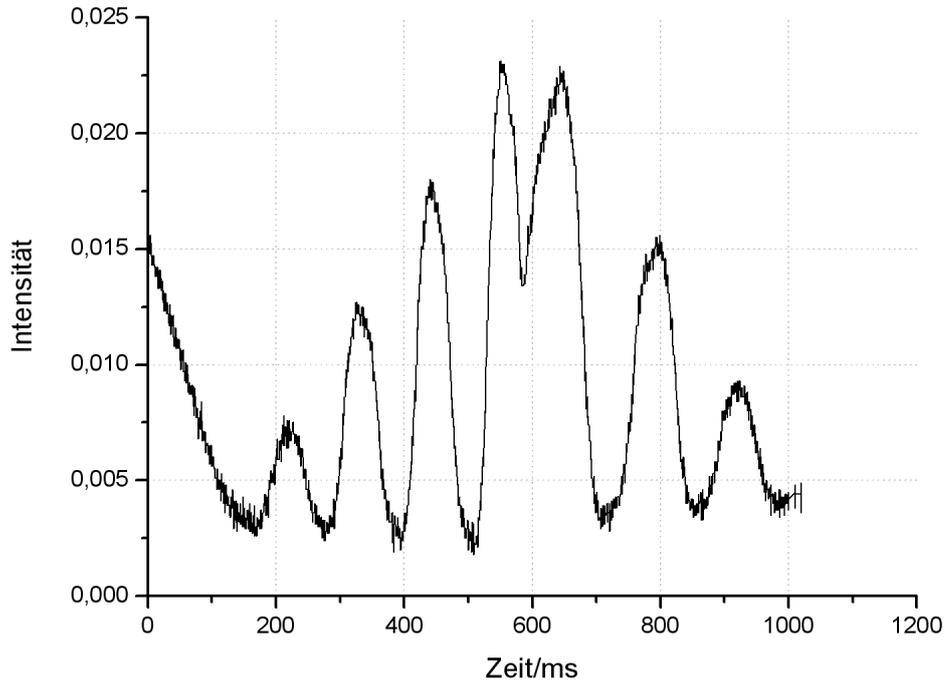


Abbildung 17: Frequenzeichung mittels Etalon

zwei Umrechnungsfaktoren zu verwenden, jeweils für ansteigende und abfallende Spannung (fortan als  $u_l$  und  $u_r$  bezwichnet). Wir erhielten also unter Verwendung von (44) folgende Umrechnungsfaktoren (deren Fehler sich über Gauß ergaben):

$$\begin{aligned} u_l &= 0,0855 \pm 0,0004 \text{ GHz/ms} \\ u_r &= 0,0641 \pm 0,0005 \text{ GHz/ms} \end{aligned}$$

Anschließend werteten wir das ausgelesene Hyperfeinstruktursignal aus, indem wir die Dreiecksüberlagerung abzogen, das Signal invertierten und die Zeitabstände wie oben beschrieben in Frequenzabstände umrechneten. Hierzu verwendeten wir Gaußfits, die wir mittels der Datenanalysesoftware *Origin* legten.

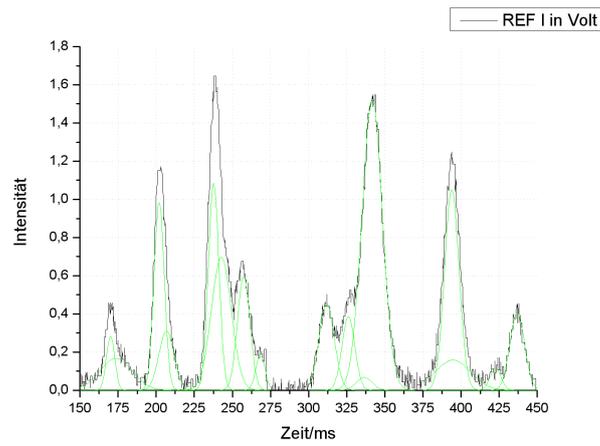


Abbildung 18: Das komplette HFS-Spektrum von *Rb*

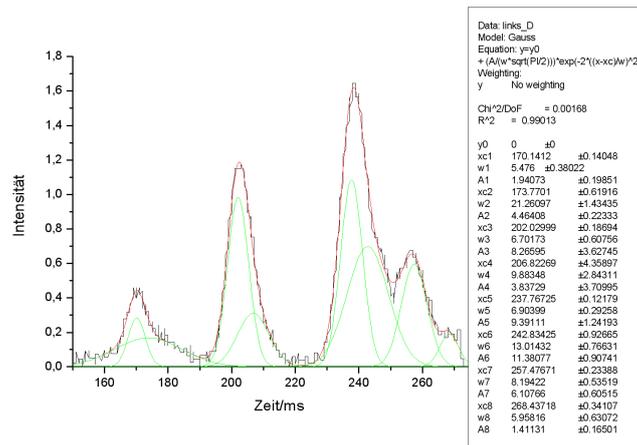


Abbildung 19: Vergrößerter linker Bereich des HFS-Spektrums

Wir erhielten folgende Ergebnisse:

Übergangslinien	$\Delta t/ms$	$\sigma_{\Delta t}/ms$	$\Delta\nu/GHz$	$\sigma_{\Delta\nu}/GHz$	$\Delta\nu_{theo}/GHz$
$^{87}Rb F : 2 - 1 \rightarrow ^{87}Rb F : 2 - 2$	14,2	0,5	0,91	0,03	0,82
$^{87}Rb F : 2 - 2 \rightarrow ^{85}Rb F : 3 - 2$	13,3	1,3	0,85	0,08	0,77
$^{85}Rb F : 3 - 2 \rightarrow ^{85}Rb F : 3 - 3$	5,8	1,7	0,37	0,11	0,36
$^{85}Rb F : 3 - 3 \rightarrow ^{85}Rb F : 2 - 2$	42	2	2,68	0,13	2,68
$^{85}Rb F : 2 - 2 \rightarrow ^{85}Rb F : 2 - 3$	6	3	0,38	0,18	0,36
$^{85}Rb F : 2 - 3 \rightarrow ^{87}Rb F : 1 - 1$	30	2	1,90	0,13	1,84
$^{87}Rb F : 1 - 1 \rightarrow ^{87}Rb F : 1 - 2$	14,2	0,4	0,91	0,03	0,82

Wie in der Theorie bereits erläutert, lässt sich nun die Hyperfeinkonstante eines Zustandes mittels der Formel

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

bestimmen, wobei  $\Delta\nu$  der eben ermittelte Frequenzabstand zweier benachbarten HFS-Niveaus ist und F die Quantenzahl des unteren der beiden Niveaus. Der Fehler von A errechnet sich mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma_A = \left| A \frac{\sigma_{\Delta\nu}}{\Delta\nu} \right|$$

Dies führt zu folgenden Ergebnissen:

Übergang	$\Delta\nu/GHz$	$\sigma_{\Delta\nu}/GHz$		$A/\mu eV$	$\sigma_A/\mu eV$	$A_{lit}/\mu eV$
$^{87}Rb F : 1 - 2 \rightarrow ^{87}Rb F : 2 - 2$	8,0	0,3		16,5	0,6	
$^{87}Rb F : 2 - 1 \rightarrow ^{87}Rb F : 1 - 1$	7,1	0,3		14,7	0,6	
			Mittel	15,6	0,4	14,1
$^{87}Rb F : 1 - 2 \rightarrow ^{87}Rb F : 1 - 1$	0,91	0,03		1,88	0,06	
$^{87}Rb F : 2 - 1 \rightarrow ^{87}Rb F : 2 - 2$	0,91	0,03		1,88	0,06	
			Mittel	1,88	0,04	1,692
$^{85}Rb F : 2 - 3 \rightarrow ^{85}Rb F : 3 - 3$	3,1	0,2		4,2	0,3	
$^{85}Rb F : 3 - 2 \rightarrow ^{85}Rb F : 2 - 2$	3,05	0,17		4,2	0,2	
			Mittel	4,21	0,19	4,185
$^{85}Rb F : 2 - 3 \rightarrow ^{85}Rb F : 2 - 2$	0,38	0,18		0,5	0,2	
$^{85}Rb F : 3 - 2 \rightarrow ^{85}Rb F : 3 - 3$	0,37	0,11		0,51	0,15	
			Mittel	0,51	0,13	0,499

### 4.3 Doppelresonanz

Um die horizontale und die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes sowie den Kernspin von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  zu bestimmen verwendeten wir die Methode der *Doppelresonanz*. Hierzu wird zum einen durch das  $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisierte Laserlicht in die Rubidiumzelle geschickt, zum anderen werden durch einen Radiosender, der sich direkt an der Zelle befindet, Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur ermöglicht (daher der Begriff *Doppelresonanz*). Unter Verwendung von Formel (27) entsteht somit Resonanz für

$$\Delta E_B^{HFS} = h\nu = \frac{\mu_B B}{\left(I + \frac{1}{2}\right)}$$

Um nun das entsprechende  $B$ -Feld zu finden, bedient man sich einer Methode, die auch im FPI-Versuch *Kernspin* ihre Anwendung fand: Man überlagert ein konstantes Magnetfeld  $B_0$ , in unserem Fall durch eine stromdurchflossene Spule erzeugt, mit einem magnetischen Wechselfeld, welches wir ebenfalls durch eine weitere Spule erzeugen, die in die gleiche Richtung wie die erste Spule ausgerichtet ist und mit einer sinusförmigen Spannung versorgt wird. Durch den Radiosender wird periodisch wieder eine Gleichverteilung der Zustände erwirkt, was bedeutet, dass wieder verstärkt gepumpt werden kann und die Transparenz der Zelle sinkt, was sich auf dem Oszilloskop durch Absorptionspeaks äußert:

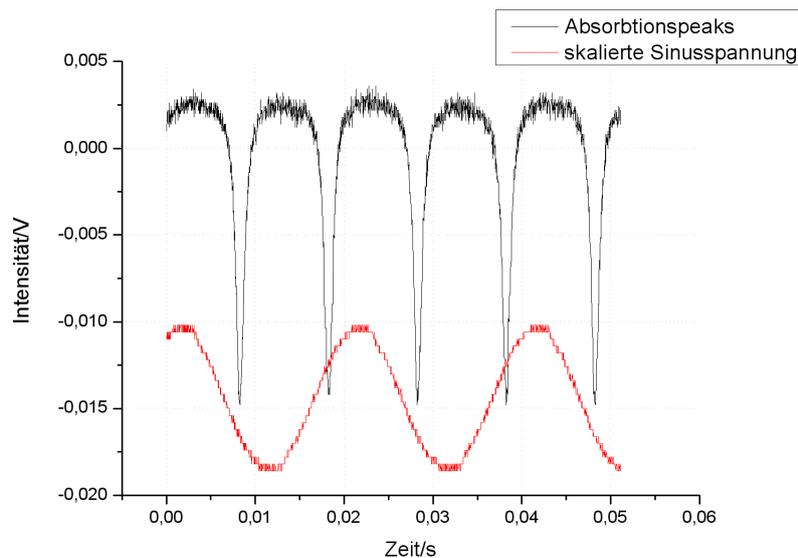


Abbildung 20: Äquidistante Absorptionspeaks bei Doppelresonanz. Man beachte, dass der Abstand der Peaks genau dem Abstand der Nulldurchgänge der angelegten Sinusspannung entspricht. Da die Amplitude des Sinus wurde zur besseren Darstellung auf  $1/30$  des tatsächlichen Wertes skaliert.

Nun variiert man  $B_0$  so lange, bis die Absorptionspeaks äquidistant auftreten, genau dann nimmt die Summe von  $B_0$  und dem magnetischen Wechselfeld den Wert  $B_0$  an, wenn das Wechselfeld einen Nulldurchgang hat.

Um das Erdmagnetfeld  $B_{hor}$  zu ermitteln, wird nun der Strom durch die Spule, die  $B_0$  erzeugt umgepolt und erneut so lange variiert, bis wieder äquidistante Peaks auftreten. Die Differenz beider Magnetfelder entspricht genau dem doppelten Wert des horizontalen Magnetfeldes:

$$B_{Spule} + B_{hor} - (B_{Spule} + B_{hor}) = 2B_{hor}$$

Gemäß Formel (27) lässt man somit auch den Kernspin ermitteln:

$$I = \frac{\mu_B B}{h\nu} - \frac{1}{2} \quad (45)$$

Um die vertikale Komponente des Magnetfeldes zu ermitteln variiert man ein vertikal um die Rubidiumsphäre angelegtes Magnetfeld so lange, bis die Absorptionspeaks maximal werden, genau dann sind die Atome in horizontale Richtung ausgerichtet. In unserem Versuch wurde das vertikale Magnetfeld durch Spule 4 erzeugt, das Absorptionsmaximum trat bei einem Spulenstrom von  $(69 \pm 1) mA$  auf. Gemäß des vorgegebenen Umrechnungsfaktors von  $B/I = (4,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} T/A$  erhielten wir so für das vertikale Erdmagnetfeld:

$$B_{vert} = (32,8 \pm 0,5) \mu T$$

Für unterschiedliche Radiofrequenzen  $\nu$  ermittelten wir auf diese Weise zum einen  $B_{hor}$ , indem wir die Magnetfelder unterschiedlicher Polungen wie bereits angesprochen voneinander subtrahierten und dann durch 2 teilten, sowie den Kernspin, indem wir von dem bereits angelegten Magnetfeld  $B_{hor}$  abzogen (bzw. je nach Polung dazuaddierten) und entsprechend (45) den Kernspin ausrechneten (die Werte für das Magnetfeld ergeben sich durch den in der Versuchsanleitung angegebenen Umrechnungsfaktor von  $B/I = (4,99 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} T$ ):

<sup>85</sup>Rb:

Polung	$\nu/kHz$	$I/A$	$B/\mu T$	$(B \pm B_{hor})/\mu T$	$I/\hbar$
+	1021±1	0,256±0,002	205±2	218±2	2,48±0,02
-	1021±1	0,289±0,002	231±2	218±2	2,48±0,02
+	1100±1	0,277±0,002	212±2	235±2	2,48±0,02
-	1100±1	0,310±0,002	248±2	235±2	2,48±0,02
+	1252±1	0,314±0,002	251±2	267±2	2,48±0,02
-	1252±1	0,354±0,002	283±2	267±2	2,48±0,02
+	1175±1	0,297±0,002	237±2	251±2	2,49±0,02
-	1175±1	0,332±0,002	265±2	251±2	2,49±0,02
+	886±1	0,219±0,002	175±2	188±2	2,47±0,03
-	886±1	0,252±0,002	201±2	188±2	2,47±0,03

$^{87}\text{Rb}$ :

Polung	$\nu/kHz$	$I/A$	$B/\mu T$	$(B \pm B_{hor})/\mu T$	$I/\hbar$
+	$1021 \pm 1$	$0,163 \pm 0,002$	$130 \pm 2$	$145 \pm 2$	$1,49 \pm 0,02$
-	$1021 \pm 1$	$0,200 \pm 0,002$	$160 \pm 2$	$145 \pm 2$	$1,49 \pm 0,02$
+	$1100 \pm 1$	$0,178 \pm 0,002$	$142 \pm 2$	$165 \pm 2$	$1,49 \pm 0,02$
-	$1100 \pm 1$	$0,213 \pm 0,002$	$170 \pm 2$	$156 \pm 2$	$1,49 \pm 0,02$
+	$1252 \pm 1$	$0,202 \pm 0,002$	$161 \pm 2$	$177 \pm 2$	$1,48 \pm 0,02$
-	$1252 \pm 1$	$0,241 \pm 0,002$	$193 \pm 2$	$177 \pm 2$	$1,48 \pm 0,02$
+	$1075 \pm 1$	$0,192 \pm 0,002$	$153 \pm 2$	$167 \pm 2$	$1,49 \pm 0,02$
-	$1075 \pm 1$	$0,226 \pm 0,002$	$181 \pm 2$	$167 \pm 2$	$1,49 \pm 0,02$
+	$868 \pm 1$	$0,140 \pm 0,002$	$112 \pm 2$	$127 \pm 2$	$1,50 \pm 0,02$
-	$868 \pm 1$	$0,177 \pm 0,002$	$141 \pm 2$	$127 \pm 2$	$1,50 \pm 0,02$

Wie man sieht, sind alle Werte für die Spins etwas kleiner als der entsprechend erwartete halbzahlige Literaturwert des jeweiligen Isotopes. Als Ursache hierfür kann nur ein systematischer Fehler vermutet werden. Nichtsdestotrotz erhält man für das gewichtete Mittel des horizontalen Erdmagnetfeldes:

$$B_{hor} = (14,2 \pm 0,4)\mu T$$

Sowie für die Spins:

$$^{87}\text{Rb} : I = (1,487 \pm 0,006)\hbar$$

$$^{85}\text{Rb} : I = (2,485 \pm 0,007)\hbar$$

Aufgrund des eben angesprochenen systematischen Fehlers liegen die Werte etwas unterhalb der halbzahligen Literaturwerte, und obwohl die Einzelmessungen jeweils innerhalb ihrer Fehler das erwartete Ergebnis lieferten, ist der Fehler des gewichteten Mittels zu klein um den Literaturwert mit einzuschließen. Jedoch reichen jeweils drei Standardabweichungen aus, um wieder mit der Theorie in Einklang zu kommen.

#### 4.4 Spinpräzession

Neben der im vorherigen Versuchsteil verwendeten Methode gibt es noch eine weitere Möglichkeit, das vertikale Magnetfeld der Erde zu bestimmen, hierzu nutzen wir die *Spinpräzession* aus. Dafür wird zunächst die horizontale Komponente des Erdmagnetfeldes kompensiert, indem wir das in 4.3 ermittelte horizontale Magnetfeld von  $14,2 \mu T$  anlegen. Danach wird ein horizontal ausgerichtetes magnetisches Wechselfeld mittels einer Rechteckspannung angelegt. Ist die Frequenz dieses Wechselfeldes höher als die Präzessionsfrequenz der *Rb*-Atome, so kann sich die Polarisation der Zusammensetzung nicht schnell genug ändern und erfährt aufgrund des übriggebliebenen vertikalen (Erd-)Magnetfeldes ein Drehmoment, welches zu einer Präzession um die vertikale Erdmagnetfeldachse mit der Kreisfrequenz

$$\omega = \frac{gF\mu_B}{h} B_{vert} \quad (46)$$

führt. Innerhalb dieser Präzessionsbewegung wechselt Das Signal zwischen maximaler und minimaler Absorbtion periodisch mit eben jener Frequenz, was zu folgendem Oszilloskopbild führt:

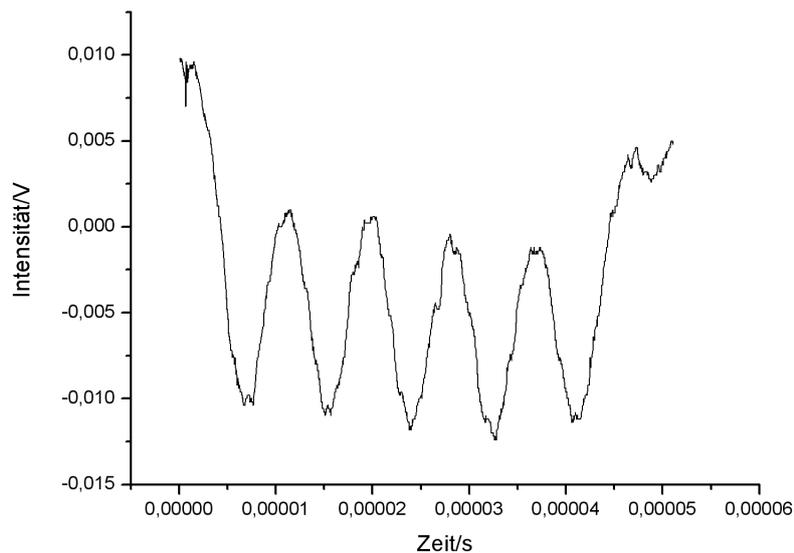


Abbildung 21: Spinpräzession bei  $I_{Spule1} = 121mA$

Somit lässt sich durch Ablesen der Zeitabstände der Maxima  $\Delta t$ , geteilt durch die Anzahl der Perioden  $n$  genau die Frequenz  $\omega$  und somit auch  $B_{vert}$  ermitteln:

$I/mA$	$\Delta t/\mu s$	Perioden	$(\Delta t/n)/\mu s$	$(\omega/2\pi)/MHz$
$0\pm 2$	$30,0\pm 0,5$	5	$6,00\pm 0,10$	$0,167\pm 0,003$
$12\pm 2$	$28,4\pm 0,5$	4	$7,10\pm 0,13$	$0,141\pm 0,002$
$21\pm 2$	$25,4\pm 0,5$	3	$8,48\pm 0,17$	$0,118\pm 0,002$
$31\pm 2$	$21,1\pm 0,5$	2	$10,5\pm 0,3$	$0,095\pm 0,002$
$42\pm 2$	$14,2\pm 0,5$	1	$14,2\pm 0,5$	$0,070\pm 0,002$
$53\pm 2$	$20,2\pm 0,5$	1	$20,2\pm 0,5$	$0,050\pm 0,001$
$90\pm 2$	$21,6\pm 0,5$	1	$21,6\pm 0,5$	$0,046\pm 0,001$
$101\pm 2$	$13,6\pm 0,5$	1	$13,6\pm 0,5$	$0,074\pm 0,003$
$111\pm 2$	$20,9\pm 0,5$	2	$10,5\pm 0,3$	$0,096\pm 0,002$
$121\pm 2$	$25,9\pm 0,5$	3	$8,63\pm 0,17$	$0,116\pm 0,002$
$132\pm 2$	$28,3\pm 0,5$	4	$7,08\pm 0,13$	$0,141\pm 0,002$
$143\pm 2$	$29,7\pm 0,5$	5	$5,95\pm 0,10$	$0,168\pm 0,003$
$154\pm 2$	$31,0\pm 0,5$	6	$5,16\pm 0,08$	$0,194\pm 0,003$

Diese Daten trugen wir nun auf und fitteten mittels der Funktion

$$f(x) = A \cdot |x - x_c|$$

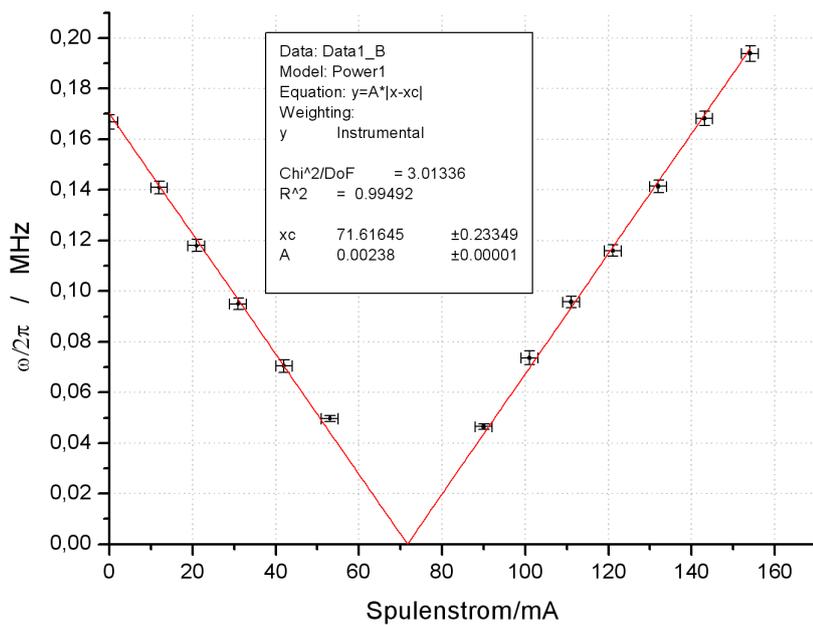


Abbildung 22: Fit der Daten zur Spinpräzession

Nun gibt es drei Möglichkeiten,  $B_{vert}$  zu ermitteln:

1. Der Punkt, an dem die Fitfunktion die x-Achse berührt ( $x_c$ ) entspricht genau dem Spulenstrom, der nötig ist, um das Erdmagnetfeld zu kompensieren, somit lässt sich mittels des Umrechnungsfaktors  $B/I = (4,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} T/A$  das vertikale Erdmagnetfeld zu

$$B_{vert_1} = 34,1 \pm 0,7 \mu T$$

ermitteln

2. Die andere Möglichkeit besteht darin, über den y-Achsenabschnitt der Fitfunktion  $\omega$  zu interpolieren und somit mittels Formel (46) ebenfalls das Magnetfeld zu bestimmen, dies führt zu einem Wert von

$$B_{vert_2} = 38,3 \pm 0,2 \mu T$$

Da hierbei das Produkt  $A \cdot x_c$  verwendet wurde und  $A$  und  $x_c$  korreliert sind, berechnet sich der Fehler hierbei über

$$\sigma_{B_{vert_2}} = B_{vert_2} \cdot \sqrt{\frac{\sigma_a^2}{a^2} + \frac{\sigma_b^2}{b^2} + 2cov(a, b)}$$

mit folgender Kovarianzmatrix:

$$C = \begin{pmatrix} 0,05452 & 2,5 \cdot 10^{-7} \\ 2,5 \cdot 10^{-7} & 1,82 \cdot 10^{-10} \end{pmatrix}$$

3. Man ermittelt über die  $\omega$  und den bekannten Spulenströmen die einzelnen Magnetfelder und errechnet das gewichtete Mittel, dies ergibt:

$$B_{vert_3} = 33,7 \pm 0,5 \mu T$$

Von den vier von uns bestimmten Werten für das vertikale Magnetfeld stimmen drei untereinander sowie im Bezug auf das in der Staatsexamensarbeit per Hallsonde gemessene Magnetfeld von  $B_{vert_s} = (33,7 \pm 0,1) \mu T$  innerhalb von maximal zwei Standardabweichungen überein. Einzig der Wert von  $B_{vert_2}$  weist eine deutliche Abweichung auf. Wir empfehlen deshalb diese Berechnung zugunsten des dritten Verfahrens zu vernachlässigen, da in diesem  $B_{vert_2}$  ebenfalls berücksichtigt wird, man aber durch gewichtete Mittelung aller Messpunkte statistisch eine höhere Genauigkeit erlangt.

## 4.5 Relaxationszeit

Die abschließenden Messungen dienen zur Bestimmung der Relaxationszeit von Rubidium. Die Relaxation findet ständig statt, auch während den Pumpvorgängen. Dies führt unter anderem zum exponentiellen Verlauf der Sättigung des gepumpten Niveaus. Unterbricht man den Pumpvorgang, so führen die Relaxationsprozesse zu einem erneuten Einstellen der Gleichgewichtsverteilung. Man beobachtet im vorliegenden Versuch den Rückgang der Polarisierung anhand zweier Verfahren.

### 4.5.1 Verfahren nach Dehmelt

Die Methode nach Dehmelt beruht auf der Umpolung des Magnetfeldes, welches zur Aufspaltung der Energieniveaus in der Hyperfeinstruktur führt. Dieses Umpolen ermöglicht ein erneutes Pumpen, das  $\sigma^+$ -Licht wird wieder absorbiert und somit kann dieser Prozess anhand der Intensität über die Photodiode am Oszilloskop beobachtet werden. Die Überlagerung von Pump- und Relaxationsvorgängen ergibt für die Intensitätsbeobachtung  $I(t) \sim \exp(-\frac{t}{\tau})$ , wie es bereits im zugehörigen Theorieteil diskutiert wurde:

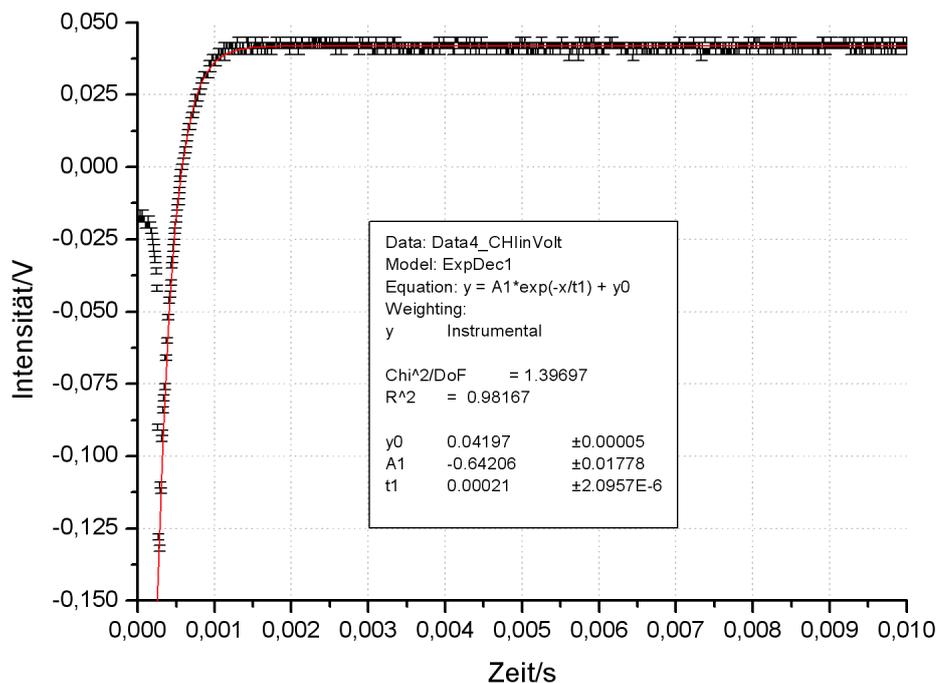


Abbildung 23: Relaxation nach Dehmelt ohne Filter

Man liest die Zeitkonstante  $\tau$  abhängig von der Intensität ab, welche man anhand der

im ersten Aufgabenteil vermessen Filter variiert. Trägt man nun die Zeitkonstanten gegen ihre relativen prozentualen Intensitäten auf und extrapoliert den Wert für  $I = 0$ , so erhält man daraus die Relaxationszeit für die vorliegende Rubidiumzusammensetzung.

### Messung

Zur Kompensation des Erdmagnetfeldes legten wir konstante Ströme an die Spulen 1 ( $I_{S_1} = (16 \pm 1) \text{mA}$  (vertikal)) sowie 4 ( $I_{S_4} = (69 \pm 1) \text{mA}$  (horizontal)) an. Über die Quelle legten wir nur an die Spule 5 ( $n = 5$  Windungen) eine Rechteckspannung mit der Frequenz  $\nu = (50,0 \pm 1,0) \text{Hz}$  an, somit wurde die Polung alle zehn Sekunden geändert. Wir erhielten folgende Ergebnisse:

Intensität/%	Fehler/%punkte	$\tau/\text{s}$	$\sigma_\tau/\text{s}$	$1/\tau / 1/\text{s}$	$\sigma_{1/\tau} / 1/\text{s}$
100	0	0,000210	0,000002	4762	48
49,18	0,12	0,0004400	0,0000015	2273	8
39,75	0,09	0,00049	0,00002	2041	83
32,21	0,07	0,000620	0,000006	1613	15
8,686	0,019	0,00173	0,00004	578	13
5,935	0,013	0,00230	0,00002	435	4

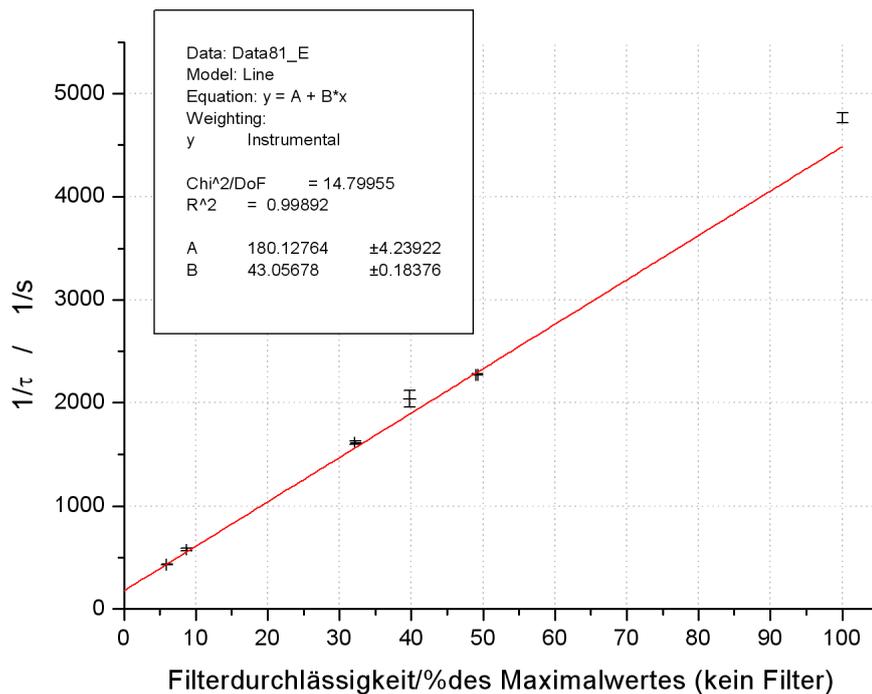


Abbildung 24:  $1/\tau$  in Abhängigkeit der Intensität

Das Inverse des Achsenabschnitts lieferte für diese Messanordnung eine Relaxationszeit von

$$T_{R_{Dehmelt}} = (5,55 \pm 0,13)ms$$

in guter Übereinstimmung mit dem Theoriewert von  $5,7ms$ .

#### 4.5.2 Verfahren nach Franzen

In diesem Verfahren wird der zum Pumpen benötigte Laserstrahl mithilfe eines Choppers periodisch unterbrochen, so dass das Rubidium während der Dunkelzeit durch die entsprechenden Prozesse eigenständig relaxiert (Kapitel 2.3). Mittels der Chopperfrequenz wird die Dunkelzeit variiert und anhand des Einsetzens der Exponentialfunktion für die Intensität  $I_{start}$  bei wiedereinsetzendem Pumpvorgang wird die Relaxationskurve des Rubidiums interpoliert. Um die Messdaten der Auslesesoftware für das Oszilloskop

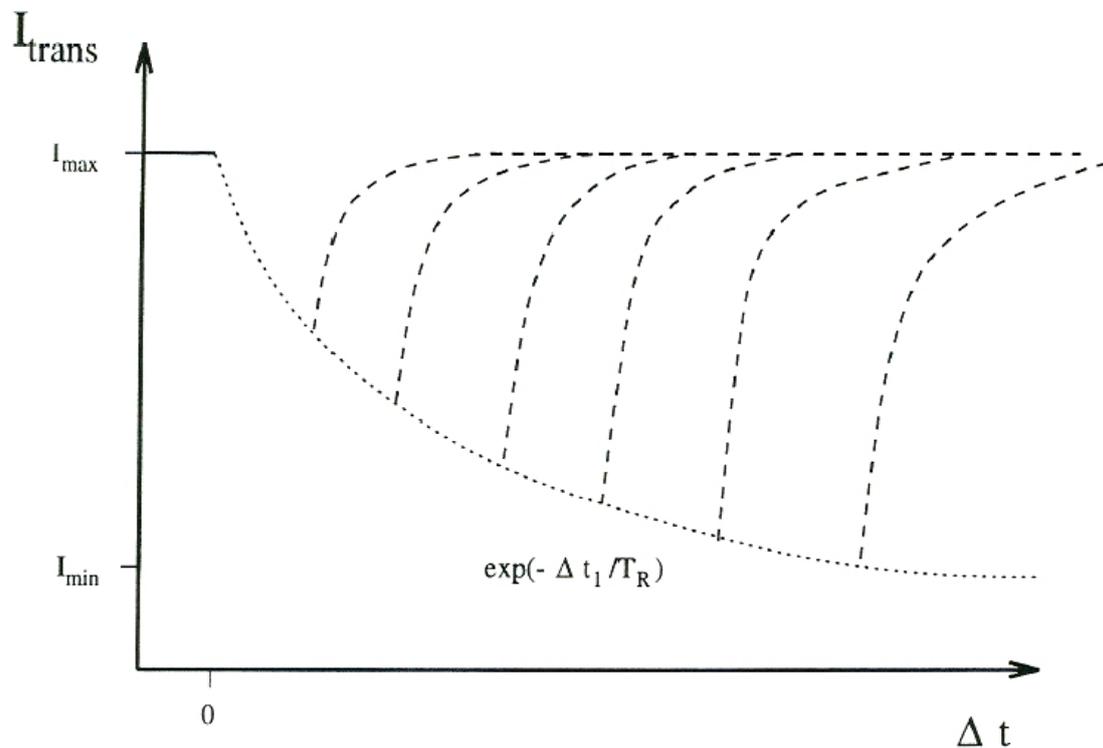


Abbildung 25: theoretische Überlagerung der Intensitätsverläufe

zueinander in Bezug zu bringen, geben wir die Intensität relativ zur Maximalintensität an. Diese bestimmen wir wiederum so, dass wir die Minimalintensität durch einen Offset als null wählen.

Die allgemeine Formel

$$I(t) = I_{min} + (I_{max} - I_{min}) \cdot \exp\left(-\frac{t}{T_R}\right) \quad (47)$$

vereinfacht sich somit wegen  $I_{rel}(t) = \frac{I(t)}{I_{max}}$  und  $I_{min} = 0$  zu

$$I_{rel}(t) = \exp\left(-\frac{t}{T_R}\right) \quad (48)$$

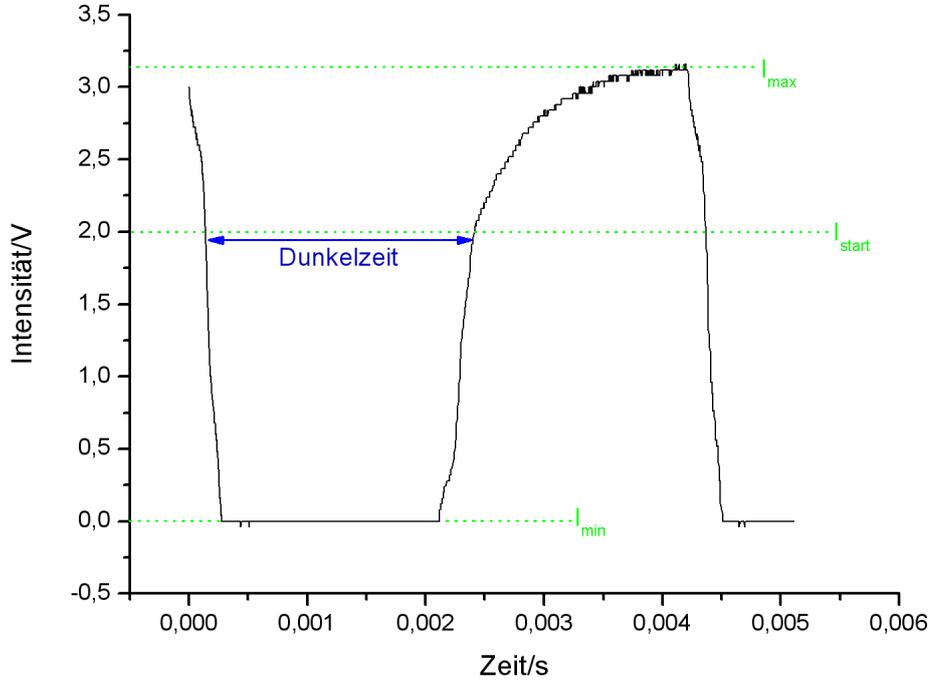


Abbildung 26: Intensitätsverlauf bei einer Dunkelzeit von 2,41s

Um die exponentiell abfallende Kurve in allen Abschnitten mit Messdaten abzudecken, wählten wir die Chopperspannungen entsprechend den Dunkelzeiten. Im Gegensatz hätte ein Überstreichen des Spannungsbereichs für den Chopper in äquidistanten Schritten zu einer unerwünschten Konzentration der Messwerte im niedrigen Dunkelzeitbereich von zwei bis drei Millisekunden geführt. Der Laser wurde während der Messung mit einem Strom von  $60,0mA$  und einer Temperatur von  $34,6^{\circ}C$  betrieben. Auf die Intensitäten wählten wir einen Fehler von  $s_I = 0,04V$  aus der Fehlerfortpflanzung ergibt sich somit für den Fehler von  $I_{rel}$ :

$$s_{I_{rel}} = I_{rel} \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{I_{start}}}{I_{start}}\right)^2 + \left(\frac{s_{I_{max}}}{I_{max}}\right)^2}$$

Den Fehler der Dunkelzeit wurde auf  $s_t = 0,005ms$  festgelegt.

$I_{min}$	$\Delta t$	$I_{max}$	$I_{start}$	$I_{rel}$	$\sigma_{I_{rel}}$
-1,48	2,028	2,00	0,92	0,69	0,02
-0,76	2,156	1,16	0,56	0,69	0,04
-1,56	11,360	1,80	-1,00	0,17	0,02
-1,48	8,700	1,80	-0,72	0,23	0,02
-1,52	10,270	1,76	-0,92	0,18	0,02
-1,32	2,410	1,80	0,68	0,64	0,02
-1,16	7,400	1,56	-0,36	0,29	0,02
-1,44	6,660	1,76	-0,44	0,31	0,02
-1,20	6,090	1,60	-0,12	0,39	0,02
-1,32	5,240	1,68	-0,12	0,40	0,02
-1,28	4,610	1,64	0,00	0,44	0,02
-1,32	4,105	1,76	0,16	0,48	0,02
-1,32	3,415	1,76	0,48	0,58	0,02

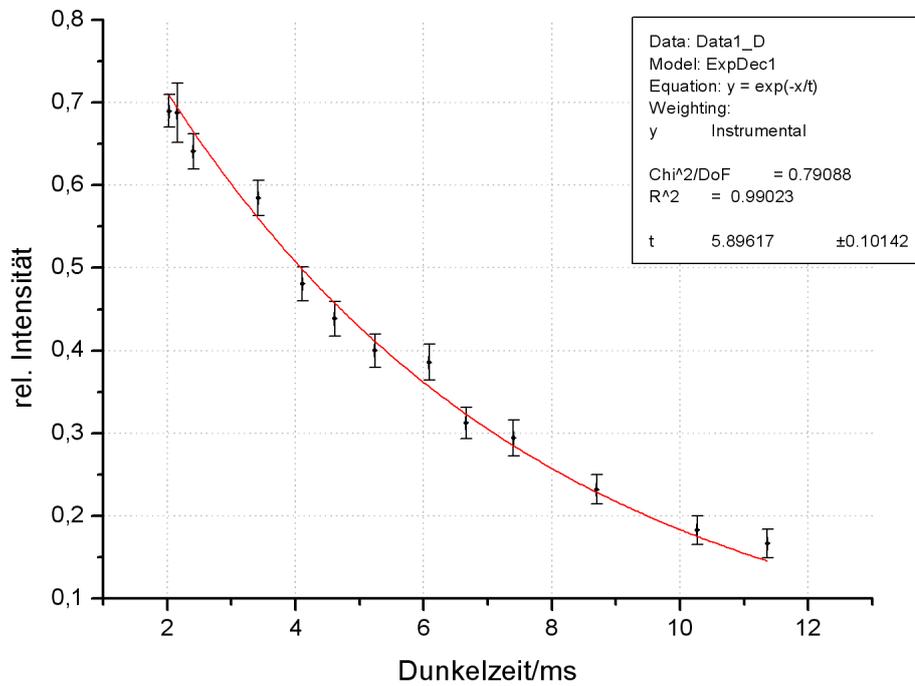


Abbildung 27: Relative Intensität gegen die Dunkelzeit aufgetragen

Durch den Fit mit einer Exponentialfunktion  $y = \exp\left(-\frac{x}{t}\right)$  erhielten wir eine Relaxationszeit für dieses Verfahren von

$$T_{R_{Franzen}} = (5,90 \pm 0,10)ms$$

## 5 Zusammenfassung

### Der Laser

Die Halbleiterdiode beginnt ab einem Schwellstrom von ca. 52mA zu mit linear ansteigender Intensität zu lasen und ist ebenfalls temperaturabhängig. Auch nach dem Einbringen verschiedener Neutralfilter bleibt die Linearität der Intensität erhalten. Um eine gute Messung zu ermöglichen, empfiehlt es sich, den Laser bei einer Temperatur von ca. 34,6 °C und einem Laserstrom zwischen 55mA und 65 mA zu betreiben.

### Die Hyperfeinstruktur

Die Hyperfeinstruktur von Rubidium konnte gut aufgelöst werden. Daraus ergaben sich für die Hyperfeinkonstante  $A$  folgende Werte:

$$\begin{aligned} {}^{87}\text{Rb } 2S_{1/2}: & \quad A = 15,6 \pm 0,4 \mu\text{eV} \\ {}^{87}\text{Rb } 2P_{1/2}: & \quad A = 1,88 \pm 0,04 \mu\text{eV} \\ {}^{85}\text{Rb } 2S_{1/2}: & \quad A = 4,21 \pm 0,19 \mu\text{eV} \\ {}^{85}\text{Rb } 2P_{1/2}: & \quad A = 0,51 \pm 0,13 \mu\text{eV} \end{aligned}$$

### Doppelresonanz

Die Methode der Doppelresonanz ergab für das Erdmagnetfeld folgende Werte:

$$B_{hor} = (14,2 \pm 0,4) \mu\text{T}$$

$$B_{vert} = (32,8 \pm 0,5) \mu\text{T}$$

Für die Spins der Rubidium-Isotope erhielten wir für die gewichteten Mittel folgende Ergebnisse:

$${}^{87}\text{Rb} : I = (1,487 \pm 0,006) \hbar$$

$${}^{85}\text{Rb} : I = (2,485 \pm 0,007) \hbar$$

Da die schon die Einzelmessungen immer leicht unter dem theoretischen Wert lagen, ist hier ein systematischer Fehler zu vermuten.

### Spinpräzession

Als Ergebnis des für die Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes mittels der Methode, die die Spinpräzession ausnutzt erhielten wir folgende Ergebnisse:

$$B_{vert_1} = 34,1 \pm 0,7 \mu\text{T}$$

$$B_{vert_2} = 38,3 \pm 0,2 \mu\text{T}$$

$$B_{vert_3} = 33,7 \pm 0,5 \mu\text{T}$$

### Relaxationszeit

Für die Relaxationszeit von Rubidium erhielten wir mit den Methoden von Dehmelt und Franzen folgende Werte:

$$T_{R_{Dehmelt}} = (5,55 \pm 0,13) \text{ms}$$

$$T_{R_{Franzen}} = (5,90 \pm 0,10) \text{ms}$$