

# Versuch E104 - Optisches Pumpen

Bettina Steitz, Melanie Klöß

FP 1 Wintersemester 2004/05

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Aufspaltung der Energielevel . . . . .	3
2.1.1	Feinstruktur . . . . .	3
2.1.2	Hyperfeinstruktur . . . . .	3
2.1.3	Zeeman-Aufspaltung . . . . .	4
2.2	Optisches Pumpen . . . . .	4
2.3	$\lambda/4$ -Plättchen . . . . .	5
2.4	Interferenzfilter . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Theoretische Aufgaben</b>	<b>5</b>
3.1	Einsteinkoeffizienten und Absorptionsrate . . . . .	5
3.2	Linearer Absorptionskoeffizient . . . . .	7
3.3	Weglänge eines Photons . . . . .	7
3.4	Energiedichte und Absorption . . . . .	8
3.5	Relaxation . . . . .	8
3.6	Erhöhung der Relaxationszeit durch Puffergas . . . . .	9
3.7	Linienbreiten . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>11</b>
<b>5</b>	<b>Versuchsdurchführung und -auswertung</b>	<b>13</b>
5.1	Einfluss des Erdmagnetfeldes . . . . .	13
5.2	Auf- und Abbauzeiten . . . . .	14
5.2.1	Aufbau . . . . .	14
5.2.2	Abbau . . . . .	15
5.3	Pumpzeit und Relaxationszeit . . . . .	15
5.4	Relaxation durch Einstrahlen eines Hochfrequenzfeldes . . . . .	16
5.4.1	Abhängigkeit der Modulationspunkte von $I_{\sim}$ . . . . .	16
5.4.2	Bestimmung des g-Faktors aus dem Frequenzverhältnis . . . . .	18
5.5	Temperaturabhängigkeit . . . . .	18
5.5.1	Bestimmung der Isotopenhäufigkeiten . . . . .	18
5.6	Bestimmung der g-Faktoren . . . . .	19
<b>6</b>	<b>Fazit</b>	<b>23</b>
<b>7</b>	<b>Literatur</b>	<b>24</b>

# 1 Einleitung

Ziel dieses Versuches ist die Bestimmung des g-Faktors und der Kernspins der beiden stabilen Rubidium-Isotope anhand der Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur. Im Zuge dessen soll mit den physikalischen Prinzipien des optischen Pumpens vertraut gemacht werden.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Aufspaltung der Energielevel

Die Energieniveaus eines Atoms, im Bohrschen Atommodell die Schalen, auf denen sich die Elektronen bewegen, quantenmechanisch Elektronen mit gleichen Energieeigenwerten, werden - in erster Näherung - durch die n-Quantenzahl bestimmt. Berücksichtigt man nun den Spin, den Drehimpuls der Elektronen, sowie verschiedene andere Wechselwirkungen, erhält man bei quantenmechanischer Betrachtung Störterme, die zu einer Verschiebung der Energieeigenwerte und einer Aufhebung der Entartung der Energieniveaus führen.

#### 2.1.1 Feinstruktur

Der Feinstrukturaufspaltung liegen mehrere Effekte zu Grunde. Die drei Wichtigsten sind die relativistische Korrektur auf Grund der kinetischen Energie der Elektronen, der *Lamb-Shift* und die *Spin-Bahn-Kopplung*. Bei der Spin-Bahn-Kopplung koppeln Drehimpuls  $\vec{L}$  und Spin  $\vec{S}$  des Elektrons zu einem Gesamtdrehimpuls, der die Werte  $\vec{L} + \vec{S} \geq J \geq |\vec{L} - \vec{S}|$  annehmen kann. Diese Werte sind für die Aufspaltung in Feinstruktur-niveaus verantwortlich.

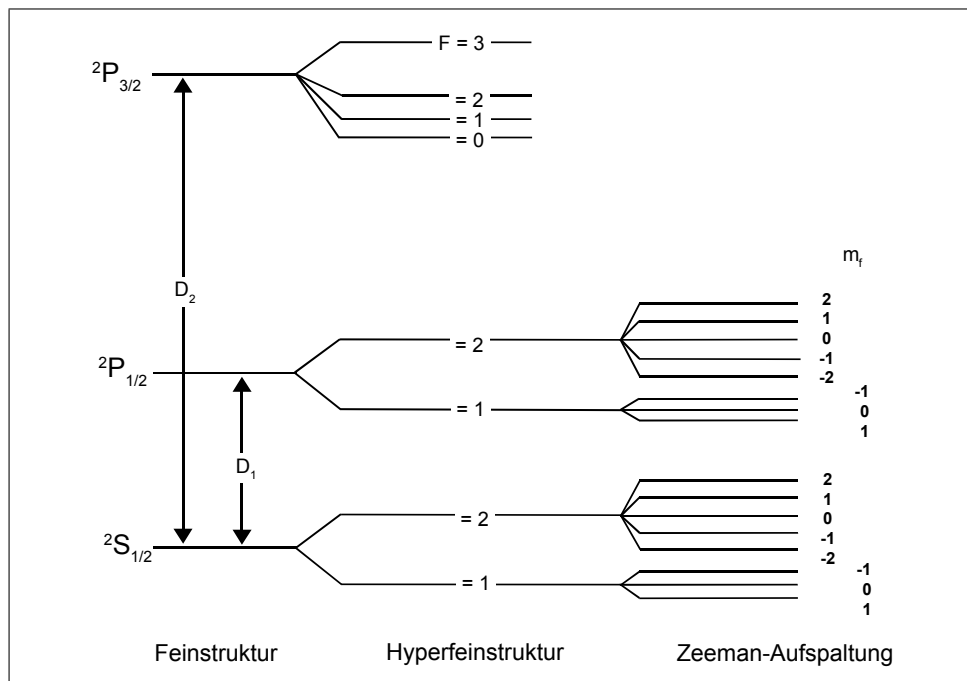


Abbildung 1: Aufspaltung der Energieniveaus eines Atoms

#### 2.1.2 Hyperfeinstruktur

Berücksichtigt man den Spin des Kerns, kommt es auf Grund der Kopplung zwischen eben jenem Kernspin  $\vec{I}$  und dem Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  zu einer weiteren Aufspaltung der Energieniveaus, der *Hyperfeinstruktur*.

Dies bedeutet, dass nur bestimmte Ausrichtungen zwischen Kernspin und Gesamtdrehimpuls erlaubt sind. Die Stärke der Hyperfeinstrukturaufspaltung liegt ungefähr bei  $\frac{1}{1800}$  der Feinstrukturaufspaltung.

### 2.1.3 Zeeman-Aufspaltung

Unter Einwirkung eines schwachen magnetischen Feldes splitten sich die Energielevel ein weiteres Mal auf. Das Magnetfeld hebt die Entartung bezüglich der  $m_F$ -Quantenzahl auf und splittet die jeweiligen  $F$ -Niveaus in  $2F + 1$  äquidistante Level, wobei sich die Energie um

$$\Delta E = g\mu_B m_F B$$

verschiebt. Je stärker das angelegte Feld, desto stärker ist die Aufspaltung. Ist das Feld stark genug, wird die Kopplung zwischen Drehimpuls  $\vec{L}$  und Elektronenspin  $\vec{S}$  aufgehoben. *Paschen-Back-Effekt*. Die Art und Stärke der Aufspaltung ändert sich, da  $\vec{L}$  und  $\vec{S}$  nun unabhängig voneinander um die z-Achse (sofern  $\vec{B} \parallel \hat{z}$ ) präzidieren.

## 2.2 Optisches Pumpen

Im thermischen Gleichgewicht versuchen Atome immer im Grundzustand zu leben, d.h. die Elektronen sind energetisch günstig in den niedrigen Schalen angeordnet. Diese Anordnung gehorcht den *Hundschen Regeln* und dem *Pauli-Prinzip*. Befinden sich Elektronen in höheren Niveaus, obwohl 'Plätze' niedrigeren Energieniveaus unbesetzt sind, ist das Atom angeregt. Da ein physikalisches System den Zustand der minimalen Energie bevorzugt, wird das Atom die überschüssige Energie abgeben, indem es Photonen emittiert oder Augerelektronen herausgeschlagen werden.

Umgekehrt ist es uns möglich, Atome anzuregen indem wir das Atom einem Strahlungsfeld aussetzen. Durch induzierte Absorption wird ein Elektron in eine höhere Schale gehoben. Eine andere Möglichkeit ist das Anregen durch Stöße mit Elektronen.

Wird mittels induzierter Absorption von elektromagnetischer Strahlung ein höheres Niveau bevölkert und eine Besetzungsinversion erreicht, spricht man bei dem Anregungsvorgang von *optischem Pumpen*. Je nach Art der Strahlung sind dabei verschiedene Übergänge erlaubt. Erlaubte und verbotene Übergänge kann man mit Hilfe des *Wigner-Eckart-Theorems* errechnen. Folgende Übergangsregeln müssen erfüllt sein:

$$\begin{aligned} \Delta F &= 0, \pm 1 \\ \Delta L &= \pm 1 \\ \Delta m &= 0, \pm 1 \quad \Delta m \neq 0 \quad \text{für} \quad \Delta F = 0 \end{aligned}$$

Photonen, die  $\Delta m = \pm 1$ -Übergänge erzeugen, sind zirkular polarisiert. Es handelt sich dabei um  $\sigma^\pm$ -polarisierte Strahlung. Photonen mit  $\Delta m = 0$  sind linear polarisiert, man nennt sie  $\pi$ -polarisierte Strahlung. In unserem Versuch wird mit Hilfe eines Polarisators und dem  $\lambda/4$ -Plättchen  $\sigma^+$  polarisiertes Licht erzeugt. Die Strahlung geht durch die Rb-Zelle, wo sie Atome anregt. Dies ist schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt. Diesem Pumpprozess steht immer die spontane Emission gegenüber sowie die Depolarisation durch Wandstöße. Wird ein Elektron mit  $m_F = -1$  aus dem  $F = 1$  Niveau angeregt, muss es in einen  $m_F = 0$  Zustand angeregt werden, von wo aus es wieder auf  $m_F = 0, \pm 1$  Zustände in einem niedrigeren Niveau zurückfällt.

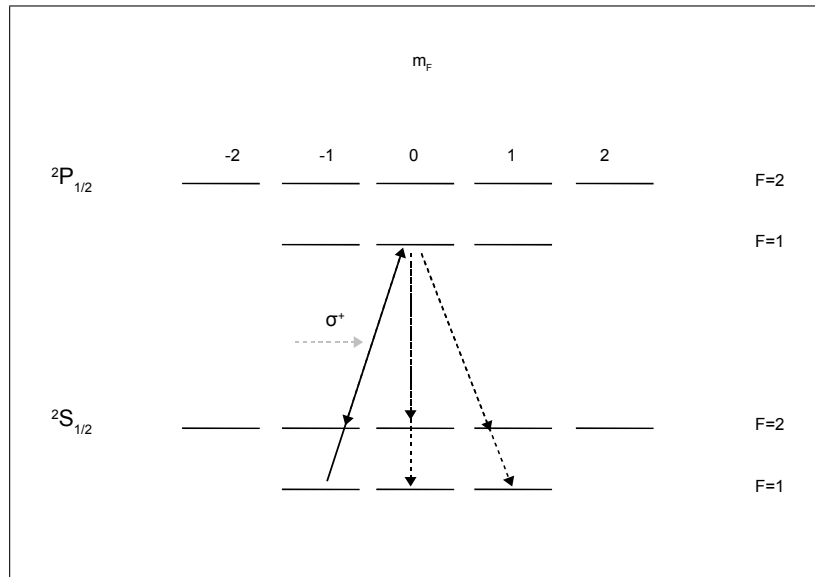


Abbildung 2: Übergänge beim optischen Pumpen

Von dort aus wird es weiter angeregt. Es handelt sich dabei um einen kontinuierlichen Prozess, der jedoch im  $F = 2, m_F = 2$ -Niveau ein Ende findet. Von dort kann das Atom nicht weiter angeregt werden. Wir betrachten dies also als den Zustand, in den wir pumpen. Sind alle Atome des Gases angeregt, wird es durchsichtig für die Strahlung, da die Strahlung keine weiteren Atome anregen kann. Für die Intensität des Strahles gilt daher, dass sie maximal wird, wenn alle Atome in der Rubidium-Zelle in den Pumpzustand angeregt sind.

### 2.3 $\lambda/4$ -Plättchen

Das  $\lambda/4$ -Plättchen ist ein Phasenschieber, der zwischen den ordinären ( $o$ ) und extraordinären ( $e$ ) Komponenten eines Lichtstrahls eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  bewirkt. Dies hat zur Folge, dass linear polarisiertes Licht zirkular polarisiert wird und umgekehrt. Dabei sind die Übergänge zwischen linearer und zirkularer Polarisation fließend. Um nicht elliptisch polarisiertes Licht zu erhalten, sondern den Spezialfall der genau zirkuläres in lineares Licht umwandelt (und umgekehrt), muss der Lichtstrahl genau in einem Winkel von  $45^\circ$  auf eine der Hauptachsen treffen.

### 2.4 Interferenzfilter

Interferenzfilter dienen dazu, nur einen kleinen Wellenlängenbereich durchzulassen und den Rest des Spektrums auszublenden. Man kann dies erreichen, in dem man die nicht relevanten Wellenlängenbereiche durch Reflexion eliminiert. Hierfür verwendet man Interferenzplatten, zwei halbdurchlässig verspiegelte Flächen, die eine Distanzschicht umschließen. Diese Platten besitzen eine hohe Durchlässigkeit für die Wellenlängen  $\lambda = \frac{2na}{k}$  ( $n$ : Brechungszahl der Distanzschicht,  $a$ : Durchmesser der Distanzschicht,  $k = 1, 2, 3, \dots$ ), die anderen Wellenlängen werden durch Interferenz eliminiert. Damit die Halbwertsbreite des Durchlassbereiches verringert wird, schaltet man mehrere Interferenzplatten hintereinander.

## 3 Theoretische Aufgaben

### 3.1 Einsteinkoeffizienten und Absorptionsrate

Trifft ein Photon der Wellenlänge  $h\nu = E_2 - E_1$  auf ein Atom, welches die Energieniveaus  $E_1$  und  $E_2$  besitzt, kann es absorbiert werden und das Atom anregen. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Atom das

Photon absorbiert wurde von Einstein mit Hilfe des Einstein-Koeffizienten  $B$  der induzierten Absorption ausgedrückt:

$$W_{abs} = B\rho. \quad (1)$$

$\rho$  ist die spektrale Energiedichte, die durch die Plank'sche Formel

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2)$$

beschrieben wird.

Neben der induzierten Absorption wird auch die induzierte und spontane Emission mit Hilfe von Einstein-Koeffizienten,  $B'$  und  $A$ , beschrieben. Im thermischen Gleichgewicht erhalten wir für das Atom und seine Besetzungszustände eine Abhängigkeit der verschiedenen Koeffizienten und der Besetzungszahlen  $N_i$  der Niveaus voneinander

$$(A + B'\rho)N_2 = B\rho N_1. \quad (3)$$

Im thermischen Gleichgewicht haben wir eine Boltzmann-Verteilung der Besetzungszahlen

$$N_i = g_i \frac{n}{Z} e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (4)$$

mit  $g_i = 2J_i + 1$  ( $J_i$ : Drehimpuls des Atoms) als statischem Gewicht des Zustandes  $E_i$ ,  $Z$  der Zustandsumme und  $n$  die Gesamtzahl der Moleküle pro Volumen. Löst man nun (3) nach  $\rho(\nu)$  auf, dann erhält man mit

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

aus (4):

$$\begin{aligned} \rho(\nu) &= \frac{N_2}{N_1} \frac{A}{B' - B \frac{N_2}{N_1}} \\ &= \frac{g_2}{g_1} \frac{A e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{B' - B \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}}} \\ &= \frac{\frac{A}{B}}{\frac{B'}{B} \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Die spektrale Energiedichte wird jedoch auch durch (2) beschrieben. Setzt man daher (2) und (5) gleich und führt einen Koeffizientenvergleich durch, erhält man die Relationen

$$B = \frac{g_1}{g_2} B' \quad \text{und} \quad A = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B. \quad (6)$$

Bei  $A$  handelt es sich, wie bereits erwähnt, um den Einstein-Koeffizienten der spontanen Emission. Da er direkt die Wahrscheinlichkeit einer spontanen Emission angibt, kann man ihn auch als Kehrwert der Lebensdauer  $\tau$  des betrachteten Niveaus auffassen. Wir erhalten somit für  $B$ :

$$B = \frac{\lambda^3}{8\pi h\tau} \quad (7)$$

und für die Absorptionsrate  $W_{abs}$ :

$$W_{abs} = B\rho = \frac{\lambda^3 \rho}{8\pi h\tau}. \quad (8)$$

### 3.2 Linearer Absorptionskoeffizient

Der Abfall der Intensität und analog der Abfall der Energie sinkt bei Durchgang durch das Gas exponentiell zur Strecke  $s$ . Es gilt

$$\begin{aligned} I(s) &= I_0 e^{-\kappa s} \\ E(s) &= E_0 e^{-\kappa s} \end{aligned} \quad (9)$$

Gleichung (9) lässt sich umformen zum *Lambert-Beersche-Gesetz*

$$dE = -\kappa E ds \quad (10)$$

Die sich ändernde Energie kann man anders mit der Absorptionsrate eines Atoms

$$dE = -h\nu W_{abs} \cdot dN \quad (11)$$

schreiben, wobei  $dN$  die Anzahl der Atome im Wegstück  $ds$  beträgt.

Setzt man Gleichung (10) und Gleichung (11) gleich, erhält man für den linearen Absorptionskoeffizienten

$$\kappa = \frac{h\nu \cdot W_{abs} \cdot dN}{E \cdot ds} \quad (12)$$

Die Energie ist genau die elektromagnetische Energiestromdichte (*Poynting-Vektor*  $S$ ) mal der durchstrahlten Fläche. Die Energiestromdichte ist das Produkt aus der spektralen Energiedichte  $\rho$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der Dopplerbreite  $\nu_D$ , so dass gilt:

$$E = S \cdot A = \rho c \nu_D \cdot A \quad (13)$$

Setzt man (13) in (12) ein und verwendet die in 3.1 hergeleitete Beziehung für die Absorptionsrate  $W_{abs} = B\rho = \frac{\lambda^3 \rho}{8\pi h \tau}$  erhält man für  $\kappa$

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{h\nu \cdot W_{abs} \cdot dN}{E ds} \\ &= \frac{h\nu \cdot W_{abs} \cdot dN}{\rho c \nu_D \cdot A ds} \\ &= \frac{h\nu \cdot \lambda^3 \rho \cdot dN}{8\pi h \tau \rho c \nu_D \cdot dV} \\ &= \frac{\lambda^2 \cdot dN}{8 \cdot \pi \tau \nu_D \cdot dV} \end{aligned}$$

### 3.3 Weglänge eines Photons

Die mittlere freie Weglänge ist gerade die Strecke, nach der die Intensität des Lichtes auf  $\frac{1}{e}$  abgefallen ist. Nach 3.2 ist dies somit

$$\Lambda = \frac{1}{\kappa} = \frac{8 \cdot \pi \tau \nu_D \cdot V}{\lambda^2 \cdot N} \quad (14)$$

$$(15)$$

Für unseren Versuch verwenden wir die  $D_1$  Spektrallinie des Rb-Atoms mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 794.7nm$  woraus folgt, dass  $\nu_0 = \frac{c}{\lambda} = 3.77 \cdot 10^{14} Hz$ . Die Lebensdauer des betrachteten P-Niveaus beträgt  $\tau = 10ns$ . Die beste Arbeitstemperatur des Rubidiums beträgt  $T = 43^\circ C = 316K$  und die Masse  $m_{Rb} = 1.421 \cdot 10^{-25} kg$ . Damit erhalten wir eine Dopplerbreite

$$\nu_D = \nu_0 \sqrt{\frac{kT}{m_{Rb} c^2}} = 220.34 MHz. \quad (16)$$

Mit Hilfe der allgemeinen Gasgleichung

$$\frac{V}{N} = n^{-1} \frac{kT}{p}$$

und dem Druck, den wir mit den Ansatz

$$\log(p) = -A/T + B \Leftrightarrow p = 10^{-A/T+B}$$

bestimmen können, erhalten wir mit  $T = 316K$ ,  $A = 4347.11K$  und  $B = 7.7$  für  $V/N$

$$\frac{V}{N} = 3.73 \cdot 10^{-17} m^3$$

und damit für die mittlere freie Weglänge von Photonen

$$\Lambda = 3.28 cm. \quad (17)$$

Vergleicht man dies nun mit der Größe der Zelle ( $\sim 5cm$ ), stellt man fest, dass die freie Weglänge in der gleichen Größenordnung liegt.

### 3.4 Energiedichte und Absorption

Der Mittelwert des Poynting-Vektors, also die Leistungsdichte des die Zelle durchsetzenden Lichtstrahls beträgt  $\bar{S} = 15 \frac{\mu W}{cm^2}$ . Für die spektrale Energiedichte erhalten wir somit

$$\rho = \frac{S}{c\nu_D} = 2.264 \cdot 10^{-18} \frac{J}{m^3}$$

und daraus lässt sich eine Absorptionsrate von

$$W_{abs} = B\rho = \frac{\lambda^3 \rho}{8\pi h\tau} = 6823 \frac{1}{s}$$

Das Atom ist also in der Lage im Mittel 6823 Photonen pro Sekunde zu absorbieren. Der Effekt, der der Absorption gegenübersteht ist die Relaxation.

### 3.5 Relaxation

Damit eine Besetzungsinversion auftreten kann, muss das Pumpen schneller erfolgen, als das Relaxieren. Das Relaxieren geschieht hauptsächlich durch Wandstöße. Bei einem gaskinetischen Querschnitt von  $\sigma_{Rb} = 5.8 \cdot 10^{-15} cm^2$  erhalten wir für die freie Weglänge

$$\Lambda = \frac{1}{n\sigma_{Rb}} = 64.31 m.$$

Bei einer mittleren Geschwindigkeit von

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{Rb}}} = 279.6 \frac{m}{s}$$

erhalten wir somit um die 5590 Stöße mit der Wand pro Sekunde. Dies führt zum Verlust der Spinausrichtung und damit strebt das Gas wieder in sein thermisches Gleichgewichtszustand zurück.

### 3.6 Erhöhung der Relaxationszeit durch Puffergas

Um den Verlust der Spinausrichtung zu verhindern, fügt man ein Puffergas zu dem Rubidium. Es vermindert die Anzahl der Wandstöße. Bei Stoß der beiden Stoffe innerhalb der Zelle bleibt die Spinausrichtung weiter bestehen. Für Helium als Puffergas, mit einem Depolarisationsquerschnitt  $\sigma_{depol} = 6.2 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$  und einer Diffusionskonstante  $D_0 = 0.54 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$  bei Atmosphärendruck, dh. bei  $1.013 \cdot 10^5 \text{Pa}$ , erhalten wir eine typische Diffusionszeit von

$$\tau_0 = \frac{d^2}{6D_0} = 0.0076 \text{s}$$

was ungefähr 130 Wandstößen pro Sekunde entspricht. Für die mittlere Weglänge erhalten wir bei einer He-Füllung von  $1 \text{mbar} = 100 \text{Pa}$  mit

$$n = \frac{p}{kT} = 2.29 \cdot 10^{22}$$

einen Wert von

$$\Lambda_{depol} = \frac{1}{\sigma n} = 703.6 \text{km}. \quad (18)$$

Man sieht also, dass sich die mittlere freie Weglänge bemerkenswert verlängert hat.

Um nun die Zeit berechnen zu können, die zwischen zwei depolarisierenden Stößen vergeht, benötigt man die Relativgeschwindigkeit zwischen Rb und He

$$\overline{v_{rel}} = |\overline{v_{rb}} - \overline{v_{he}}|.$$

Formt man dies mit Hilfe von

$$\overline{v^2} = \frac{3kT}{m} \quad \text{und} \quad \overline{v^2} = \frac{8kT}{\pi m}$$

zu

$$\overline{v_{rel}} = \sqrt{\overline{v_{rb}^2} - \frac{\pi 3}{4} \overline{v_{rb}} \cdot \overline{v_{he}} + \overline{v_{he}^2}}$$

um und setzt dann die Relativgeschwindigkeiten für Rb und He

$$\overline{v_{rb}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{rb}}} = 279.60 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\overline{v_{he}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{he}}} = 1293.03 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

ein. Wir erhalten dann eine Relativgeschwindigkeit von

$$\overline{v_{rel}} = 947.76 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (19)$$

Nun können wir mit (19) und (18) die Zeit bestimmen, die im Mittel zwischen Depolarisationsstößen vergeht:

$$\tau_{depol} = \frac{\Lambda_{depol}}{\overline{v_{rel}}} = 742.38 \text{s}.$$

Wie man sieht, ist dies eine beachtliche Zeitspanne, die die Wirkung des Puffergases verdeutlicht.

### 3.7 Linienbreiten

Die natürliche Linienbreite ist eine homogene Linienverbreiterung, die man mit Hilfe der Lebensdauer eines Übergangs ermitteln kann. Der in unserem Fall betrachtete P-Übergang hat, wie bereits beschrieben haben, eine Lebensdauer von  $\tau = 10 \text{ns}$  womit wir eine natürliche Linienbreite von

$$\Delta\nu_n = \frac{1}{2\pi\tau} = 15.9 \text{MHz}$$

erhalten. Es handelt sich hierbei um eine lorentzförmige Verbreiterung. Die gaußförmige Dopplerverbreiterung, eine inhomogene Linienverbreiterung, beträgt jedoch, wie in (16) berechnet

$$\Delta\nu_D = 220.34\text{MHz},$$

und unterdrückt die natürliche Linienverbreiterung. Betrachtet man die verschiedenen Aufspaltungen, sieht man, dass die dopplerverbreiterte  $D_1$ -Linie genügt um die beiden Hyperfeinstrukturniveaus anzuregen, die eine maximale Aufspaltung von 213 MHz besitzen. Im Vergleich dazu beträgt die Feinstrukturaufspaltung 7.12 THz. Die Aufspaltung auf Grund des Zeeman-Effektes ist von dem Magnetfeld abhängig und liegt in diesem Versuch im MHz-Bereich.

## 4 Versuchsaufbau

Der Versuch ist in dem Versuchsraum bereits aufgebaut und wird von uns nicht weiter verändert. Der Versuchstisch mit der optischen Bank ist so ausgerichtet, dass bereits eine Komponente des Erdmagnetfeldes nicht berücksichtigt zu werden braucht.

An einem Ende des Tisches steht die Rubidium-Lampe, deren Licht mit Hilfe einer Linse parallelisiert wird. Dieser Strahl wird durch einen Polarisator, ein  $\lambda/4$ -Plättchen und einen Interferenzfilter geleitet. Dadurch wird der Strahl in  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht umgewandelt. Der Interferenzfilter sorgt dafür, dass nur Licht der Wellenlänge 795nm durch die beheizbare Rb-Zelle fällt.

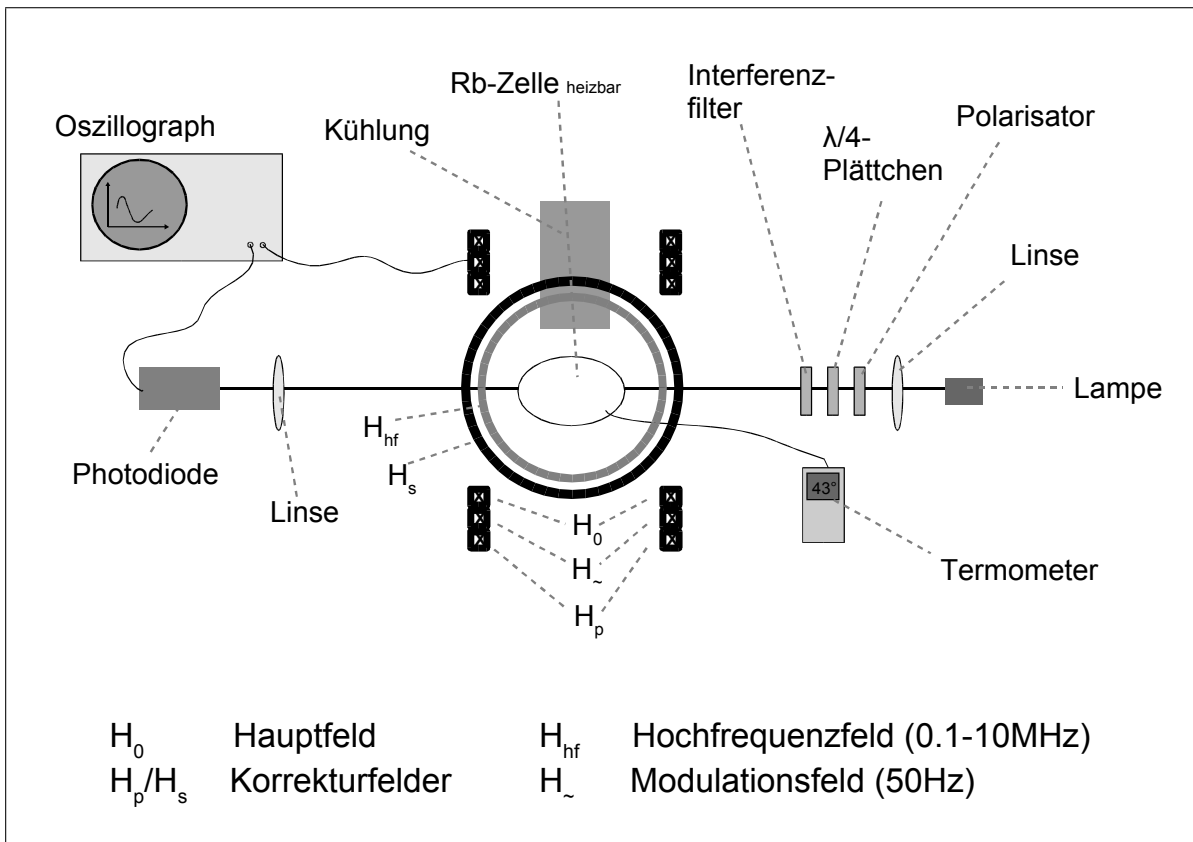


Abbildung 3: Versuchsaufbau optisches Pumpen

Die Temperatur in der Rb-Zelle kann variiert werden. Ein Thermometer dient zur Kontrolle der Temperatur.

Hinter der Rb-Zelle ist eine weitere Linse montiert, die den parallelen Strahl auf die Photodiode fokussiert. Da diese sehr empfindlich ist, wird der komplette Versuch bei gedämpfter Raumbelichtung durchgeführt.

Die Photodiode ist an einem Oszillographen angeschlossen, an dem wir die Intensität des durchkommenen Lichtes messen können. Am anderen Eingang des Gerätes liegt der Strom des Modulationsfeldes  $H_{\sim}$  an. Die Stärken der Magnetfelder können über die jeweiligen Stromregler geändert werden. Die Ströme können an seperaten Strommessgeräte ablesen werden.

Insgesamt benötigen wir für den Versuch 5 Magnetfelder:

- Das Hauptfeld  $H_0$  ist für die Zeeman-Aufspaltung der Niveaus verantwortlich. Es wird durch Helm-

holtzspulen erzeugt und liegt parallel zur optischen Achse. Mit Hilfe eines Eichfaktor, ist es möglich die zur Stromstärke zugehörige Feldstärke zu berechnen. Folgende Eichvorschrift ist zu verwenden:

$$H_0[\text{Gauß}] = 32.5 \frac{\text{Gauß}}{A} \cdot I_0[A] \quad (20)$$

- Das Modulationsfeld  $H_{\sim}$  liegt ebenfalls parallel zur optischen Bank. Es besitzt eine Frequenz von 50Hz und kann bis 500mA aufgedreht werden. Es wird auf den zweiten Eingang des Oszillographen geleiten.
- $H_p$  und  $H_s$  sind Korrekturfelder, die die Einflüsse des Erdmagnetfeldes eliminieren sollen. Dabei wirkt  $H_p$  der Horizontalkomponente, parallel entlang der optischen Bank und  $H_s$  der Vertikalkomponente, senkrecht zur optischen Bank, entgegen.
- Das Hochfrequenzfeld  $H_{h.f}$  kann mit Hilfe eines Potentiometers zwischen 0.1 und 100MHz variiert werden. Die zugehörige Skala muss dabei per Hand über ein Rollenmechanismus eingestellt werden.

## 5 Versuchsdurchführung und -auswertung

### 5.1 Einfluss des Erdmagnetfeldes

Als erstes wollen wir die verschiedenen Signalförmn beim 100Hz, beim 50Hz-Signal unterhalb der 100Hz und beim 50Hz-Signal oberhalb von 100Hz betrachten. Zur Aufnahme der folgenden Messwerte 5.1 haben wir bei  $T = 42^\circ\text{C}$   $I_{Hs} = 0,28\text{A}$ ,  $I_{Hp} = 0,07\text{A}$  und  $I_{H\sim} = 380\text{mA}$  so eingestellt, dass möglichst scharfe Signalspitzen zu beobachten sind. Ein Peak entsteht genau dann, wenn für das Erdmagnetfeld gilt:

$$H_{Erde} = H_0 + H_{\sim}.$$

Entspricht das Erdmagnetfeld  $H_{100}$ ,  $H_{50(a)}$  oder  $H_{50(b)}$ , sind die beobachtbaren Peaks äquidistant. Wir regeln  $H_0$  hoch bis zum ersten 50Hz Signal (50b) und lesen dort die angezeigte Stromstärke ab. Analog verfahren wir mit der Prozedur, bis wir das 100Hz-Signal und auch das zweite 50Hz-Signal (50a) gesehen und die Stromstärke aufgenommen haben.

$I_0$ [mA]	$\Delta I_0$ [mA]	Signal [Hz]	$H_0$ [Gauß]	$\Delta H_0$ [Gauß]	$\Delta H_0$
14,5	2	50 (a)	0,47	0,07	
7,5	2	100	0,24	0,07	
-10,5	2	50 (b)	-0,34	0,07	

$\Delta I_0$  ist der Fehler, der beim Ablesen der Werte entsteht. Wir verwendeten folgende Umrechnungsformel

$$H_0 = 32,5 \cdot \frac{\text{Gauss}}{\text{A}} \cdot I_0[\text{A}], \tag{21}$$

um die aufgenommenen Stromstärken in Magnetfeldstärken umzurechnen und  $\Delta H_0 = 32,5 \cdot \frac{\text{Gauß}}{\text{A}} \cdot \Delta I_0[\text{A}]$  für den entsprechenden Fehler. Bei beiden Formeln ist darauf zu achten, dass die in mA aufgenommenen Werte für  $I_0$  in Ampère umgerechnet werden müssen.

Beim 100Hz-Signal gilt direkt  $H_0^{100} = H_{Erde}$ . Diesen Wert kann man der Tabelle entnehmen. Um das Erdfeld aus den 50Hz-Signalen zu erhalten, muss man deren Mittelwert berechnen:

$$H_{Erde}^{50} = \frac{H_{50(a)} + H_{50(b)}}{2} = 0,07 \pm 0,02\text{Gauß}$$

der Fehler ergibt sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta H_{Erde}^{50} = \sqrt{\left(\frac{H_{50(b)} \cdot \Delta H_{50(a)}}{2}\right)^2 + \left(\frac{H_{50(a)} \cdot \Delta H_{50(b)}}{2}\right)^2}.$$

Aus den zwei Werten für das Erdmagnetfeld, bilden wir den gewichteten Mittelwert mit seinem Fehler. Daraus ergibt sich:

$$H_{Erde,experimentell} = 0,083 \pm 0,024\text{Gauß}$$

Zum Vergleich unseres gemessenen Wertes mit dem theoretischen Erdmagnetfeld benutzen wir das Dipolmodell:

$$H_{Erde}^{theo} = M \cdot \frac{\cos \phi}{R^3}$$

Dabei ist  $M = 7,95 \cdot 10^{25}\text{Gauß} \cdot \text{cm}^3$  das Dipolmoment der Erde.  $R = 6371\text{km}$  ist der Erdradius. Die geographische Breite ist in unserem Fall (Bonn)  $\phi = 51,7^\circ$ . Daraus ergibt sich  $H_{Erde}^{theo} = 0,191\text{Gauß}$ .

Wie man sieht, stimmt unser gemessener Wert auch im Rahmen seines Fehlerbereiches nicht mit dem theoretischen Wert aus dem Dipolmodell überein. Wir vermuten als Hauptursache dafür, dass wir ein nicht erklärbares Signal beobachten konnten, dass sich unserem eigentlich erwarteten Signal überlagerte, so dass wir die erwarteten Signalförmn mit Hilfe des Tutors nur erahnen konnten. Diese Überlagerung kann an sich schon zu einer Ungenauigkeit der angezeigten Werte führen. Zudem sind systematische Messfehler

wahrscheinlicher, da wir insbesondere bei der Festlegung des zweiten 50Hz-Signals eine relative Unsicherheit empfanden, zu welchem Zeitpunkt die auftauchenden Peaks äquidistant waren.

Auch in den folgenden Versuchsteilen ist zu beachten, dass die Überlagerung ein nur unzureichend kalkulierbares Fehlerpotential darstellt.

Im weiteren Versuch wollen wir das Erdmagnetfeld mit  $H_p$  kompensieren. Dazu schalten wir  $H_0$  aus und stellen  $H_p$  so ein, dass gleich hohe Peaks zu sehen sind. Dies ist bei  $H_p = H_s = 200mA$  der Fall. Wir behalten diese Einstellung bei.

## 5.2 Auf- und Abbazeiten

Wir untersuchen nun die Zeiten, in denen der gepumpte Zustand auf-, bzw. abgebaut wird. Zu beachten ist, dass der Aufbau des Detektorsignals dem Abbau des gepumpten Zustands entspricht und umgekehrt. Zur jeweiligen Messung wird das Signal am Oszilloskop so eingestellt, dass man den Auf-, bzw. Abbau gut beobachten kann. Unser erstes Oszilloskop zeigte jedoch schon ohne dass wir ein Signal darauf gelegt haben ein wellenförmiges Signal, weswegen es vom Tutor durch ein Ersatzgerät ausgetauscht wurde. Bei diesem ließ sich jedoch der Messbereich nicht wie gewünscht variieren. Daher konnten wir nur einige wenige Werte für Auf- und Abbau aufnehmen. Mit den Werten führten wir einen exponentiellen Fit aus, der uns  $\tau_{auf}$  bzw.  $\tau_{ab}$  liefert. Wir erwarten, dass wir durch die genannten Umstände stark fehlerbehaftete Ergebnisse erhalten.

### 5.2.1 Aufbau

Wir stellen das Oszi so gut es geht auf den Aufbau-Bereich ein und erhalten folgende Werte:

t [ms]	U [mV]	$\Delta U$ [mV]
0	4,5	0,5
1	3,5	0,5
2	2	0,5
4	0	0,5

Der zugehörige Graph ist:

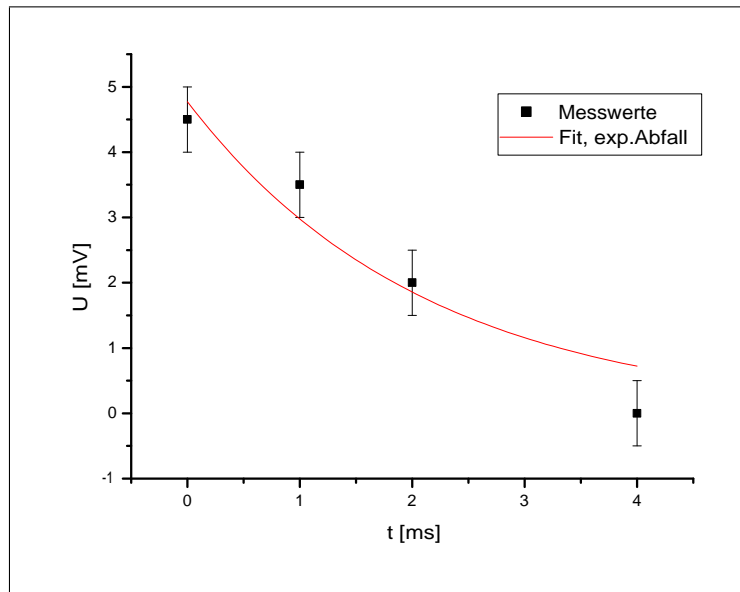


Abbildung 4: Aufbau

Aus ihm ergibt sich  $\tau_{auf} = 2,12 \pm 0,64\text{ms}$ .

### 5.2.2 Abbau

Wieder stellen wir das Oszi so gut es geht auf den zu untersuchenden Bereich ein und nehmen die Werte auf:

t [ms]	U [mV]	$\Delta U$ [mV]
0	0	0,5
1	2,4	0,5
1,5	4	0,5
2	4,5	0,5
0,5	1	0,5

Der Graph sieht wie folgt aus:

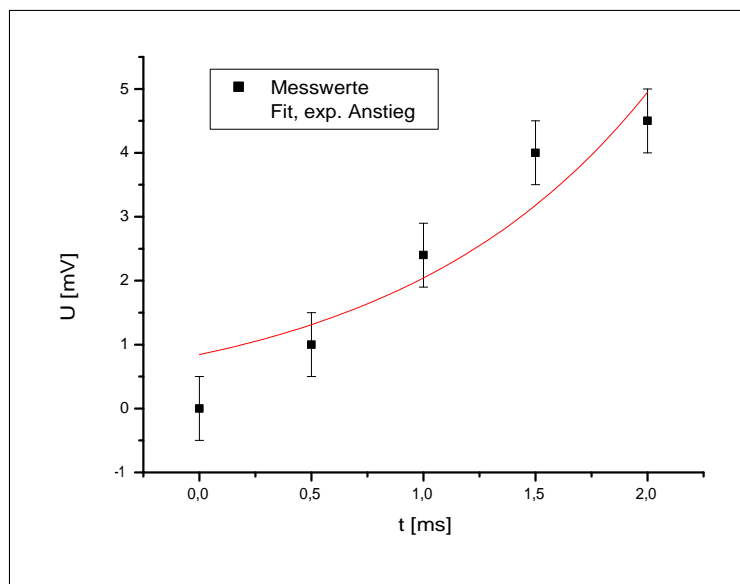


Abbildung 5: Abbau

Aus ihm ergibt sich  $\tau_{ab} = 1,13 \pm 0,21\text{ms}$ .

### 5.3 Pumpzeit und Relaxationszeit

Über den Ansatz

$$\frac{1}{\tau_{auf}} = \frac{1}{\tau_p} - \frac{1}{\tau_r}$$

$$\frac{1}{\tau_{ab}} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_r}$$

lassen sich die Pumpzeit  $\tau_p$  und die Relaxationszeit  $\tau_r$  berechnen. Aufgrund unserer Werte für  $\tau_{auf}$  und  $\tau_{ab}$  erhalten wir jedoch eine negative Relaxationszeit. Da dies nicht möglich ist, schliessen wir daraus, dass unsere Fehler bei der Messung im vorangegangenen Versuchtsteil zu groß waren, als dass die Ergebnisse irgendeine Aussagekraft hätten.

## 5.4 Relaxation durch Einstrahlen eines Hochfrequenzfeldes

Durch das Einstrahlen eines Hochfrequenzfeldes werden magnetische Dipolübergänge zwischen den Hyperfein-Zeeman-Niveaus des Grundzustandes induziert. Dies hat eine Umbesetzung der Niveaus ins thermische Gleichgewicht und damit eine Transmissionsänderung zur Folge. Der gepumpte Zustand wird dabei abgebaut. Dafür muss die Frequenz des HF-Feldes gerade der Energiedifferenz benachbarter  $m_F$ - Niveaus entsprechen.

$$h\nu = |g_F \cdot \mu_B \cdot B| \quad (*)$$

$\mu_B$  ist das Bohrsche Magneton.

### 5.4.1 Abhängigkeit der Modulationspunkte von $I_{\sim}$

Wir wollen untersuchen, wie sich die Frequenz der 50Hz- und 100Hz- Signale mit der Amplitude des Modulationsfeldes verändern. Letztere ist durch  $I_{\sim}$  gegeben. Dazu legen wir zunächst den Spulenstrom  $I_{\sim}$  zwischen 30mA und 300mA fest. Die weiteren Einstellungen sind  $H_0 = 100\text{mA}$ ,  $I_p = 170\text{mA}$  und  $I_s = 250\text{mA}$ . Die Temperatur in der Zelle liegt bei  $41^\circ\text{C}$ . Nun regeln wir die Frequenz des HF-Feldes durch, bis wir das erste 50Hz-Signal sehen. Darauf folgt das 100Hz-Signal usw.. Da in der Zelle zwei Rubidium-Isotope ( $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ ) existieren, erhalten wir zweimal den Verlauf 50Hz, 100Hz, 50Hz. Wir erhalten folgende Werte :

$I_{\sim}[\text{mA}]$	$\Delta I_{\sim}[\text{mA}]$	$H_{50b}^1[\text{Mhz}]$	$H_{100}^1[\text{Mhz}]$	$H_{50a}^1[\text{Mhz}]$	$H_{50b}^2[\text{Mhz}]$	$H_{100}^2[\text{Mhz}]$	$H_{50a}^2[\text{Mhz}]$
30	2	1.530	1.550	1.560	2.290	2.320	2.340
60	4	1.505	1.530	1.570	2.250	2.300	2.360
90	4	1.490	1.525	1.595	2.230	2.280	2.380
120	4	1.470	1.505	1.605	2.200	2.260	2.395
150	20	1.405	1.460	1.650	2.140	2.210	2.460
180	20	1.400	1.480	1.640	2.100	2.200	2.450
210	20	1.390	1.440	1.670	2.080	2.210	2.510
240	20	1.350	1.410	1.660	2.050	2.140	2.530
270	20	1.350	1.430	1.710	2.030	2.070	2.550
300	20	1.330	1.370	1.700	1.980	2.080	2.600

Tabelle 1: Modulationspunkte in Abhängigkeit von  $I_{\sim}$

Als  $\Delta I_{\sim}$  wählen wir 5mA. Dieser Wert scheint in Anbetracht der feinen Messskala zunächst etwas hoch, jedoch muss beachtet werden, dass zusätzlich zur Ableseungenauigkeit auch ein manchmal aufgetretenes "Wandern" und leichtes "Springen" der eingestellten Werte berücksichtigt werden musste. Der Fehler  $\Delta\nu = 0,5\text{MHz}$  liegt in der Einstellungs- und Ableseungenauigkeit, sowie im Schwanken des beobachteten Signals begründet. Er wurde zugunsten der Übersichtlichkeit im folgenden Diagramm nicht eingezeichnet.

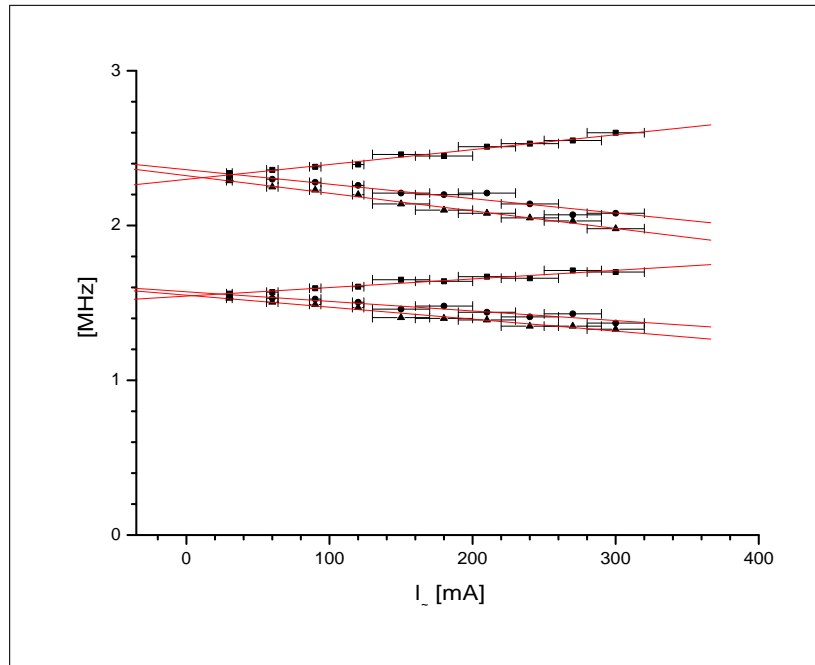


Abbildung 6: Modulationspunkte in Abhängigkeit von  $I_{\sim}$

Wir erhalten den zwei Isotopen entsprechend zwei Kurventriplets. Sie schneiden sich in etwa bei  $I_{\sim} = 0$ . Wenn man sich unsere Kurventriplets anschaut, sieht man, dass wir bei der Messung der 100Hz-Signale einen systematischen Fehler gemacht haben, der die Gerade, die eigentlich in etwa parallel zur x-Achse liegen sollte etwas verschiebt. Wir nehmen an, dass wir auf Grund der schon erwähnten Signalüberlagerungen die  $\nu_{100}$ -Werte immer mit dem gleichen Fehler abgelesen haben. Daher sieht man bei den 100Hz-Werten auch nicht die erwartete Unabhängigkeit von  $I_{\sim}$ . Die Überlagerung von Störsignalen ist nicht nur ein mittelbarer, sondern auch ein unmittelbarer Grund dafür, warum sich die Linien nicht genau in  $I_{\sim} = 0$  schneiden. Aus den Geradenfits erhalten wir folgende Tabellenwerte:

$\nu$ [MHz]	$A$ [MHz]	$\Delta A$ [MHz]	$B$ [ $10^{-4} \cdot \text{MHz}/\text{mA}$ ]	$\Delta B$ [ $10^{-4} \cdot \text{MHz}/\text{mA}$ ]
$\nu_{50b}^1$	1.550	0.010	-7.737	0.528
$\nu_{100}^1$	1.572	0.011	-6.202	0.579
$\nu_{50a}^1$	1.544	0.009	5.556	0.481
$\nu_{50b}^2$	2.323	0.008	-0.001	0.410
$\nu_{100}^2$	2.361	0.015	-9.354	0.826
$\nu_{50a}^2$	2.299	0.010	9.606	0.527

Tabelle 2: Ergebnis der linearen Regression

Dabei ist  $I_{\sim} = A + B\nu$ .

Wir bestimmen nun, welches Triplet zu welchem Rb-Isotop gehört. In Gleichung (\*) sieht man, dass die Frequenz proportional zum g-Faktor ist. Der g-Faktor der  $F = 2$  Hyperfeinkomponente des Grundzustand des  $^{85}\text{Rb}$  ist  $g_F^{85} = \frac{1}{3}$ , für  $^{87}\text{Rb}$  ist  $g_F^{87} = \frac{1}{2}$ .

Aus der Proportionalität zu  $\nu$  folgt, dass das obere Triplet zu  $^{85}\text{Rb}$  gehört und das untere Triplet zu  $^{87}\text{Rb}$ .

### 5.4.2 Bestimmung des g-Faktors aus dem Frequenzverhältnis

Aus der Proportionalität von  $g_F$  und  $\nu$  können wir über das Verhältnis der Frequenzen der beiden Rb-Isotope das Verhältnis der g-Faktoren bestimmen. Es gilt:

$$\frac{\nu_{87}}{\nu_{85}} = \frac{g_F^{87}}{g_F^{85}}$$

Wir erwarten:

$$\frac{g_F^{87}}{g_F^{85}} = \frac{\frac{1}{2}}{\frac{1}{3}} = 1,5$$

Aus dem Mittelwert der Verhältnisse von  $\nu$  erhalten wir

$$g = 1,50 \pm 0,05$$

Dieser Wert stimmt mit dem erwarteten gut überein.

## 5.5 Temperaturabhängigkeit

In diesem Versuchsteil messen wir die Signalgröße in Abhängigkeit von der Temperatur der Absorptionszelle. Wir stellen  $I_{\sim} = 240\text{mA}$  ein. Bei diesem Wert sind die Triplets gut getrennt, überlappen sich aber nicht gegenseitig. Die restlichen Einstellungen behalten wir bei. Auf Anraten des Tutors heizen wir die Absorptionszelle auf  $64^\circ\text{C}$ , drehen den Temperaturregler komplett runter und führen die Messungen möglichst zügig bei absinkender Temperatur durch. Dies erspart zwar Zeit, verursacht jedoch einen größeren Fehler bei der Temperaturangabe von  $3^\circ\text{C}$ . Die Signalamplituden lesen wir am Oszilloskop ab. Für den Fehler nehmen wir  $\Delta A_i = 0,5\text{mV}$  an. Dieser Fehler kommt einerseits aus der Ablesungenauigkeit, andererseits aus einem von uns beobachteten Signalrauschen, was die Signaldicke vergrößerte.  $\Delta I_0 = 1\text{mA}$ .

Aus der Temperatur (Umrechnung in Kelvin!!) kann man über die kinetische Gasgleichung

$$p = nk_B T$$

die Teilchendichte berechnen.  $k_B = 1,3806 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Nm}}{\text{K}}$  ist die Boltzmann-Konstante. Den Druck  $p$  in Torr erhalten wir durch:

$$p = 10^{-\frac{A}{T} + B}$$

mit

$$A = 4503,74\text{K} \quad B = 8,21 \quad \text{bei } T < 38,84^\circ\text{C}$$

$$A = 4347,11\text{K} \quad B = 7,70 \quad \text{bei } T > 38,84^\circ\text{C}$$

Bei der Berechnung der Teilchendichte  $n$  ist die Umrechnung der jeweiligen Formelkomponenten in die richtigen Einheiten zu beachten. Unsere aufgenommen und berechneten Werte stellen wir in Tab.3 dar.

Aus den Tabellenwerten erstellen wir die Graphen in der Abbildung 7. Zur besseren Übersicht haben wir die zwei Graphen getrennt dargestellt.

Der Kurvenverlauf lässt sich wie folgt erklären: Bei niedrigen Temperaturen nimmt die Transmission im gepumpten Zustand mit steigender Teilchenzahl zu. Bei höheren Temperaturen nimmt die Transmission wieder ab, da es immer häufiger zu Stößen zwischen den Rubidiumatomen kommt.

### 5.5.1 Bestimmung der Isotopenhäufigkeiten

$n_{\text{partial}}^i = a_i \cdot n$  ist die Partialteilchendichte. Sie gibt den Anteil von Teilchen eines Isotops an. Dabei ist  $a_i$  die Isotopenhäufigkeit. Schätzen wir nun aus unseren Graphen die Maxima ab, so erhalten wir für das Verhältnis der Isotopenhäufigkeit:

$$\frac{a_{85}}{a_{87}} = \frac{n_{\text{partial}}^{85}(\text{max})}{n_{\text{partial}}^{87}(\text{max})} = \frac{(50 \pm 10) \cdot 10^{15} \text{m}^{-3}}{(22 \pm 10) \cdot 10^{15} \text{m}^{-3}} = 2,27 \pm 0,11$$

Wir haben den Fehler nach Gauß berechnet. Dennoch erscheint er uns etwas klein. Vergleicht man unseren Wert mit dem Literaturwert von 2,6, so sieht man dass dieser etwas über unserem liegt. Zum einen hätten wir erwartet dass unser resultierender Fehler bei etwa 0,5 liegt, zum anderen war unsere Messung wohl relativ ungenau (s. Messvorgangsbeschreibung).

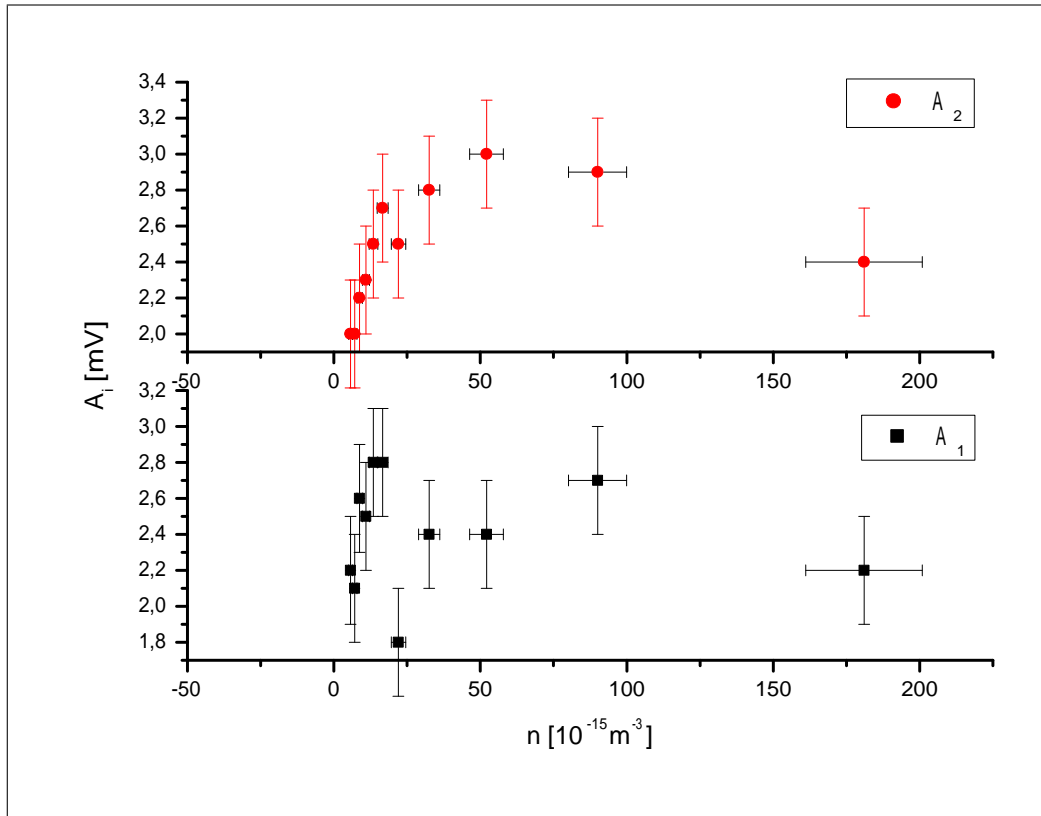


Abbildung 7: Temperaturabhängigkeit der Amplitude

## 5.6 Bestimmung der g-Faktoren

Um die g-Faktoren zu bestimmen variieren wir bei fester Temperatur von  $T = 41 - 42^\circ$  das Hauptfeld  $H_0$ . Wir lesen den angelegten Strom  $I_0$  ab und berechnen daraus mit Hilfe der Eichung (21) die Magnetfeldstärke. Wir mitteln nun die Frequenzen des ersten Isotopes und jene des zweiten Isotopes und tragen sie gegen das Magnetfeld auf. Die Messwerte kann man Tabelle 4 auf Seite 20 entnehmen. Da zwischen Magnetfeld und Frequenz ein linearer Zusammenhang besteht, können wir eine lineare Regression durchführen und aus der Steigung g bestimmen. Im nachfolgenden finden sich die Graphen mit den linearen Fits.

$T [C]$	$A_{50a}^1 [mV]$	$A_{100}^1 [mV]$	$A_{50a}^2 [mV]$	$A_{100}^2 [mV]$	$A_{50a}^3 [mV]$	$A_{100}^3 [mV]$	$A^1 [mV]$	$A^2 [mV]$	$\Delta A [mV]$	$p [MPa]$	$n [10^{15} \cdot m^{-3}]$
64	2.0	2.2	2.4	2.4	2.2	2.4	2.2	2.4	0.3	0.842	181.01
56	3.9	2.0	2.3	2.3	3.8	2.3	2.7	2.9	0.3	0.409	90.05
50	3.0	2.0	2.2	2.2	3.7	2.2	2.4	3.0	0.3	0.232	52.12
45	2.2	2.1	2.9	2.2	3.0	2.2	2.4	2.8	0.3	0.143	32.52
41	1.2	2.0	2.2	2.2	2.8	2.2	1.8	2.5	0.3	0.956	22.06
38	3.0	2.4	3.0	2.2	3.0	2.2	2.8	2.7	0.3	0.713	16.62
36	3.2	2.2	3.0	2.0	2.6	2.0	2.8	2.5	0.3	0.575	13.48
34	3.0	1.9	2.6	1.9	2.2	1.9	2.5	2.3	0.3	0.462	10.90
32	2.9	2.1	2.8	2.0	2.0	2.0	2.6	2.2	0.3	0.370	8.79
30	2.0	2.1	2.2	1.9	1.9	1.9	2.1	2.0	0.3	0.296	7.07
28	2.0	2.2	2.5	1.8	1.9	1.8	2.2	2.0	0.3	0.236	5.67

Tabelle 3: Temperaturabhängigkeit der Amplitude

$I_0 [mA]$	$\nu_{50b}^1 [MHz]$	$\nu_{100}^1 [MHz]$	$\nu_{50a}^1 [MHz]$	$\nu_{50b}^2 [MHz]$	$\nu_{100}^2 [MHz]$	$\nu_{50a}^2 [MHz]$	$\nu_{50a}^3 [MHz]$	$\Delta \nu [MHz]$	$B_0 [Gauss]$	$\Delta B_0 [Gauss]$	$g_f$
70	0.91	0.97	1.25	1.36	1.42	1.42	1.86	0.020	2275	32.5	0.002
80	1.07	1.11	1.40	1.60	1.66	1.66	2.09	0.020	2600	32.5	0.002
90	1.21	1.24	1.53	1.80	1.86	1.86	2.30	0.020	2925	32.5	0.002
100	1.36	1.42	1.69	2.04	2.10	2.10	2.58	0.020	3250	32.5	0.002
110	1.51	1.57	1.84	2.27	2.40	2.40	2.82	0.020	3575	32.5	0.002
120	1.70	1.76	2.00	2.50	2.59	2.59	3.00	0.020	3900	32.5	0.002
130	1.80	1.86	2.14	2.71	2.76	2.76	3.21	0.020	4225	32.5	0.002
140	1.96	2.05	2.30	2.87	2.99	2.99	3.44	0.020	4550	32.5	0.002
150	2.12	2.18	2.46	3.17	3.32	3.32	3.71	0.020	4875	32.5	0.002

Tabelle 4: Bestimmung des Landéfaktors

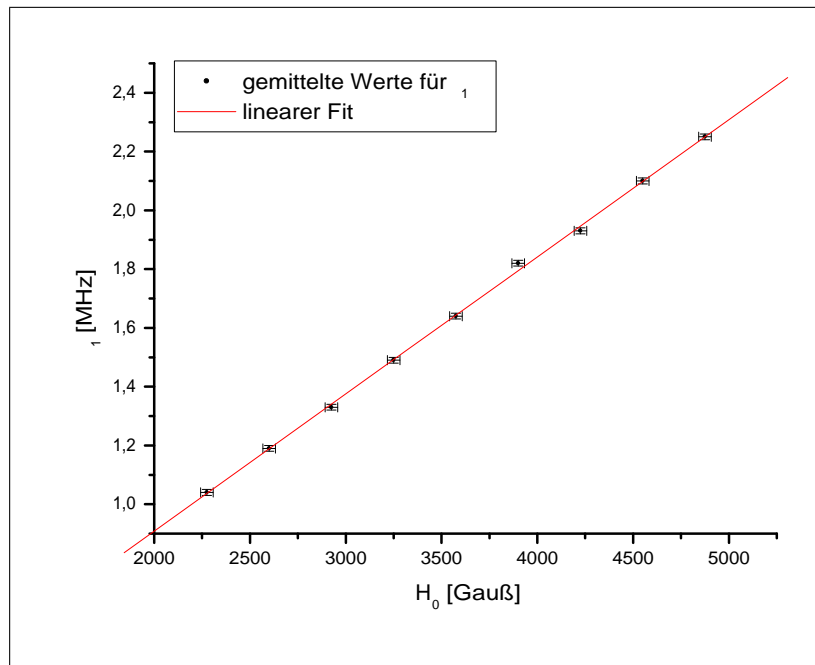


Abbildung 8: Lineare Regression zur Bestimmung des g-Faktors

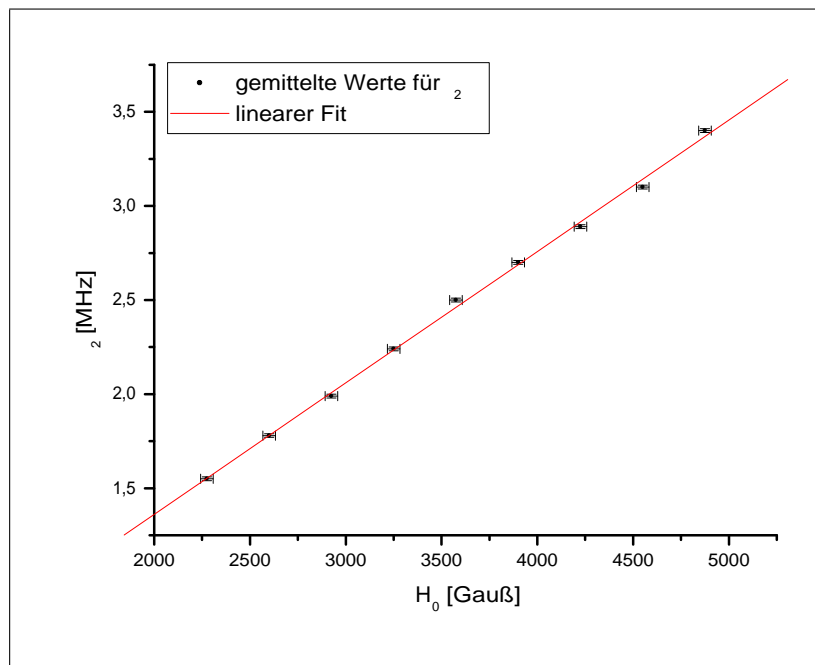


Abbildung 9: Lineare Regression zur Bestimmung des g-Faktors

Wir erhalten

$$\bar{\nu}^1 = -0.025 \text{ MHz} + 0.4667 \text{ MHz/Gauß} \cdot B_0$$

und

$$\Delta \bar{\nu}^1 = 0.018 \text{ MHz} + 0.048 \text{ MHz/Gauß} \cdot B_0$$

und

$$\bar{\nu}^2 = 4.827 \text{ MHz} + 0.984 \text{ MHz/Gauß} \cdot B_0$$

sowie

$$\Delta \bar{\nu}^2 = 0.040 \text{ MHz} + 0.100 \text{ MHz/Gauß} \cdot B_0.$$

Mit dem lineare Zusammenhang ist

$$\nu^i = g_F \frac{\mu_b}{h} \cdot H_0$$

und wir erhalten so

$$g_F^1 = 0.333 \pm 0.034$$

und

$$g_F^2 = 0.703 \pm 0.071.$$

Wir sehen, dass der erste Wert gut dem erwarteten g-Faktor von 1/3 entspricht. Der zweite Wert ist jedoch zu groß, der Fehler nicht groß genug um den erwarteten Wert in den Fehlergrenzen zu behalten.

## 6 Fazit

Uns wurde zwar angeboten, den Teil der Versuchsauswertung zu den Auf- und Abbauzeiten aufgrund der oben genannten Gründe wegzulassen, wir wollten jedoch trotzdem nachprüfen, ob unsere Werte eine Aussagekraft hätten. Leider war dies nicht der Fall. Allgemein lässt sich sagen, dass, obwohl die Durchführung vergleichsweise einfach war, bei diesem Versuch viele Probleme auftraten, auf die wir wenig Einfluss hatten. Nur durch groß abgeschätzte Fehler konnten wir ihnen Rechnung tragen.

## 7 Literatur

R. Benumof "*Optical Pumping Theory and Experiments*"

R. L. de Zafra "*Optical Pumping*"

R. Bernheim "*Optical Pumping*"