

**V21**

## **Optisches Pumpen**

Pelle Ofenbach  
pelle.ofenbach@tu-dortmund.de

Julian Schröer  
julian.schroeer@tu-dortmund.de

Durchführung: 04.07.2018

Neue Abgabe: 24.10.2018

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
2.1	Zeeman-Effekt . . . . .	1
2.2	Optisches Pumpen . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>5</b>
3.1	Versuchsaufbau . . . . .	5
3.2	Versuchsdurchführung . . . . .	6
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
4.1	Darstellung der aufgenommenen Messwerte und verwendete Herstellerangaben . . . .	7
4.2	Berechnung der Verschiebung des Gesamthorizontalfeldes durch das Edrmagnetfeld . .	8
4.3	Berechnung der Landé-Faktoren und der Kernspins . . . . .	10
4.4	Bestimmung des Verhältnisses der Rubidiumisotope anhand einer Resonanzkurve . . .	11
4.5	Abschätzung des quadratischen Zeeman-Effekts . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>12</b>
	<b>Literatur</b>	<b>13</b>

# 1 Einleitung

Mithilfe des optischen Pumpvorgangs, können die energetischen Abstände zwischen Zeeman-Niveaus in Alkali-Atomen vermessen werden. Aus den Abständen dieser Niveaus lassen sich außerdem die Landé-Faktoren und die Kernspins der Atome bestimmen. Ziel dieses Versuchs ist die Bestimmung dieser Größen für die Rubidium Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ .

## 2 Theorie

Die Elektronenkonfiguration eines Atoms wird auf den inneren, voll besetzten, Schalen durch das Pauliprinzip bestimmt. Die Verteilung der außen gelegenen Elektronen, wird zusätzlich noch durch die Umgebungstemperatur beeinflusst. Aufgrund des Einflusses der Temperatur ist das Verhältnis der Besetzungszahlen  $N_1$  und  $N_2$  zweier Energieniveaus durch die Boltzmann Verteilung

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2 \exp(-W_2/k_B T)}{g_1 \exp(-W_1/k_B T)} \quad (1)$$

gegeben.  $W_i$  ist dabei die Energie der Niveaus,  $g_i$  die statistischen Gewichte,  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur.

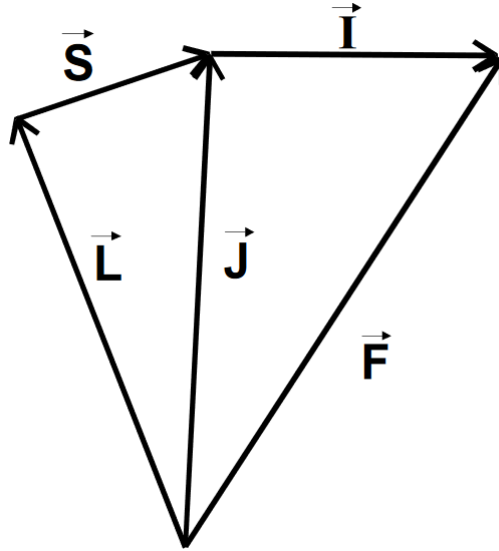
Der Übergang eines Elektrons zu einem benachbarten Energieniveau kann unter anderem mit der Absorption bzw. Emission eines Photons einhergehen. Das Photon muss dabei genau die Energiedifferenz der beteiligten Niveaus besitzen. Beim optischen Pumpen werden durch Einstrahlen von polarisiertem Licht nun solche Übergänge zwischen Zeeman-Niveaus erzeugt, wodurch eine Abweichung von der thermischen Besetzung zu einer Inversion entsteht.

### 2.1 Zeeman-Effekt

Der sog. Zeeman-Effekt beschreibt die Aufspaltung der Energieniveaus von Atomen unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes. Sein Ursprung liegt im magnetischen Moment  $\mu_F$  der Atome, welches durch den Gesamtdrehimpuls

$$\vec{F} = \vec{L} + \vec{S} + \vec{I} \quad (2)$$

hervorgerufen wird.  $\vec{L}$  bezeichnet hierbei den Bahndrehimpuls der Hüllenelektronen,  $\vec{S}$  ihren Gesamtspin und  $\vec{I}$  den Kernspin. Diese Kopplung ist in Abb. 1 graphisch dargestellt.



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung der Zusammensetzung des Gesamtdrehimpulses  $\vec{F}$ [2].

Über die Quantenzahl  $F$  mit  $|I - J| < F < I + J$  lässt sich das magnetische Moment nun durch

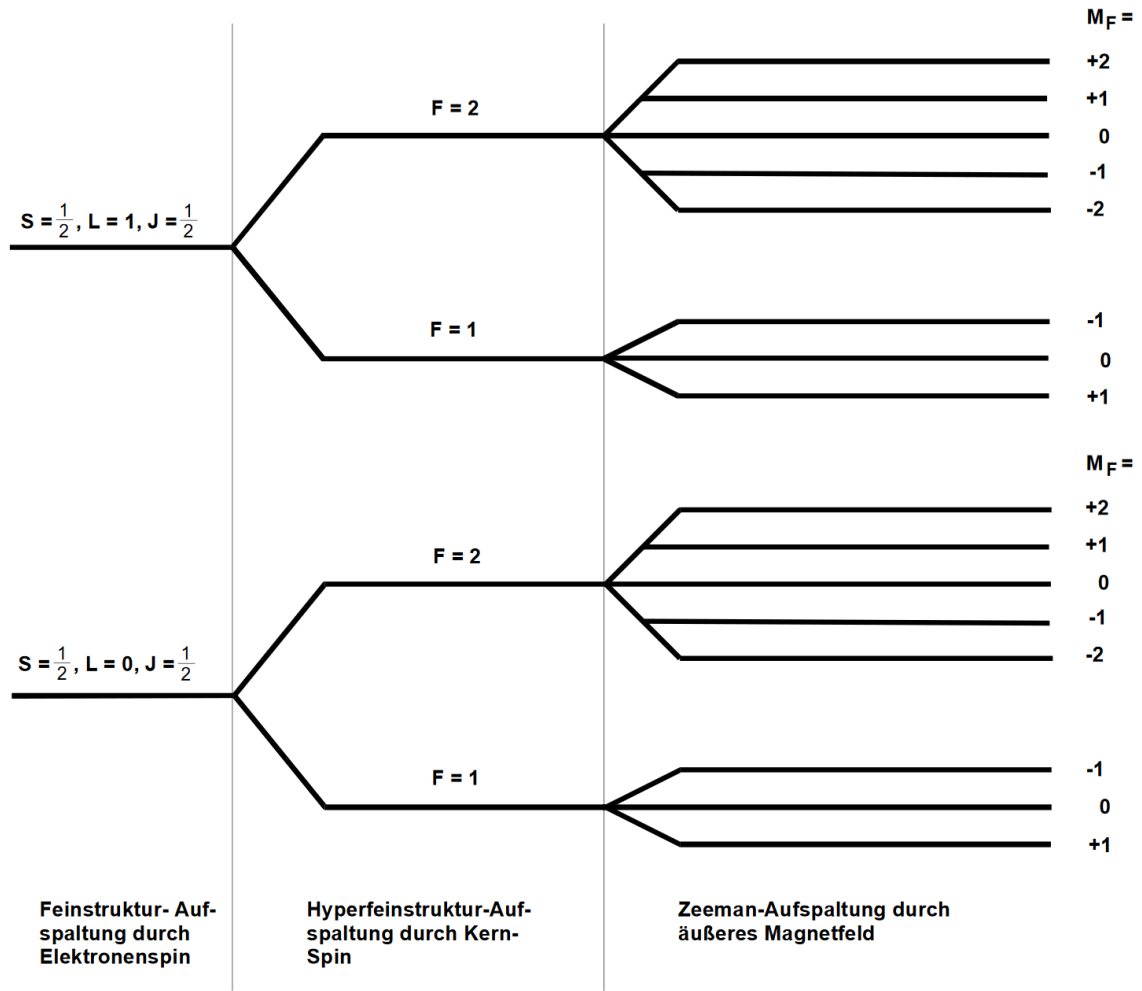
$$\mu_F = \mu_B g_F \sqrt{F(F+1)} \quad (3)$$

berechnen, wobei  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $g_F$  den sogenannten Landé-Faktor bezeichnet. Dieses Moment sorgt dafür, dass bei einem äußeren Magnetfeld  $B$  die Energieniveaus der durch den Kernspin hervorgerufenen Hyperfeinstruktur in  $2F + 1$  Zeeman-Niveaus aufgespalten werden. Diese Niveaus werden durch die magnetische Quantenzahl  $-F < m_F < F$  beschrieben, welche aus der Eigenwertgleichung zur  $z$ -Komponente des Drehimpulses resultiert.

Für die Energiedifferenz zwischen benachbarten Zeeman-Niveaus gilt

$$U_Z = g_F \mu_B B \quad (4)$$

Eine schematische Darstellung dieser Aufspaltung ist in Abb. 2 für ein Alkali-Atom mit  $I = \frac{3}{2}$  gegeben.



**Abbildung 2:** Nichtmaßstabsgetreue Darstellung der Feinstruktur-, Hyperfeinstruktur sowie Zeeman-Aufspaltung im Falle eines Alkali-Atoms mit Kernspin  $\mathbf{I} = \frac{3}{2}[2]$ .

$g_F$  lässt sich mit einigen Vorüberlegungen aus den Drehimpulsquantenzahlen sowie dem kernspin-freien Landé-Faktor  $g_J$  durch

$$g_F \approx g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - \mathbf{I}(\mathbf{I}+1)}{2F(F+1)} \quad (5)$$

berechnen. Für  $g_J$  gilt hierbei

$$g_J = \frac{(1 + g_s)J(J+1) + (1 - g_s)(S(S+1) - L(L+1))}{2J(J+1)}. \quad (6)$$

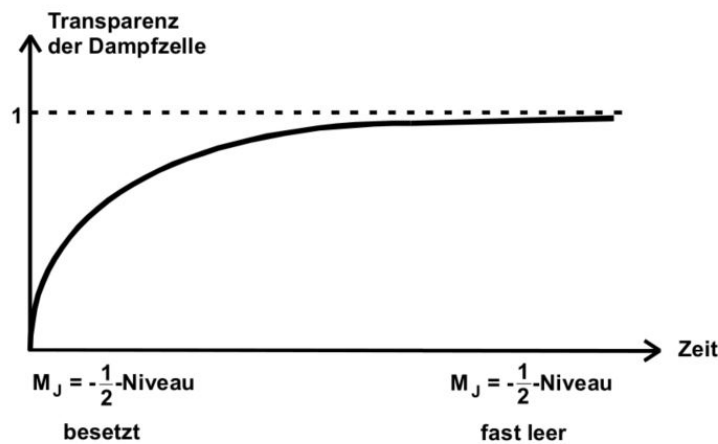
$g_s \approx 2,0023$  bezeichnet den Landéfaktor des freien Elektrons.

## 2.2 Optisches Pumpen

Das Prinzip des optischen Pumpens stützt sich vor allem darauf, dass für optisch induzierte Niveauübergänge bestimmte, von der Polarisation abhängige Auswahlregeln gelten. So gilt für linear polarisiertes Licht die Auswahlregel  $\Delta m = 0$  und für rechts- bzw. links zirkularpolarisiertes Licht  $\Delta m = \pm 1$ . Durch diese Auswahlregeln gelingt es bestimmte Niveaus in einem Atom mit Elektronen

aus energetisch niedrigeren Niveaus zu bevölkern und letztere dadurch beinahe vollständig zu leeren. Strahlt man beispielsweise nur das Rubidium-D1-Licht aus einer Spektrallampe ( $\lambda = 795 \text{ nm}$ ) auf eine Rubidiumprobe, so sind im Rubidium alle Anregungsübergänge zwischen dem  $^2S_{1/2}$ - und dem  $^2P_{1/2}$ -Zustand möglich (Vgl. Abbildung 2). Wählt man nun rechtszirkular polarisiertes Licht, so muss für jede Anregung  $\Delta m_F = +1$  gelten. Dies bedeutet, dass Elektronen, welche sich im  $^2S_{1/2}$ -Zustand mit  $F = 2$ ,  $m_F = +2$  befinden nicht anregen lassen, da es keinen  $^2P_{1/2}$ -Zustand mit  $m_F = +3$  gibt. Alle übrigen  $^2S_{1/2}$  Elektronen werden angeregt, emittieren ein Photon und kehren in einen beliebigen  $^2S_{1/2}$ -Zustand zurück. Zwischen benachbarten Zeeman-Niveaus sind spontane Photonenemissionen sehr selten, weshalb sich das  $F = 2$ ,  $m_F = +2$  Niveau des  $^2S_{1/2}$ -Zustandes über die Zeit mit Elektronen füllt. Die Elektronen können den Zustand dann nur durch sogenannte *induzierte Emission* verlassen. Bei dieser wird durch Einstrahlung eines Photons ein Übergang in einen energetisch niedrigeren Zustand induziert. Die Energie des eingestrahlt Photons muss dabei gleich dem Betrag der Energiedifferenz des Übergangs sein. Durch Einstrahlung dieses Photons wird ein zweites Photon mit gleicher Polarisation und Energie  $h\nu = U_Z$  emittiert. Diese Energie entspricht dann genau der zu vermessenden Differenz zwischen den beteiligten Energieniveaus.

Die Vermessung der Energieniveaus erfolgt in diesem Versuch anhand der Aufnahme der Transparenzkurve eines optisch gepumpten, aus den Rubidium Isotopen zusammen gesetzten Gases. Eine direkte Messung der induziert emittierten Photonen ist aufgrund der quantenmechanischen Unschärfe und der Dopplerverbreiterung der Spektrallinien nicht realisierbar. In Abbildung 3 ist die Änderung der Transparenz mit der Zeit während des Pumpvorgangs zu sehen. Es lässt sich erkennen dass die Probe sich aufgrund der durch das Pumpen entstehenden Besetzungsinversion asymptotisch der vollständigen Transparenz annähert.



**Abbildung 3:** Transparenz des Gases in Abhängigkeit von der Zeit[2].

Die Übergangswahrscheinlichkeit eines Elektrons durch spontane Emission ist aufgrund des plank-schen Strahlungsgesetzes proportional zu  $\nu^3$ . Da die Energiedifferenz der Zeeman-Niveaus aber sehr klein ist und somit nach  $E = h\nu$  die Frequenz ebenfalls, dominiert der induzierte Emissionsprozess bei einem Zeeman-Übergang. Spontane Emission wird dagegen relevanter wenn die Energiedifferenzen höher sind wie zum Beispiel bei einem Übergang zwischen Feinstruktur-niveaus. Mithilfe der induzierten Emission, lassen sich die Abstände der Zeeman-Niveaus wie folgt vermessen.

Zunächst legt man zusätzlich zu dem Magnetfeld, welches die Zeeman-Aufspaltung bewirkt ein frequenzvariables Hochfrequenzfeld (kurz RF-Feld) an. Anschließend wird das Zeeman-Magnetfeld

verfahren. Da bei Null keine Zeeman-Aufspaltung existiert, findet auch kein optischer Pumpvorgang statt und die Transparenz der Probe ist gering. Die Energiedifferenz zwischen den Zeeman-Niveaus steigt mit zunehmendem Magnetfeld gemäß

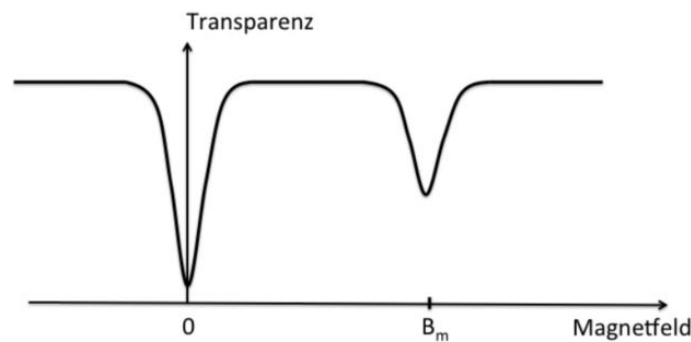
$$h\nu = g_J \mu_B B \Delta M_J \quad (7)$$

an und die Probe wird zunehmend intransparent.

Erreicht das Magnetfeld den Wert

$$B_m = \frac{4\pi m_0}{e_0 g_J} \nu \quad (8)$$

so entspricht die Größe der Zeeman-Aufspaltung genau der Energie des Feldes der RF-Spule und es setzt induzierte Emission ein. Dadurch verringert sich die Besetzungsinversion und die Transparenz der Probe sinkt. Dieser Vorgang wird als Resonanz bezeichnet.



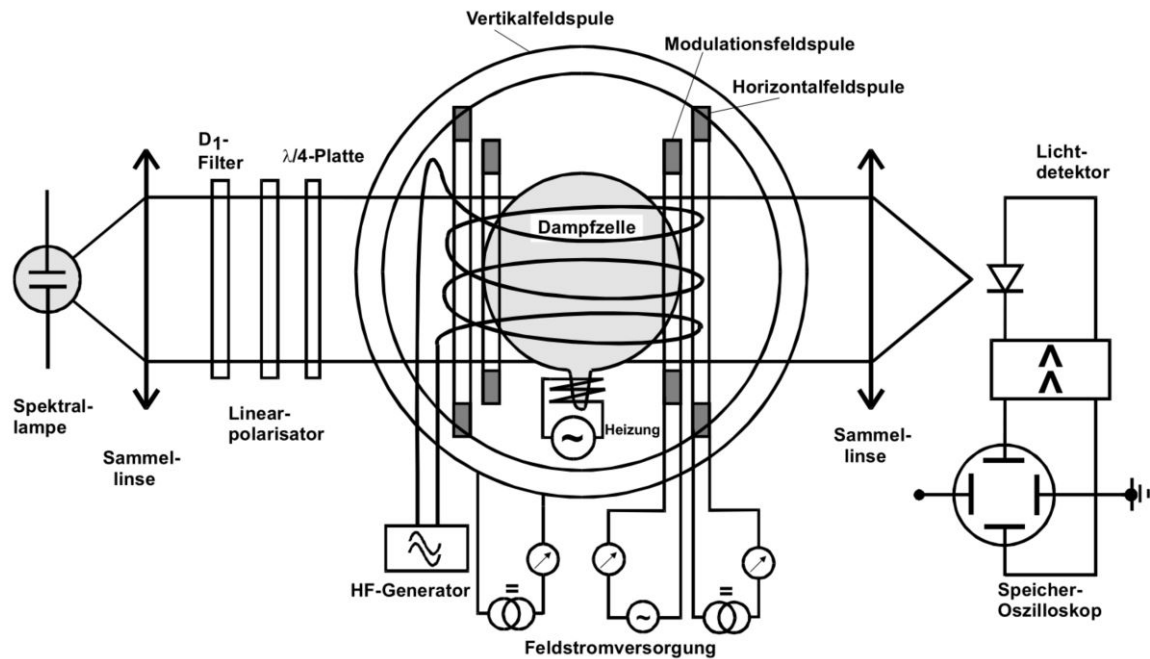
**Abbildung 4:** Transparenzkurve in Abhängigkeit der Feldstärke des Zeeman-Magnetfeldes[2].

Aus den Peakpositionen  $B_m$  in der Transparenzkurve (Abbildung 4) und der gegebenen Frequenz  $\nu$  an der RF-Spule lässt sich dann die Energiedifferenz ermitteln.

## 3 Durchführung

### 3.1 Versuchsaufbau

Ein Schema des Aufbaus ist in Abbildung 5 zu sehen. Das verwendete Licht wird von einer Rubidium-Spektrallampe bereitgestellt und mithilfe einer Sammellinse parallelisiert. Anschließend fällt das Licht auf einen Filter, welcher nur die D1-Spektrallinie transmittiert. Um das Licht rechtszirkular zu polarisieren wird es zunächst durch einen Linearpolarisator und anschließend durch ein  $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen gelenkt. Daraufhin fällt das Licht auf eine Dampfzelle, welche den Rubidiumdampf enthält. Der Dampf wird auf ca. 50 °C geheizt, wodurch eine breite Energieverteilung und ein konstanter Druck gewährleistet wird.



**Abbildung 5:** Schematische Darstellung der zur Messung verwendeten Apparatur[2].

Die Dampfzelle befindet sich innerhalb der Felder dreier Helmholtzspulenpaare. Diese erzeugen ein horizontales und ein vertikales Magnetfeld sowie ein modulierbares Sweepfeld. Um die Dampfzelle ist ausserdem eine Hochfrequenzspule (RF-Spule) gewickelt. Nachdem das Licht die Probenkammer passiert hat, wird es durch eine zweite Sammellinse auf einen Photodetektor fokussiert, dessen Ausgang an ein Oszilloskop angeschlossen wird.

### 3.2 Versuchsdurchführung

Damit auf der Photodiode möglichst viel Signal registriert wird muss die Apparatur zunächst so eingestellt werden, dass die Intensität des vermessenen Lichtes maximal ist. Dazu werden alle optischen Elemente ausser der Sammellinsen aus dem Strahlengang entfernt. Die Sammellinsen werden nun so in den Strahlengang gebracht, dass die Brennpunkte sich in der Spektrallampe bzw. der Photodiode befinden.

Die Feldstärken der verwendeten Spulen liegen in der Größenordnung nahe der Feldstärke des Erdmagnetfeldes. Um die dadurch entstehenden Auswirkungen möglichst einfach kompensieren zu können, wird mithilfe eines Helmholtzspulenpaares der vertikale Anteil des Erdmagnetfeldes kompensiert. Das auf dem Oszilloskop sichtbare Signal der Form 4 (ohne den Resonanzpeak) wird nun mithilfe des Vertikalfeldes so moduliert, dass der Peak bei Null eine möglichst geringe Breite aufweist. Außerdem wird die Apparatur so ausgerichtet, dass der Strahlengang parallel zur Nord-Süd-Richtung geführt ist. Dadurch geht nurnoch das horizontale Erdmagnetfeld als konstante Verschiebung in die Messungen ein. Abschließend wird der Aufbau durch eine schwarze Stoffdecke abgeschirmt um äußere Lichteinflüsse zu minimieren.

Die Hochfrequenzspule erzeugt aus einer Sinusspannung ein elektromagnetisches Wechselfeld, welches die Photonen zur induzierten Emission bereit stellt. Das Horizontalfeldspulenpaar erzeugt ein horizontales Magnetfeld, durch das die Zeeman-Aufspaltung entsteht. Mithilfe der Sweepspulen wird ein zweites, variables Magnetfeld erzeugt, welches das erste Horizontalfeld überlagert. Dieses Feld kann nun um die Null verfahren werden um die Transparenzkurve (wie in Abbildung 4) zu erzeugen.

Es werden bei unterschiedlichen Frequenzen des RF-Feldes die auf dem Oszilloskop sichtbaren Reso-



nanzmagnetfelder  $B_m$  in der Tanzparenzkurve vermessen.

## 4 Auswertung

### 4.1 Darstellung der aufgenommenen Messwerte und verwendete Herstellerangaben

In den Tabellen 1 und 2 sind die aufgenommenen Stromstärken für Horizontal- und Sweepfeld im Resonanzfall zu den unterschiedlichen Frequenzen des Hochfrequenzfeldes aufgetragen.

**Tabelle 1:** Erste Messung: Im Resonanzfall gemessene Stromstärken an Sweep-(S) und Horizontalfeldspule(H) bei unterschiedlichen Frequenzen des RF-Feldes für beide Rubidium Isotope (A,B).

$\nu_1$ in kHz	Sweepfeld		Horizontalfeld	
	$I_{S,A}$ in mA	$I_{S,B}$ in mA	$I_{H,A}$ in mA	$I_{H,B}$ in mA
98	446	564	0	0
194	681	910	0	0
296	472	828	24	24
393	353	818	42	42
499	274	863	66	66
608	141	862	90	90
706	064	900	114	114
802	602	837	90	138
916	735	414	102	198
1016	787	428	114	222

**Tabelle 2:** Zweite Messung: Im Resonanzfall gemessene Stromstärken an Sweep-(S) und Horizontalfeldspule(H) bei unterschiedlichen Frequenzen des RF-Feldes für beide Rubidium Isotope (A,B).

$\nu_2$ in kHz	Sweepfeld		Horizontalfeld	
	$I_{S,A}$ in mA	$I_{S,B}$ in mA	$I_{H,A}$ in mA	$I_{H,B}$ in mA
109	630	760	0	0
210	619	856	-6	-6
303	578	933	12	12
400	454	927	36	36
507	240	841	66	66
613	151	876	90	90
707	379	940	90	108
805	166	542	120	162
901	695	766	102	168
1027	883	453	114	222

Um die Stromstärken in magnetische Feldstärken umzurechnen wird die Formel

$$B = \mu_0 \frac{I \cdot N}{\sqrt{125} \cdot R} \quad (9)$$

verwendet. Die Windungszahlen N und der Radius R der verschiedenen Spulen werden der Anleitung[2] entnommen und sind in Tabelle 3 aufgeführt.

**Tabelle 3:** Herstellerangaben für Windungszahl  $N$  und Radius  $r$  der drei Verwendeten Spulenpaare

Spule	$N$	$R$ in cm
Horizontalfeld	151	15.79
Vertikalfeld	20	11.735
Sweep-Feld	11	16.39

## 4.2 Berechnung der Verschiebung des Gesamthorizontalfeldes durch das Edmagnetfeld

Aus den Angaben für die Vertikalfeldspule berechnet sich nach (9) ein vertikales Edmagnetfeld der Feldstärke  $B_v = 49,19 \mu\text{T}$ . Die magnetischen Feldstärken von Sweep- und Horizontalfeld werden nun einzeln für jede Frequenz addiert. Das Gesamthorizontalfeld wird dann daraus, ebenfalls mithilfe von Formel (9), berechnet. Die ermittelten Werte sind für beide Messreihen in Abhängigkeit von den jeweiligen Frequenzen  $\nu_1$  und  $\nu_2$  in den Tabellen 4 und 5 dargestellt.

**Tabelle 4:** Messung 1: Summe aus Sweep- und Horizontalfeld zur jeweiligen Frequenz des Hochfrequenzfeldes für beide Isotope (A,B).

$\nu_1$ in kHz	$B_{1A}$ in $\mu\text{T}$	$B_{1B}$ in $\mu\text{T}$
98	26.9	34.1
194	41.1	54.9
296	49.5	71.0
393	58.1	86.2
499	74.4	110.0
608	87.4	130.9
706	103.8	154.3
802	115.3	171.5
916	133.8	198.6
1016	147.5	220.5

**Tabelle 5:** Messung 2: Summe aus Sweep- und Horizontalfeld zur jeweiligen Frequenz des Hochfrequenzfeldes für beide Isotope (A,B).

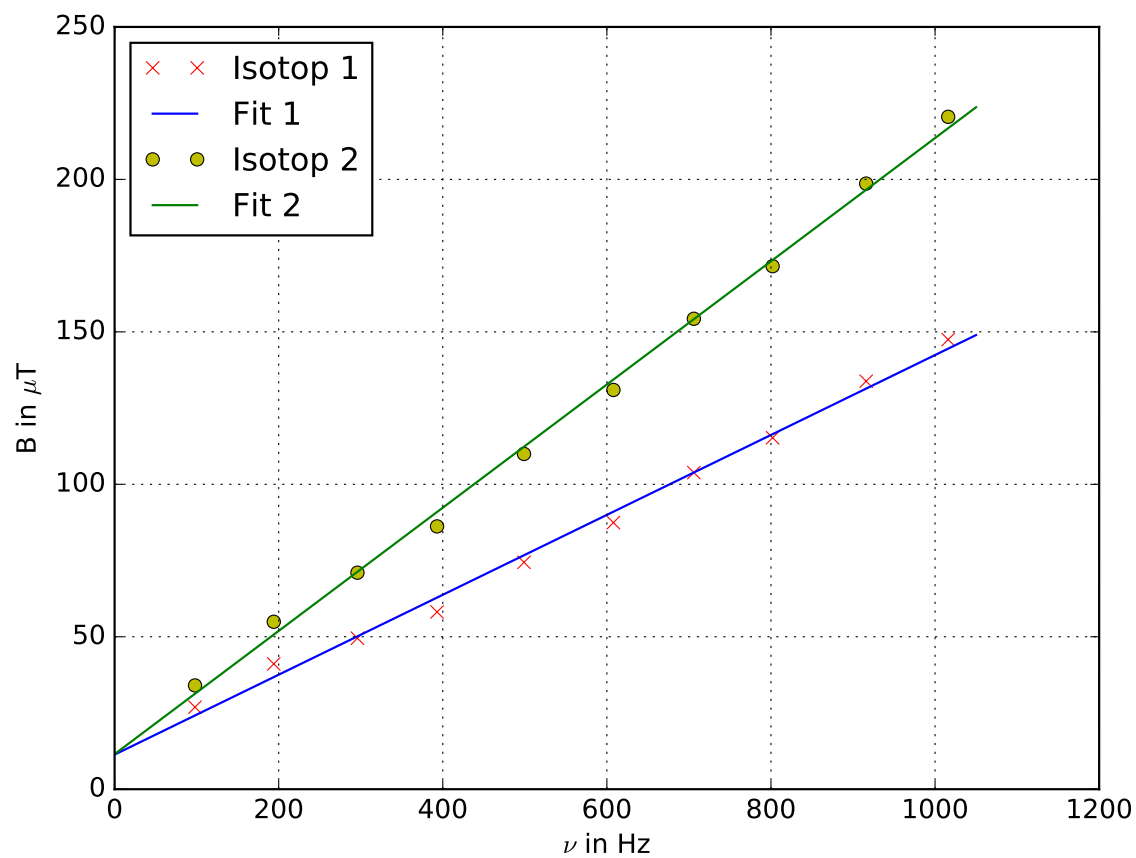
$\nu_2$ in kHz	$B_{2A}$ in $\mu\text{T}$	$B_{2B}$ in $\mu\text{T}$
109	38.0	45.9
210	32.1	46.4
303	4.54	66.8
400	59.0	87.5
507	72.4	108.6
613	88.0	131.8
707	101.8	151.4
805	115.3	174.8
901	131.4	193.6
1027	153.3	222.0

Um die Verschiebung des Feldes durch das horizontale Edmagnetfeld zu bestimmen, wird an den obigen Daten eine lineare Regression an der Funktion

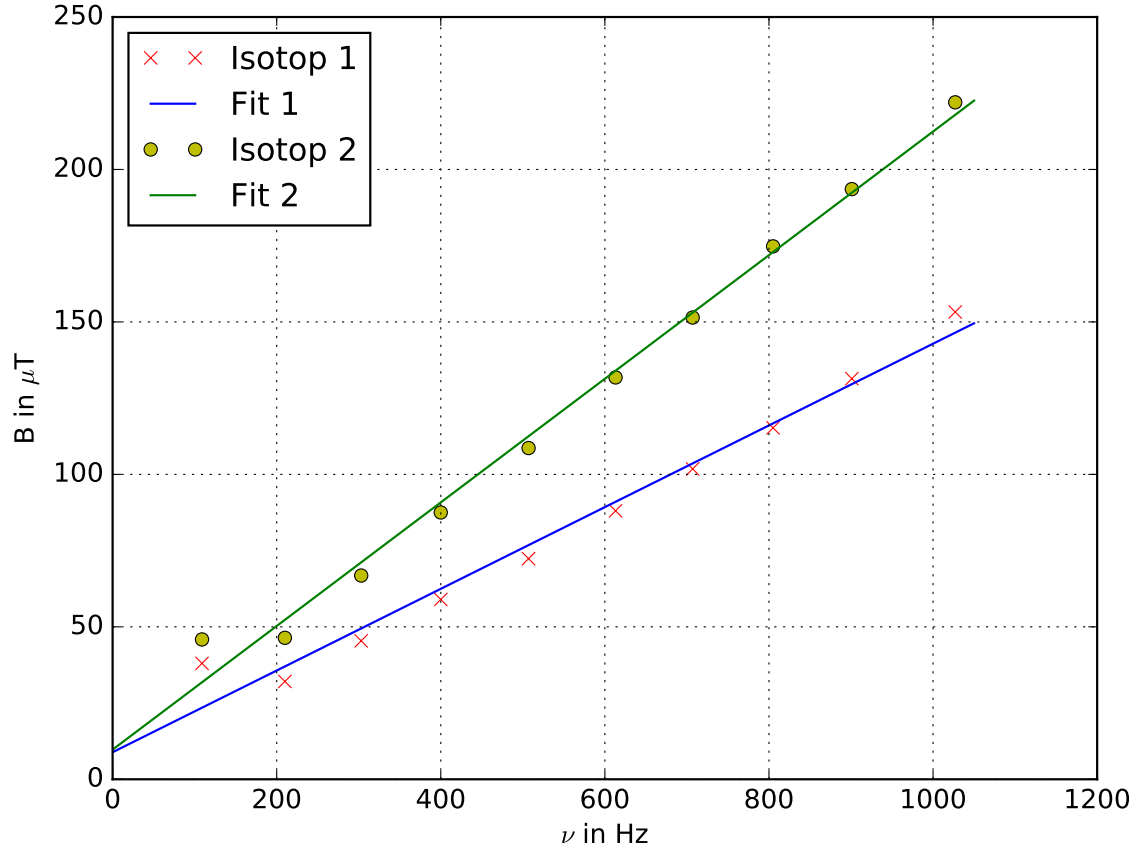
$$b(\nu) = m \cdot \nu + B_{hor}$$

durchgeführt. Der y-Achsenabschnitt  $B_{hor}$  der Ausgleichsgeraden entspricht dann der horizontalen

Komponente des Erdmagnetfeldes. Die Ausgleichsrechnungen für beide Messungen sind in den Abbildungen 6 und 7 dargestellt.



**Abbildung 6:** Linearer Fit der Messwerte der ersten Messung für Frequenz und horizontales Magnetfeld beider Isotope zur Bestimmung der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes.



**Abbildung 7:** Linearer Fit der Messwerte der zweiten Messung für Frequenz und horizontales Magnetfeld beider Isotope zur Bestimmung der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes.

Die errechneten Fitparameter lauten:

$$\begin{aligned}
 m_{1A} &= (0,131 \pm 0,003) \mu\text{T kHz}^{-1} & b_{1A} &= (11,3 \pm 2,1) \mu\text{T} \\
 m_{1B} &= (0,202 \pm 0,004) \mu\text{T kHz}^{-1} & b_{1B} &= (11,5 \pm 2,2) \mu\text{T} \\
 m_{2A} &= (0,134 \pm 0,007) \mu\text{T kHz}^{-1} & b_{2A} &= (8,87 \pm 4,50) \mu\text{T} \\
 m_{2B} &= (0,203 \pm 0,007) \mu\text{T kHz}^{-1} & b_{2B} &= (9,72 \pm 4,20) \mu\text{T}
 \end{aligned}$$

Dabei steht wieder die Zahl (1,2) für die Messung und der Buchstabe (A,B) für das Isotop.

### 4.3 Berechnung der Landé-Faktoren und der Kernspins

Um die Landé-Faktoren auszurechnen, wird Formel (4) aus der Theorie verwendet. In diese Formel wird nun für die Energiedifferenz die Energie der Lichtquanten eingesetzt, die mithilfe der RF-Spule erzeugt werden. Mit der Energie der Photonen  $U = h \cdot f$ , wobei  $f$  die Frequenz und  $h$  die Planckkonstante sind, lässt sich die Formel (4) jetzt zu

$$g_F = \frac{h \cdot f}{\mu_B \cdot B} \quad (10)$$

umstellen. In diese Gleichung wird nun Steigung  $m = \frac{B}{f}$  des Fits aus 4.1 eingesetzt wodurch sich die Landé-Faktoren zu

$$\begin{aligned}
g_{F1A} &= 0.545 \pm 0.014 \\
g_{F1B} &= 0.354 \pm 0.006 \\
g_{F2A} &= 0.532 \pm 0.029 \\
g_{F2B} &= 0.352 \pm 0.012
\end{aligned}$$

ergeben.

Für die Berechnung der Kernspins der beiden Rubidium Isotope wird die Formel (5) nach I umgestellt. Der Elektronenhüllenspin  $J = \frac{1}{2}$  eines Alkaliatoms lässt sich aus der Summe der Spinquantenzahl  $S = \frac{1}{2}$  und der Drehimpulsquantenzahl  $L = 0$  berechnen, woraus  $g_J = 2.0023$  folgt. Die Formel (6) verändert sich dann zu

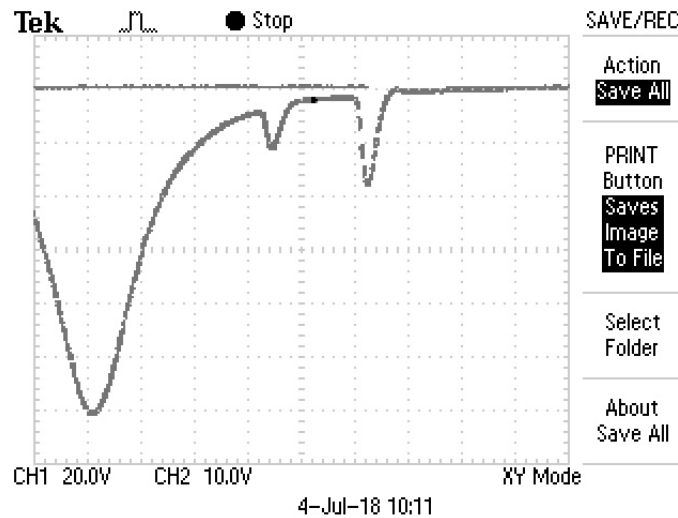
$$I = \frac{\frac{g_J}{g_F} - 1}{2} \quad (11)$$

. Die Kernspins, die sich aus den beiden Messungen(1,2) ergeben lauten dann für Isotop A bzw. B:

$$\begin{aligned}
I_{1A} &= 1.34 \pm 0.05 \\
I_{1B} &= 2.33 \pm 0.05 \\
I_{2A} &= 1.38 \pm 0.10 \\
I_{2B} &= 2.34 \pm 0.09
\end{aligned}$$

#### 4.4 Bestimmung des Verhältnisses der Rubidiumisotope anhand einer Resonanzkurve

Aus dem Ausdruck in Abbildung 8 wird die Tiefe der beiden Minima in der Transparenz abgelesen. Da sie proportional zur Menge der Isotope in der Probe ist, kann daraus der Anteil der beiden Isotope in der Probe bestimmt werden. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 6 aufgelistet.



**Abbildung 8:** Bild einer Resonanzkurve auf einem Oszilloskop. Zu sehen sind, von Links nach Rechts, das Transparenzminimum bei 0, sowie die Resonanzen der beiden Rubidiumisotope A und B

**Tabelle 6:** Messdaten aus der Vermessung der Minima und daraus berechnete Anteile.

	Isotop A	Isotop B
Tiefe in cm	1.35	2.1
Anteil in %	38.84	60.86
Literaturwert:	27.83	72.17
Abweichung in %	39.56	15.67

## 4.5 Abschätzung des quadratischen Zeeman-Effekts

Die Abstände zwischen den Zeeman-Niveaus ergeben sich bei genauerer Betrachtung aus einer Entwicklung der Energie in einer Potenzreihe gemäß

$$U_{HF} = g_F \mu_B B + g_f^2 B^2 \mu_0^2 \frac{(1 - 2M_F)}{\Delta E_{Hy}} - \dots \quad (12)$$

Betrachtet man den linearen und quadratischen Term dieser Gleichung einzeln, so kann eine Abschätzung für den quadratischen Zeeman Effekt gegeben werden. Dazu werden aus den Messwerten für jede Messung eine obere (1000 Hz) Grenze für das Magnetfeld als Abschätzung verwendet. In Tabelle 7 sind diese Werte dargestellt. Die Abstände der Niveaus der Hyperfeinstruktur aufspaltung werden der Anleitung[2] entnommen und lauten  $\Delta E_{hy} = 4.53 \cdot 10^{-24} \text{ J}$  für  $^{85}\text{Rb}$  und  $\Delta E_{hy} = 2.01 \cdot 10^{-24} \text{ J}$  für  $^{87}\text{Rb}$ . Außerdem werden die magnetischen Quantenzahlen  $M_F = 3$  für  $^{85}\text{Rb}$  und  $M_F = 2$  für  $^{87}\text{Rb}$ . Diese Werte ergeben sich aus dem Kernspin und dem Spin der Elektronenhüllen.

**Tabelle 7:** Gegenüberstellung des linearen und quadratischen Zeeman-Effektes für beide Messungen. Es sind jeweils die unteren und oberen Abschätzungen für beide Isotope angegeben. Die Werte für das Magnetfeld wurden Tabelle 4 und 5 entnommen.

Messung 1:	Isotop A	Isotop B
linear oben	$(4.65 \pm 0.12) \cdot 10^{-28} \text{ J}$	$(4.51 \pm 0.08) \cdot 10^{-28} \text{ J}$
quadratisch oben	$(1.43 \pm 0.08) \cdot 10^{-31} \text{ J}$	$(5.07 \pm 0.18) \cdot 10^{-31} \text{ J}$
Messung 2:		
linear oben	$(4.73 \pm 0.08) \cdot 10^{-28} \text{ J}$	$(4.53 \pm 0.15) \cdot 10^{-28} \text{ J}$
quadratisch oben	$(1.48 \pm 0.16) \cdot 10^{-31} \text{ J}$	$(5.10 \pm 0.34) \cdot 10^{-31} \text{ J}$

Anhand der Tabelle 7 erkennt man, dass die Abschätzungen des quadratischen Zeeman-Effekts um minimal 5 Größenordnungen kleiner als die des linearen Zeeman-Effekts sind.

## 5 Diskussion

Aus den linearen Regressionen in Abschnitt 4.2 In Tabelle 8 sind die errechneten Kernspins und dazu recherchierte Literaturwerte dargestellt.

**Tabelle 8:** Vergleich von errechneten Kernspins mit Literaturwerten[1].

ermittelter Wert	Literaturwert	relative Abweichung
$I_{1A} = 1.34 \pm 0.05$	1.5	10.6%
$I_{1B} = 2.33 \pm 0.05$	2.5	6.8%
$I_{2A} = 1.38 \pm 0.10$	1.5	8%
$I_{2B} = 2.34 \pm 0.09$	2.5	6.4%

Aus den errechneten Kernspins kann man erkennen, dass es sich bei  $I_{1A}$  und  $I_{2A}$  um das Isotop  $^{85}\text{Rb}$  und bei  $I_{1B}$  und  $I_{2B}$  um das Isotop  $^{87}\text{Rb}$  handelt. Die Abschätzungen des quadratischen Zeeman-Effekts ergeben um minimal 5 Größenordnungen kleinere Werte als der lineare Zeeman-Effekt (Tabelle 7). Daher sind durch Vernachlässigung des quadratischen Terms kaum Abweichungen zu erwarten. Die ermittelten Kernspins weisen nur sehr kleine Abweichungen von den Literaturwerten auf. Aus dem ermittelten Isotopenverhältnis 4.4 lässt sich schließen, dass das Isotopenverhältnis deutlich von dem natürlich vorkommenden abweicht. Weitere Fehler in den Messwerten sind vor allem durch die hohe

Lichtempfindlichkeit der Apparatur trotz der Abdeckung und durch unzureichende Kompensation des Erdmagnetfeldes zu erwarten.

## Literatur

- [1] Chemgapedia. URL: [http://www.chemgapedia.de/vsengine/vlu/vsc/de/ch/11/aac/vorlesung/kap\\_3/vlu/elemente.vlu/Page/vsc/de/ch/11/aac/vorlesung/kap\\_3/pse/datenblaetter/element\\_rb.vscml.html](http://www.chemgapedia.de/vsengine/vlu/vsc/de/ch/11/aac/vorlesung/kap_3/vlu/elemente.vlu/Page/vsc/de/ch/11/aac/vorlesung/kap_3/pse/datenblaetter/element_rb.vscml.html).
- [2] TU Dortmund. *Versuch 21 Optisches Pumpen*. 2014.