

V21

# **Optisches Pumpen**

Durchführung: 03.12.2018

Abgabe: 17.12.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
2.1	Methode: Optisches Pumpen . . . . .	1
2.2	Das Magnetische Moment der Elektronenhülle . . . . .	1
2.3	Die Hyperfeinstruktur . . . . .	2
2.4	Prinzip des Optischen Pumpens bei Alkali-Elementen . . . . .	3
2.5	Der Quadratische Zeeman-Effekt . . . . .	5
2.6	Transiente Effekte . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Aufbau</b>	<b>6</b>
<b>4</b>	<b>Durchführung</b>	<b>7</b>
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>
5.1	Magnetfeld der Erde . . . . .	8
5.2	Landésche $g_F$ -Faktoren . . . . .	8
5.3	Kernspins . . . . .	10
5.4	Isotopenverhältnis . . . . .	10
5.5	Quadratische Zeeman-Effekt . . . . .	12
5.6	Periodendauer . . . . .	12
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>13</b>
	<b>Literatur</b>	<b>14</b>

# 1 Ziel

Ziel des Versuches soll es sein, die Zeemann-Aufspaltung mit äußerem Magnetfeld zu bestimmen und auszumessen und daraus die Landé'schen G-Faktoren zu bestimmen. Mit diesen Ausmessungen kann dann der Gesamtspin der Elektronenhülle bestimmt werden. Untersucht wird  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ .

## 2 Theorie

### 2.1 Methode: Optisches Pumpen

Bei der Methode des optischen Pumpens werden zwei verschiedene Zustände auf der äußeren Atomschale betrachtet. Diese besitzen verschiedene Energien  $W_1$  und  $W_2$  mit der Eigenschaft  $W_2 > W_1$ . Für die Besetzung der Zustände gilt nach Boltzmann:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2 \exp\left(-\frac{W_2}{kT}\right)}{g_1 \exp\left(-\frac{W_1}{kT}\right)} \quad (1)$$

Hierbei sind  $g_1$  und  $g_2$  die statistischen Gewichte. Durch die Methode des optischen Pumpens lässt sich nun eine Inversion der Energieverteilung die durch Formel 1 gegeben ist ( $N_2 > N_1$ ), erzeugen. Ist so eine Inversion erzeugt, werden nur noch Photonen mit der Energie

$$h\nu = W_2 - W_1 \quad (2)$$

erzeugt bzw. absorbiert. Die erzeugten Photonen lassen sich mit einer hohen Präzision messen und damit auch die Differenz  $W_2 - W_1$ . Dies ist jedoch nur der Fall, wenn  $h\nu \ll kT$  gilt. Dieser Fall ist genau dann erreicht, wenn durch ein äußeres Magnetfeld die Zeeman-Aufspaltung entsteht oder die Hyperfeinstruktur auf die Zeeman-Aufspaltung wirkt.

### 2.2 Das Magnetische Moment der Elektronenhülle

Für die Elektronenhülle lässt sich der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  mit dem magnetischen Moment  $\vec{\mu}_J$  angeben bzw. das magnetische Moment über den Gesamtdrehimpuls:

$$\vec{\mu}_J = -g_J \mu_B \vec{J} \quad (3)$$

Dabei ist  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton und  $g_J$  der Landé-Faktor. Für den Betrag des magnetischen Momentes ergibt sich:

$$|\vec{\mu}_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (4)$$

Der Landé-Faktor ist hier zur Berücksichtigung der Zusammensetzung des Gesamtdrehimpulses aus dem Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  und dem Spin  $\vec{S}$  vorhanden. Für den Bahndrehimpuls und den Spin gilt:

$$\vec{\mu}_L = -\mu_B \vec{L} \quad \text{und} \quad |\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \quad (5)$$

$$\vec{\mu}_S = -g_S \mu_B \vec{S} \quad \text{und} \quad |\vec{\mu}_S| = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)} \quad (6)$$

$g_S$  für den Spin bezeichnet hier den Landé-Faktor des freien Elektrons, welcher mit  $g_S = 2,00232$  gegeben ist. Wird nun das Gesamtdrehmoment bestimmt, so fällt auf, dass das Gesamtdrehmoment eine Präzession um  $\vec{J}$  ausführt. Die parallelen Komponenten  $\vec{\mu}_J$  verbleiben während sich die orthogonalen Komponenten über die Zeit heraus mitteln. Dies führt dazu, dass nur noch  $\vec{\mu}_J$  als magnetisches Moment wirkt. Für  $g_J$  folgt:

$$g_J = \frac{3,0023J(J+1) + 1,0023[S(S+1) - L(L+1)]}{2J(J+1)} \quad (7)$$

Wird nun ein äußeres Magnetfeld  $\vec{B}$  angelegt, so verändern sich die Energieniveaus der Schalen. Die Aufspaltung in  $2J+1$  Unterniveaus bezeichnet man als Zeeman-Effekt. Aufgrund der Richtungsquantelung der Wechselwirkung die durch

$$U_{\text{mag}} = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B} \quad (8)$$

gegeben ist folgt, dass  $U_{\text{mag}}$  nur ganzzahlige Werte von  $g_J \mu_B B$  annehmen kann. Für  $U_{\text{mag}}$  folgt also:

$$U_{\text{mag}} = M_J g_J \mu_B B \quad \text{mit} \quad M_J \in [-J, \dots, J] \quad (9)$$

## 2.3 Die Hyperfeinstruktur

Für das genutzte Element Rb gibt es einen weiteren Effekt der berücksichtigt werden muss. Die Hyperfeinstruktur durch den Kernspin des Rb der  $\vec{I} \neq 0$ . Durch diesen Effekt verändert sich die Zeeman-Aufspaltung der Atome durch die Kopplung des Drehimpulses der Elektronenhülle  $\vec{J}$  an den Drehimpuls  $\vec{I}$  des Kerns. Dieser neue Gesamtdrehimpuls ist gegeben als:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \quad (10)$$

Durch die Quantelung des magnetischen Momentes des Korns im magnetischen Feld der Elektronenhülle wird eine neue Quantenzahl  $F$  eingeführt. Diese gibt an, ob es  $2J+1$  oder  $2I+1$  Hyperfeinstrukturaufspaltungen gibt, je nachdem ob  $J < I$  oder  $J > I$  gilt. Der Wertebereich von  $F$  geht von  $|I-J|$  bis  $|I+J|$ . Die im vorherigen Kapitel eingeführte Quantenzahl  $M_J$  muss jetzt durch  $M_F \in [-F, \dots, F]$  ersetzt werden und die Energien der Aufspaltungen müssen ebenfalls angepasst werden:

$$U_{HF} = g_F \mu_B B \quad (11)$$

Dabei berechnet sich der neue Landé-Faktor mit den Formeln 12 und 13

$$|\mu_F| = \sqrt{F(F+1)} \quad (12)$$

$$\mu_F \approx \mu_B g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2\sqrt{F(F+1)}} \quad (13)$$

aus Vergleich der Formeln zu:

$$g_F \approx g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (14)$$

## 2.4 Prinzip des Optischen Pumpens bei Alkali-Elementen

Mit den Auswahlregeln  $\Delta M_J = 0, \pm 1$  für die Übergängen zwischen den Energieniveaus sind nicht alle Übergänge möglich. Die Übergänge für  $\Delta M_J = +1$  werden dabei von rechtszirkular-polarisiertem Licht erzeugt während die Übergänge für  $\Delta M_J = -1$  von linkszirkular-polarisiertem Licht erzeugt werden. Diese Übergänge werden  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  genannt. Für  $\Delta M_J = 0$  werden die Übergänge von linear polarisiertem Licht erzeugt und werden  $\pi$  Übergänge genannt.

Im Fall für Alkali-Elementen sind diese in Abbildung 1 dargestellt. Hierbei wird rechtszirkular-polarisiertes Licht in eine Probenkammer gestrahlt, wodurch die Übergänge  $^2S_{\frac{1}{2}} M_J = -\frac{1}{2}$  nach  $^2P_{\frac{1}{2}} M_J = \frac{1}{2}$  möglich werden. Nachdem dieser Übergang "gepumpt" wurde, regt sich das  $^2P_{\frac{1}{2}} M_J = \frac{1}{2}$ -Niveau wieder ab in die Niveaus  $^2S_{\frac{1}{2}} M_J = -\frac{1}{2}$  und  $^2S_{\frac{1}{2}} M_J = +\frac{1}{2}$ . Durch die Auswahlregeln ist es für den  $^2S_{\frac{1}{2}} M_J = +\frac{1}{2}$  nicht möglich wieder gepumpt zu werden. Dadurch ist es möglich das  $^2S_{\frac{1}{2}} M_J = -\frac{1}{2}$  Niveau leer zu pumpen und somit das Niveau  $^2S_{\frac{1}{2}} M_J = +\frac{1}{2}$  mit Elektronen anzureichern. Damit ist die Inversion, welche in Kapitel 2.1 beschrieben wurde, erreicht. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 2 dargestellt.

Durch das Pumpen des  $^2S_{\frac{1}{2}} M_J = +\frac{1}{2}$  Niveaus nimmt die Absorption des eingestrahnten Lichtes ab und die Apparatur wird durchsichtiger. Nun können zwei verschiedene

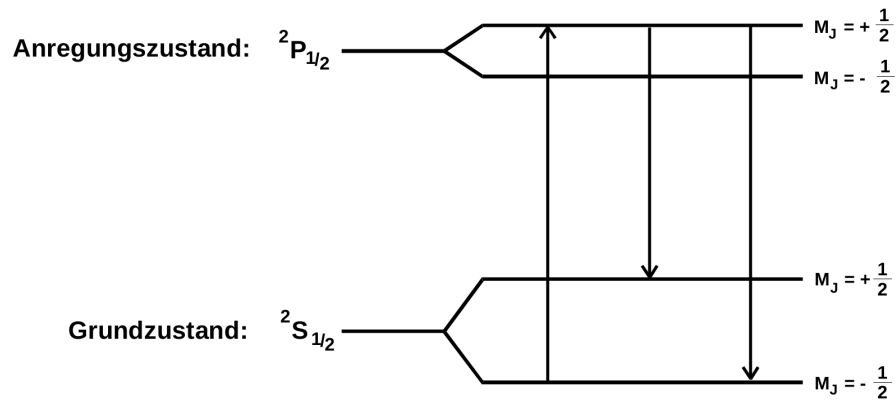


Abbildung 1: Übergänge zwischen dem  $S$ - und  $P$ -Niveau für ein Alkali-Atom [1].

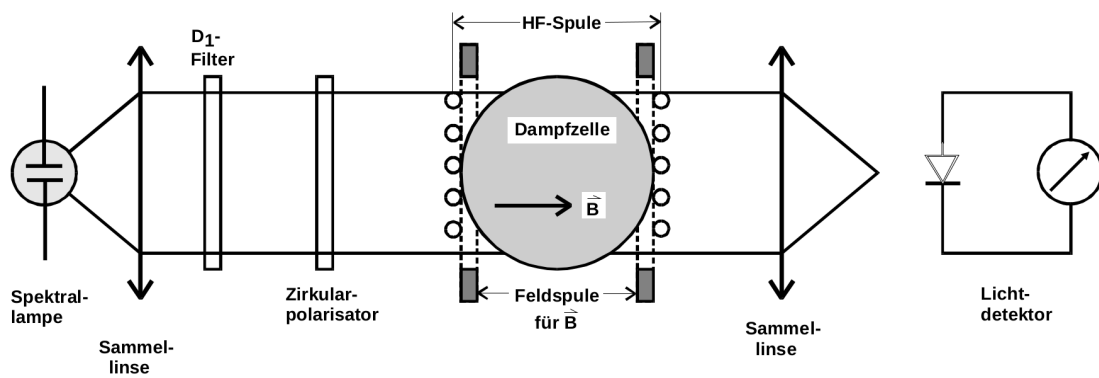


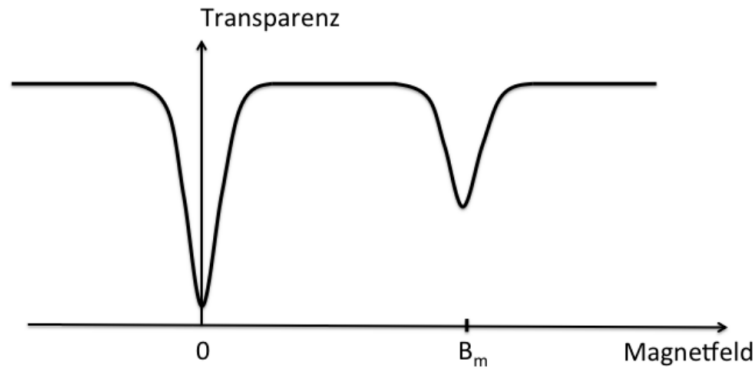
Abbildung 2: Prinzipieller Aufbau der Apparatur zur Messung [1].

Abregungen entstehen. Einmal die spontane Emission eines Photons aus dem Zustand und dadurch die Abregung. Die zweite Möglichkeit ist die induzierte Abregung. Bei der induzierten Abregung löst ein Photon der gleichen Wellenlänge die Abregung aus und es entsteht ein zweites Photon der gleichen Energie, Wellenlänge, Polarisierung und Ausbreitungsrichtung. Die Übergangswahrscheinlichkeit der spontanen Emission kann hier jedoch vernachlässigt werden, da Sie im Energiebereich der Zeeman-Aufspaltung um den Faktor  $10^{25}$  kleiner ist als die der induzierten Abregung.

Betrachtet man nun die Durchlässigkeit der Apparatur bei einem äußeren Magnetfeld fällt auf, dass das Erdmagnetfeld als Nullmagnetfeld wirkt und dadurch das optische Pumpen unmöglich macht. Wird jedoch zur Kompensation ein frequenzvariables Hochfrequenzfeld (RF) angelegt, so lässt sich das Erdmagnetfeld messen und als Störfaktor ausschalten. Ohne diesen Störfaktor lässt sich nun die oben bereits genannte Inversion herbeiführen. Für diesen Fall wird die Durchlässigkeit der Apparatur maximal. Durch Erhöhung des Magnetfeldes lässt sich die induzierte Emission auslösen. Dies ist der Fall wenn

$$h\nu = g_J \mu_B B_m \Delta M_J \Leftrightarrow B_m = \frac{4\pi m_0}{e g_J} \nu \quad (15)$$

gilt. Für beide Fälle ist dies in Abbildung 3 dargestellt.



**Abbildung 3:** Theoriekurve der Durchlässigkeit der Apparatur in Abhängigkeit des Magnetfeldes [1].

## 2.5 Der Quadratische Zeeman-Effekt

Durch Erhöhung des Magnetfeldes müssen höhere Terme mit berücksichtigt werden. Dadurch ändert sich die Übergangsenergie von Formel 11 zu:

$$U_{HF} = g_F \mu_B B + g_F^2 \mu_B^2 B^2 \frac{1 - 2M_F}{\Delta E_{Hy}} \quad (16)$$

Hierbei bezeichnet  $\Delta E_{Hy}$  die Energieaufspaltung der Hyperfeinstruktur zwischen zwei Niveaus (hier  $F$  und  $F+1$ ). Die Übergangsenergie ist also abhängig von  $M_F$ . Für den Fall genügend großer Magnetfelder weisen die Zeeman-Niveaus also verschiedene Energien auf.

## 2.6 Transiente Effekte

Nun wird das Verhalten des gepumpten Systems untersucht für den Fall, das das RF schnell ein- oder ausgeschaltet wird. Hierfür soll die RF-Frequenz auf eine der Resonanzen eingestellt sein. Der Resonanzfall ist in Abbildung 3 als kleiner Nebenpeak dargestellt. Aus diesem Fall ergibt es sich, dass der Spin  $\vec{F}$  anfängt zu präzidieren mit der Lamor-Frequenz  $\vec{B}_{RF} = \vec{B}_{Eff}$ . Für die Lamor-Frequenz gilt hierbei  $\nu = \gamma B_{RF}$  und daraus lässt sich die Periode  $T = \frac{1}{\gamma B_{RF}}$  herleiten. Für resonante RF-Felder lässt sich also mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma = g_F \frac{\mu_0}{h}$  die Relation

$$\frac{T_{87}}{T_{85}} = \frac{\gamma_{85}}{\gamma_{87}} \quad (17)$$

herleiten.

## 3 Aufbau

Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 4 dargestellt. Das Licht des Versuches stammt aus einer Rubidium-Spektrallampe. Das Licht wird durch einen  $D_1$ -Filter wobei nur Licht der Wellenlänge  $\lambda = 794,8 \text{ nm}$  hindurch kommt. Das Licht wird nun durch einen Linearpolarisator und ein  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte geschickt. Dabei entsteht genau das rechtszirkular-polarisierte Licht das benötigt wird. Eine Sammellinse hinter der Rubidium-Spektrallampe sorgt dafür, das der Lichtstrahl fokussiert ist. Das Licht trifft danach auf die Dampfzelle die geheiztes Rubidium enthält. Für das austretende Licht ist erneut eine Sammellinse vorhanden, die dies auf das Photoelement fokussiert. Dieses ist an ein Oszilloskop gekoppelt. Zum Ausgleich des Erdmagnetfeldes ist eine vertikale Helmholtz-Feldspule eingebaut. Die anderen beiden sind die Sweep-Spule und die Horizontalfeld-Spule. Zur Kompensation des Erdmagnetfeldes wird der Tisch in Nord-Süd-Richtung ausgerichtet damit die vertikale Helmholtz-Feldspule den Rest ausgleichen kann. Durch die Sweep-Spule wird das Modulationsfeld erzeugt, mit der die Resonanzstelle beobachtet werden kann.



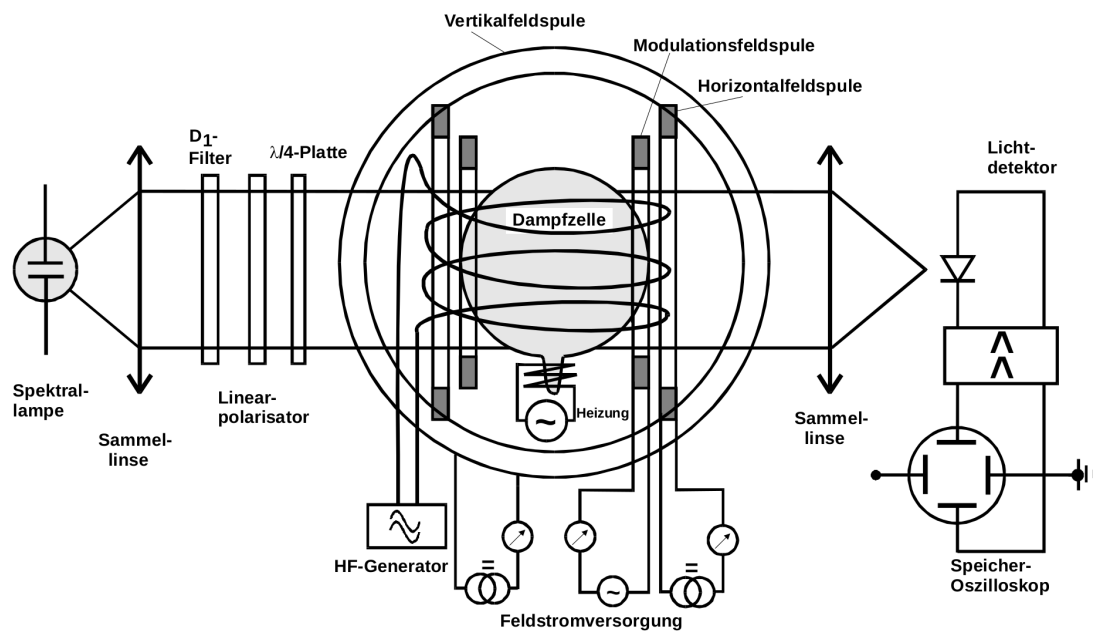


Abbildung 4: Schematischer Aufbau der Messapparatur [1].

## 4 Durchführung

Zur Durchführung wird zunächst der Strahlengang optimiert. Hierfür werden die optischen Elemente des Versuchs so positioniert, dass die Intensität auf dem Galvanometer maximal wird. Als nächstes wird der Tisch in Nord-Süd-Richtung ausgerichtet und der Versuch wird mit einer dunklen Decke abgedeckt. Nun werden die Spulen eingeschaltet und auf Null eingestellt. Das Signal des Photoelements wird auf das Oszilloskop gegeben zusammen mit dem Sweepfeld. Das Oszilloskop wird im [XY-Modus] betrieben. Es sollte Abbildung 3 auf dem Oszilloskop sichtbar werden. Die vertikale Helmholtz-Spule wird nun so eingestellt, dass der Nullpeak möglich schmal wird. Zur Darstellung der Resonanz wird ein Sinusgenerator an das Kontrollgerät der RF-Spule angeschlossen und die Frequenz wird zwischen 100 kHz und 1 MHz in 100 kHz Schritten variiert. Die RF-Spule ist hier die Sweep-Spule und die horizontale Spule. Am Potentiometer wird das Magnetfeld der RF-Spule solange variiert bis die Resonanzen für beide Isotope sichtbar werden. Die horizontale Spule wird im Bereich über 200 kHz wichtig, da die Sweep-Spule nicht mehr ausreicht, die Peaks in den sichtbaren Bereich zu verschieben. So ist es möglich, die Kurven für beide Peaks auszumessen.

Die Frequenz am Sinusgenerator wird nun auf 100 kHz eingestellt und mithilfe der Magnetfelder wird der Messkopf des Oszilloskops auf den ersten Peak gesetzt. Der Funktionsgenerator wird nun auf Rechteckspannung mit 5 V Spannung und einer Frequenz von 5 Hz eingestellt und auf das Kontrollgerät der RF-Spule gegeben. Das Feld wird nun ein- und ausgeschaltet mit ebenfalls einer Frequenz von 5 Hz. Das ausgegebene Signal wird

zusammen mit dem Signal des Photoelements auf das Oszilloskop gegeben, welches jetzt im [YT-Modus] betrieben wird. Nun wird die Periodendauer der auftretenden Oszillation aufgenommen. Dabei wird die Spannung am Funktionsgenerator zwischen 1 V und 10 V variiert.

## 5 Auswertung

### 5.1 Magnetfeld der Erde

Zu Beginn der Auswertung wird die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes kompensiert, da diese die Messung beeinflussen würde. Dazu wurde der Strom  $I$  für die jeweiligen Resonanzfrequenz beider Isotope gemessen. Aus diesen Größen kann somit das künstlich anliegende horizontale Magnetfeld, welches sich aus dem Sweep- und Horizontalanteil zusammensetzt, mit Hilfe der Helmholtz-Gleichung berechnet werden:

$$B = \mu_0 \frac{8 I N}{\sqrt{125} R}, \quad (18)$$

die Windungszahl der jeweiligen Spule ist  $N$  und  $R$  der Radius dieser. Anschließend werden die bestimmten Magnetfeldstärken  $B$  addiert, um die Gesamtmagnetfeldstärke zu ermitteln. Das Ergebnis ist in Graph 5 aufgetragen.

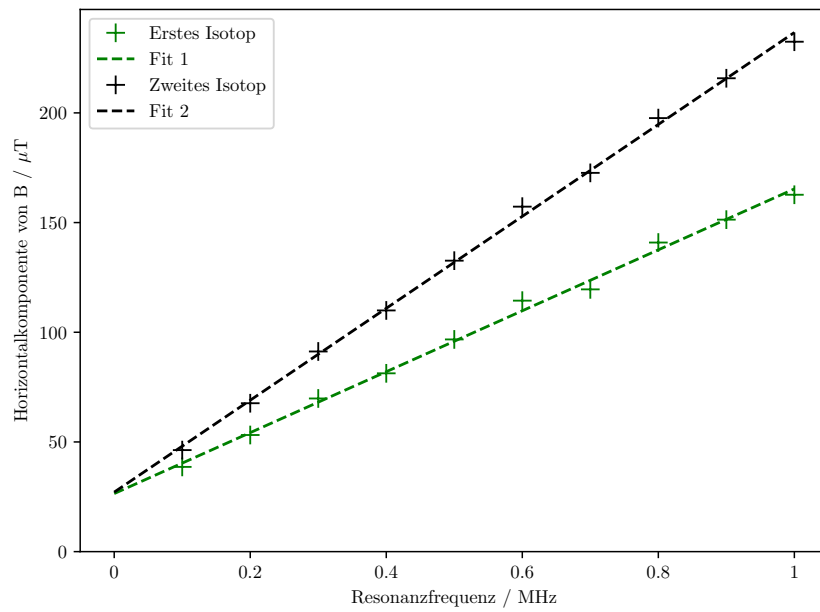
An dem Punkt, an welchem die linearen Ausgleichsgeraden die y-Achse schneiden, kann das natürliche Magnetfeld der Erde abgelesen werden (vgl. Tabelle 1).

**Tabelle 1:** Parameter des Fits  $f(x) = ax + b$  für die Graphen aus 5

Isotop	$a / \text{T Hz}^{-1}$	$b / \text{T}$
1	$(1,389 \pm 0,031) \cdot 10^{-10}$	$(2,65 \pm 0,19) \cdot 10^{-5}$
2	$(2,095 \pm 0,029) \cdot 10^{-10}$	$(2,71 \pm 0,18) \cdot 10^{-5}$

### 5.2 Landésche $g_F$ -Faktoren

Aus der ermittelten Steigungen  $a$  der linearen Ausgleichsgeraden 1 können nun die jeweiligen Landésche  $g_F$ -Faktoren berechnet werden. Dazu wird die folgende Formel



**Abbildung 5:** Magnetfeldstärke des gesamten Horizontalfeldes wurde gegen die Resonanzfrequenz aufgetragen, welche linear gefittet wurden. Die erste Resonanzstelle wurde dem 1.Isotop zugeordnet, die zweite Resonanzstelle 2.Isotop.

nach  $g_F$  umgestellt:

$$\begin{aligned}\omega_0 &= g_F \underbrace{\frac{\mu_B}{h}}_{a^{-1}} B_0, \\ \Rightarrow a &= \frac{h}{\mu_B g_F}, \\ g_F &= \frac{h}{\mu_B a}.\end{aligned}$$

Dabei bezeichnet  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum. Die Landéschen  $g_F$ -Faktoren und ihr Verhältnis lauten somit:

$$\begin{aligned}g_{F_1} &= 0,514 \pm 0,012 \\ g_{F_2} &= 0,341 \pm 0,005 \\ \frac{g_{F_1}}{g_{F_2}} &= 1,51 \pm 0,04.\end{aligned}$$

### 5.3 Kernspins

Aus den berechneten Landéschen  $g_F$ -Faktoren werden die zugehörigen Kernspins  $I$  bestimmt, indem zuvor der Faktor  $g_J$  berechnet wird. Gemäß der Quelle [1] gilt:

$$J, S = 0, 5, L = 0.$$

Daraus können nun die Kernspins bestimmt werden und betragen:

$$I_1 = 1,45 \pm 0,04, \quad (19)$$

$$I_2 = 2,44 \pm 0,04. \quad (20)$$

Gemäß der Quelle [2] beträgt der Kernspin für  $^{85}\text{Rb}$   $\frac{5}{2}$  und für  $^{87}\text{Rb}$   $\frac{3}{2}$ . Aus diesem Grund wird im Folgenden angenommen, dass es sich bei dem zuvor 1. Isotop um  $^{87}\text{Rb}$  handelt und dementsprechend um  $^{85}\text{Rb}$  bei dem 2. Isotop.

### 5.4 Isotopenverhältnis

In 6 sind die beiden Resonanzstellen bei einer Frequenz von 100 kHz zu sehen.

Der erste sichtbare Peak ist hier der Grundzustand. Die Breite dieses Peaks wird durch die Einstellung der Magnetfelder minimiert. Die beiden anderen Peaks sind die die Peaks

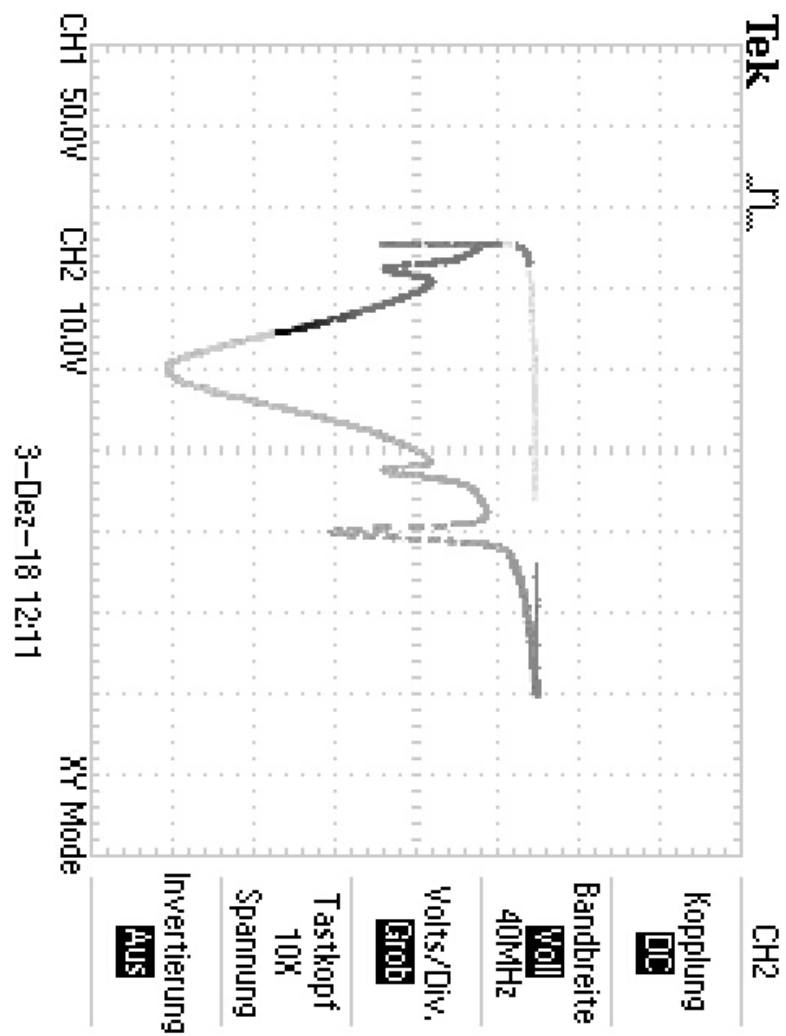


Abbildung 6: Typisches Signalbild bei einer Resonanzfrequenz von 100 kHz.

von  $^{87}\text{Rb}$  bzw.  $^{85}\text{Rb}$ . Um das Verhältnis der Amplituden zu bilden, wird das Bild in *GIMP* eingelesen.

$$T_1 = 76 \text{ px}$$

$$T_2 = 162 \text{ px}$$

in Pixeln. Daraus ergibt sich  $\sim 33\%$  für  $^{87}\text{Rb}$  und  $\sim 67\%$  für  $^{85}\text{Rb}$ . In der Natur liegen die Isotope in dem Verhältnis  $\sim 72\%$  ( $^{85}\text{Rb}$ ) und  $\sim 28\%$  ( $^{87}\text{Rb}$ ) vor.

## 5.5 Quadratische Zeeman-Effekt

Im Folgenden wird die Größe des quadratischen Zeeman-Effekts abgeschätzt, indem die Hyperfeinstrukturaufspaltungen für die erste Resonanzstelle bei 100 kHz. Gemäß der Quelle [1] gilt für  $^{85}\text{Rb}$   $m_F = 3$  und für  $^{87}\text{Rb}$   $m_F = 2$ . Daraus ergeben sich mit den jeweils größten Magnetfeldstärken die zugehörigen Hyperfeinstrukturaufspaltungen:

$$\begin{aligned} B_{\text{HF}_1} &= 162,68 \text{ } \mu\text{T} & U_{\text{HF}_1} &= (4,84 \pm 0,11) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \\ B_{\text{HF}_2} &= 232,44 \text{ } \mu\text{T} & U_{\text{HF}_2} &= (4,58 \pm 0,06) \cdot 10^{-9} \text{ eV} . \end{aligned}$$

## 5.6 Periodendauer

In diesem Abschnitt wird die Periodendauer gegen die Amplitude der Resonanzfrequenz aufgetragen und anschließend gemäß

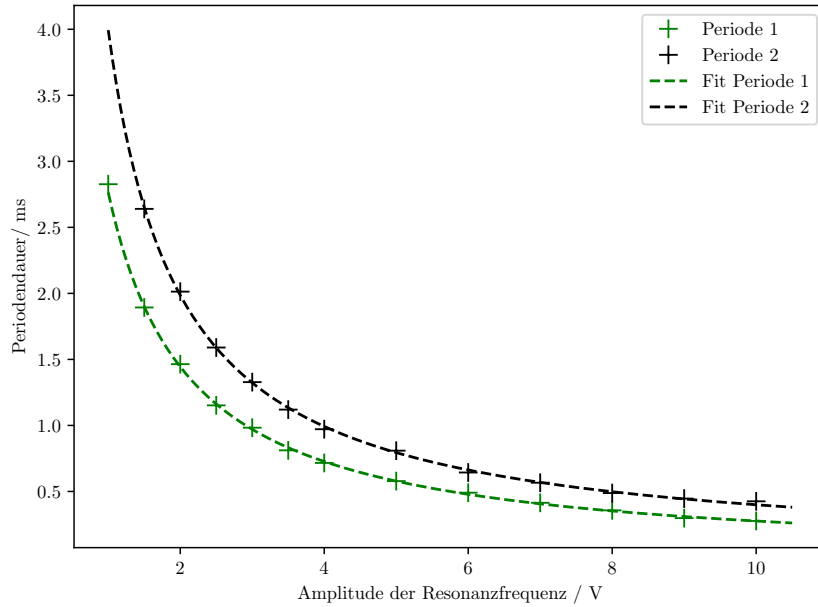
$$f(x) = a + \frac{b}{x - c} \quad (21)$$

gefittet (vgl. Graph 7). Die Fitparameter wurden in Tabelle 2 eingetragen. Der erste Messwert wurde dabei nicht miteinbezogen, da bei diesem keine Schwingung erkennbar war.

**Tabelle 2:** Parameter des hyperbolischen Fits gemäß Formel (21)

Isotop	$a$ / ms	$b$ / V ms	$c$ / V
$^{87}\text{Rb}$	$-0,034 \pm 0,015$	$3,13 \pm 0,11$	$-0,12 \pm 0,05$
$^{85}\text{Rb}$	$0,005 \pm 0,020$	$3,94 \pm 0,13$	$0,01 \pm 0,05$

Aus diesen  $b$ -Parametern kann nun der Quotient bestimmt werden. Dieses beträgt  $1,26 \pm 0,06$ .



**Abbildung 7:** Die gemessene Periodendauer wurde relativ zu der Amplitude der Resonanzfrequenz aufgetragen. Des Weiteren wurde der hyperbolischer Fit eingezeichnet.

## 6 Diskussion

Die Stärke des Erdmagnetfeld wurde in einer Größenordnung von 10 mT bestimmt. Dennoch liegen die beiden ermittelten Werte um circa einen Faktor 5 auseinander, siehe Tabelle 1. Dies könnte dadurch bedingt sein, dass der Versuch 'Faraday-Rotation', welcher sich lediglich wenige Meter von diesem Versuch entfernt befand, diese Messung beeinflusst hat, da dort sehr starke Magnetfelder verwendet werden.

Die Bestimmung der Landéschen  $g_F$ -Faktoren und den daraus berechneten Kernspins weist eine relativ geringe Abweichung von unter 4 % zu den Literaturwerten der Quelle [2] auf.

Der quadratische Zeeman-Effekt konnte auf eine Größenordnung von  $10^{-9}$  eV bei den hier verwendeten Magnetfeldern abgeschätzt werden. Da die L-S-Kopplung erst bei größeren Magnetfeldern aufgespalten werden kann, entspricht dieses Ergebnis den Erwartungen.

Die Auswertung der Periodendauer zeigt, dass der Wert des Quotienten der Parameter  $b$   $1,26 \pm 0,06$  beträgt. Der Theoriewert liegt bei 1,5. Somit liegt der in diesem Experiment bestimmte Wert außerhalb der Fehlertoleranz. Um diesen Wert genauer zu bestimmen, ist es zu empfehlen, in folgenden Messungen mehr Messwerte im Bereich kleiner Resonanzfrequenz zu nehmen, insbesondere im Bereich zwischen 0,5 V und 2,5 V.

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch V21 - Optisches Pumpen*. 2018. URL: [http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/MASTER/SKRIPT/V21n\\_TeachSpin\\_new.pdf](http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/MASTER/SKRIPT/V21n_TeachSpin_new.pdf).
- [2] *Rubidium-Isotope*. 2017. URL: <https://www.internetchemie.info/chemische-elemente/rubidium-isotope.php>.