

V21

Optisches Pumpen

Pelle Ofenbach

pelle.ofenbach@tu-dortmund.de

Julian Schröer

julian.schroeer@tu-dortmund.de

Durchführung: 04.07.2018

Abgabe: 10.07.2018

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Zeeman-Effekt	1
1.2	Optisches Pumpen	2
2	Durchführung	3
3	Auswertung	4
3.1	Bestimmung der Horizontalfeldkomponente des Erdmagnetfelds	4
3.2	Berechnung der Landé-Faktoren und der Kernspins	6
3.3	Bestimmung des Isotopenverhältnisses anhand des Ausdrucks	7
4	Diskussion	8
4.1	Relativer Fehler	8
	Literatur	8

1 Theorie

1.1 Zeeman-Effekt

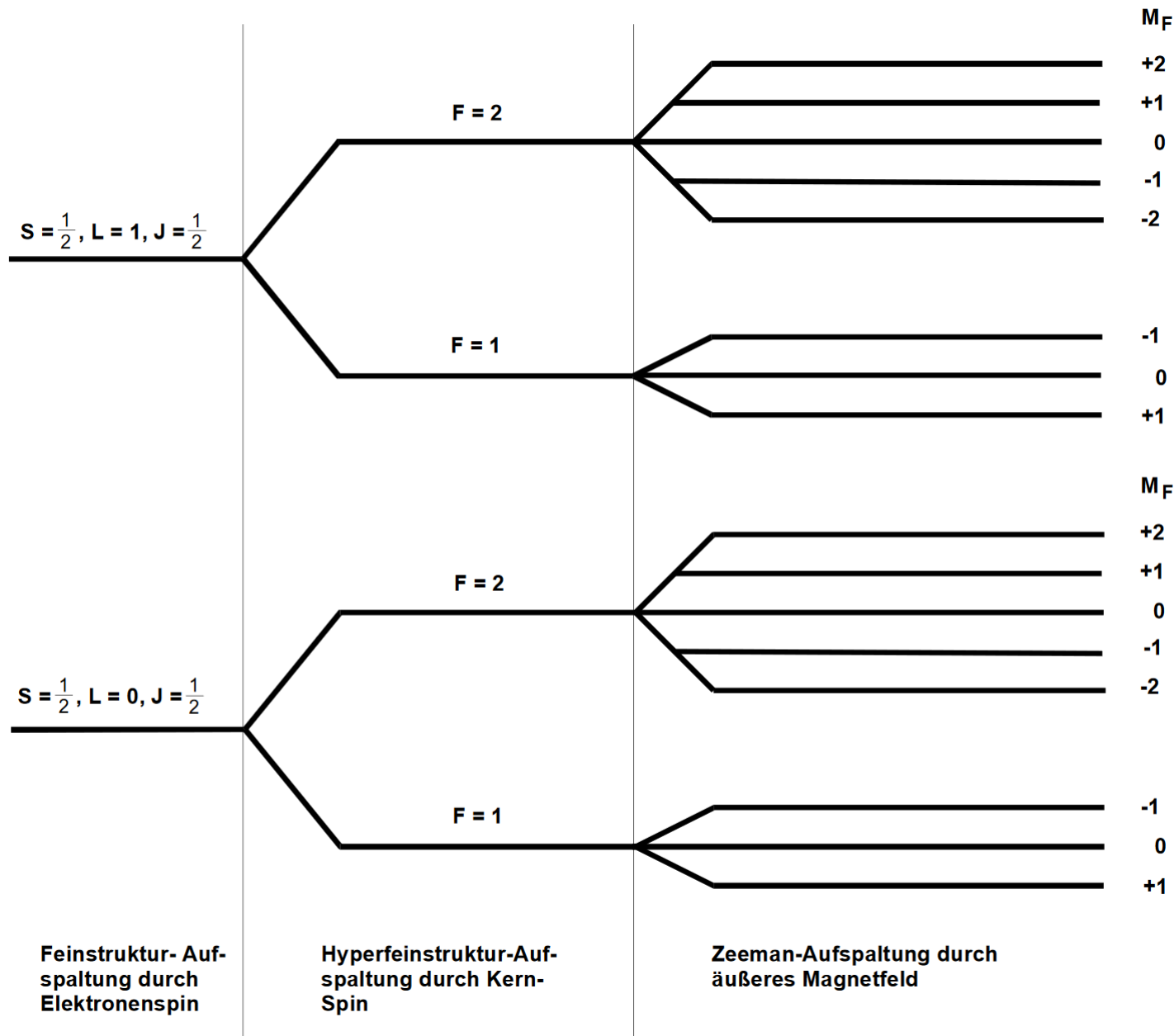


Abbildung 1: Nichtmaßstäbliche Darstellung der Zeemann-Aufspaltung im Falle eines Kernspins $I = \frac{2}{3}[2]$.

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

$$\vec{F} = \vec{L} + \vec{S} + \vec{I} \quad (1)$$

hervorgerufen wird. \vec{L} bezeichnet hierbei den Bahndrehimpuls der Hüllenelektronen, \vec{S} ihren Spin und \vec{I} den Kernspin. Diese Kopplung ist in Abb. 2 graphisch dargestellt. Über die Quantenzahl $|I - J| < F < I + J$ lässt sich das Magnetische Moment nun durch

$$\mu_F = \mu_B g_F \sqrt{F(F+1)} \quad (2)$$

berechnen, wobei μ_B das Bohrsche Magneton und g_F den sogenannten Landéfaktor bezeichnet. Dieses Moment sorgt dafür, dass bei einem äußeren Magnetfeld B die Energieniveaus der durch den

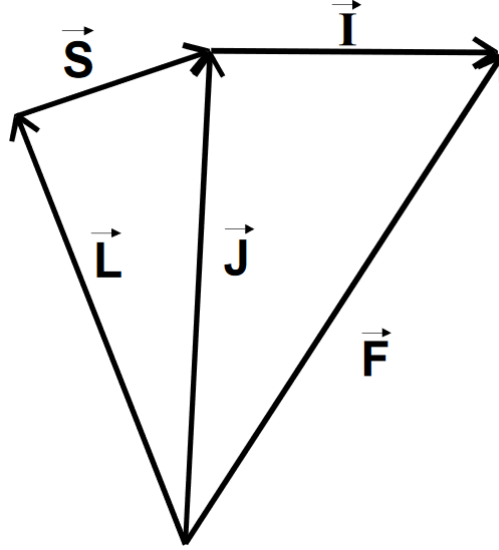


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Zusammensetzung des Gesamtdrehimpulses \vec{F} [2].

Kernspin hervorgerufenen Hyperfeinstruktur in $2F - 1$ durch eine weitere Quantenzahl $-F < m_F < F$ identifizierbare Zeeman-Niveaus aufgespalten werden. Für die Energiedifferenz zwischen benachbarten Zeeman-Niveaus gilt

$$U_Z = g_F \mu_B B \quad (3)$$

Eine schematische Darstellung dieser Aufspaltung ist in Abb. 1 für $\mathbf{I} = \frac{2}{3}$ gegeben. g_F lässt sich mit einigen Vorüberlegungen aus den Drehimpulsquantenzahlen sowie des kernspinfreien Landé-Faktors g_J durch

$$g_F \approx g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - \mathbf{I}(\mathbf{I}+1)}{2F(F+1)} \quad (4)$$

berechnen. Für g_J gilt hierbei

$$g_J = \frac{(1 + g_s)J(J+1) + (1 - g_s)(S(S+1) - L(L+1))}{2J(J+1)}. \quad (5)$$

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

1.2 Optisches Pumpen

Beim Vorgang des optisches Pumpens wird ausgenutzt, dass für durch Photonenabsorbktion hervorgerufene Zustandsänderungen gewisse Auswahlregeln gelten. Diese betreffen die Polarisierung des einfallenden Lichtes, da linearpolarisiertes Licht $m = 0$, zirkularpolarisiertes jedoch $m = \pm 1$ in das Atom trägt. Durch geeignete Wahl der Photonenenergien können hierdurch nicht nur einzelne Feinstrukturniveaus, sondern auch einzelne Zeemann-Niveaus gesondert behandelt werden. Strahlt man beispielsweise nur Licht der D1-Spektrallinie des Rubidium auf eine Rubidiumprobe, so sind in diesem ausschließlich Anregungsübergänge zwischen dem $^2S_{1/2}$ - und dem $^2P_{1/2}$ -Zustand möglich. Wählt man nun rechtszirkularpolarisiertes Licht, so muss für jede Anregung $\Delta_{m_F} = +1$ gelten. Dies bedeutet,

dass Elektronen, welche sich im $^2S_{1/2}$ -Zustand mit $F = m_F = 2$ 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. Innerhalb der Zeemann-Niveaus eines Zustandes sind spontane Photonenemissionen sehr selten, weshalb sich das $F = m_F = 2$ Niveau des $^2S_{1/2}$ -Zustandes über die Zeit mit Elektronen füllt. Sie verlassen diesen Zustand erst, wenn eine sogenannte *induzierte Emission* auftritt, d.h. wenn bereits ein Photon der Energie $h\nu = U_Z$ auftritt. In diesem Fall ist es einem $m_F = 2$ -Elektron möglich, ein identisches Photon zu emittieren.

2 Durchführung

Zur Bestimmung der Energiedifferenzen der Zeemann-Niveaus wird eine lichtdurchlässige Kammer, welche etwas Rubidium enthält, auf ca. 50°C geheizt, sodass sich in ihr ein Gas aus Rubidiumatomen bildet. Diese werden durch eine Spektrallampe bestrahlt, aus deren Spektrum lediglich die D1-Linie mittels Filter gewählt wird. Zur Rechtszirkularpolarisierung des Lichtes werden zwei Polarisationsfilter, welche um 45° gegeneinander geneigt sind, verwandt. Nachdem das Licht die Probenkammer passiert

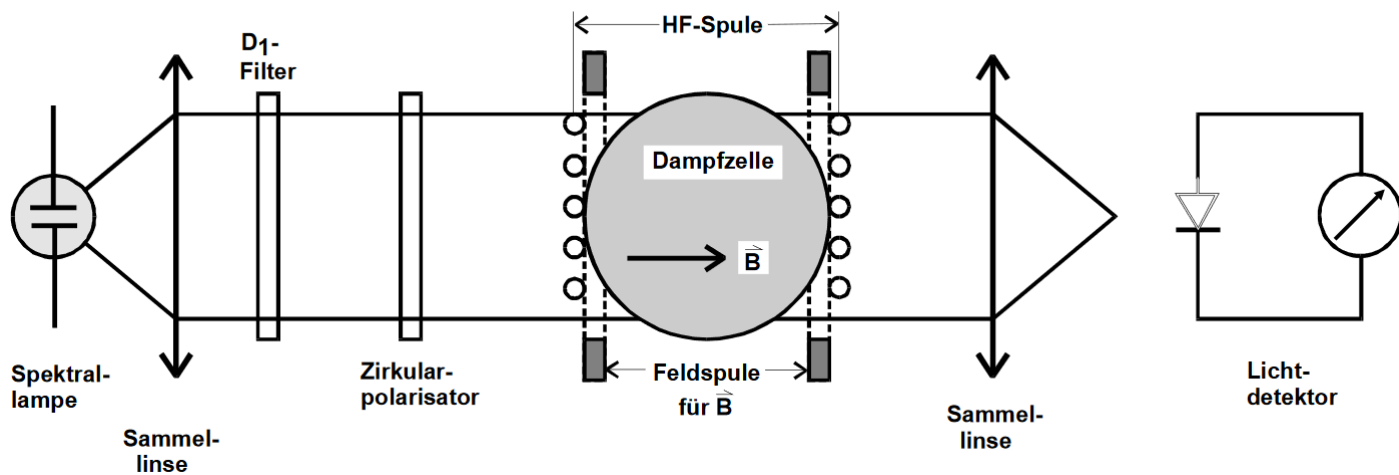


Abbildung 3: Schematische Darstellung der zur Messung verwandten Apparatur[2].

hat, wird es auf einen Photodetektor zentriert, dessen Ausgangssignal an ein Oszilloskop geleitet wird. Da zum optischen Pumpen eine Zeemann-Aufspaltung der Energieniveaus von Nöten ist und diese durch ein Magnetfeld hervorgerufen wird, muss das Erdmagnetfeld bestmöglich kompensiert werden. Hierzu wird der Strahlengang in Nord-Süd-Richtung gedreht, sodass die Horizontalfeldkomponente als konstante Verschiebung bei der Auswertung berechnet werden kann. Durch ein Helmholtzspulenpaar lässt sich ein Vertikalfeld aufbauen, welches die Vertikalfeldkomponente des Erdfeldes kompensiert. Hierzu wird auf dem Oszilloskop die an dem Photodetektor ankommende Intensität beobachtet und unter Zuhilfenahme eines Sweepgenerators entlang des Strahlenganges ein Magnetfeld kontinuierlich aufgebaut. Da bei $B = 0$ keine Zeemann-Aufspaltung auftritt, kann kein optisches Pumpen angewandt werden, weshalb das Rubidiumgas einen Großteil des D1-Lichtes absorbiert und streut, weshalb die gemessene Intensität gering ist. Sobald ein Magnetfeld stark genug zur hinreichenden Niveauspaltung anliegt, wird gepumpt, weshalb die Atome kaum Photonen absorbieren können. Die Probe wird also transparent. Auf dem Oszilloskop ist so ein Anstieg der Intensität zu beobachten, welcher sich durch das Vertikalfeld sehr schmal einstellen lässt. Bei minimaler Breite des Anstiegs ist das Erdmagnetfeld bestmöglich kompensiert. Nun Beginnt die Messung. Hierzu werden über eine Hochfrequenzspule Photonen der Frequenz ν quer durch die Probe gestrahlt, um diese im Photodetektor nicht zu messen. Diese Photonen sollen im Rubidium Übergänge innerhalb der Zeemann-Niveaus induzieren, weshalb

durch die Sweepspule ein Magnetfeldbereich durchlaufen wird. Hierdurch werden die Zeemann-Niveaus solange auseinandergeschoben, bis $U_Z = h\nu$ gilt und induzierte Emission auftreten kann. Da die emittierten Photonen in alle Richtungen gestreut werden und nun wieder Elektronen in pumpbaren Zuständen vorliegen, wird erneut D1-Licht absorbiert und am Oszilloskop ist ein Einbruch der D1-Intensität zu sehen.

3 Auswertung

3.1 Bestimmung der Horizontalfeldkomponente des Erdmagnetfelds

Um die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes zu bestimmen, werden die zur erzeugung der Felder gemessenen Ströme zunächst mithilfe der Formel

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l} \quad (6)$$

in magnetische Feldstärken umgerechnet. Die dafür benötigten Daten werden der Anleitung[2] entnommen und lauten:

Tabelle 1: Herstellerangaben für Windungszahl N und Radius r der drei Verwendeten Spulenpaare

Spule	N	r in cm
Horizontalfeld	151	15.79
Vertikalfeld	20	11.735
RF-Feld	11	16.39

Aus den Angaben für die Vertikalfeldspule ergibt sich ein magnetisches Feld $B_v = 49,19 \mu\text{T}$ Zur Bestimmung der Horizontalkomponente werden nun die Werte für B-Feld und Frequenz aus Tabelle 2 je linear gefittet.

Tabelle 2: Werte beider Messungen für horizontales Magnetfeld in Abhängigkeit von der Frequenz für beide Isotope

f_1 in kHz	B_{H11} in μT	B_{H12} in μT	f_2 in kHz	B_{H21} in μT	B_{H22} in μT
98	21.04	21.04	109	21.04	21.04
194	21.04	21.04	210	15.78	15.78
296	42.09	42.09	303	31.57	31.57
393	57.88	57.88	400	52.61	52.62
499	78.93	78.93	507	78.93	78.93
608	99.97	99.97	613	99.97	99.97
706	121.02	121.02	707	99.97	115.76
802	99.97	142.06	805	126.28	163.11
916	110.50	194.69	901	121.02	168.38
1016	121.02	215.73	1027	110.50	215.73

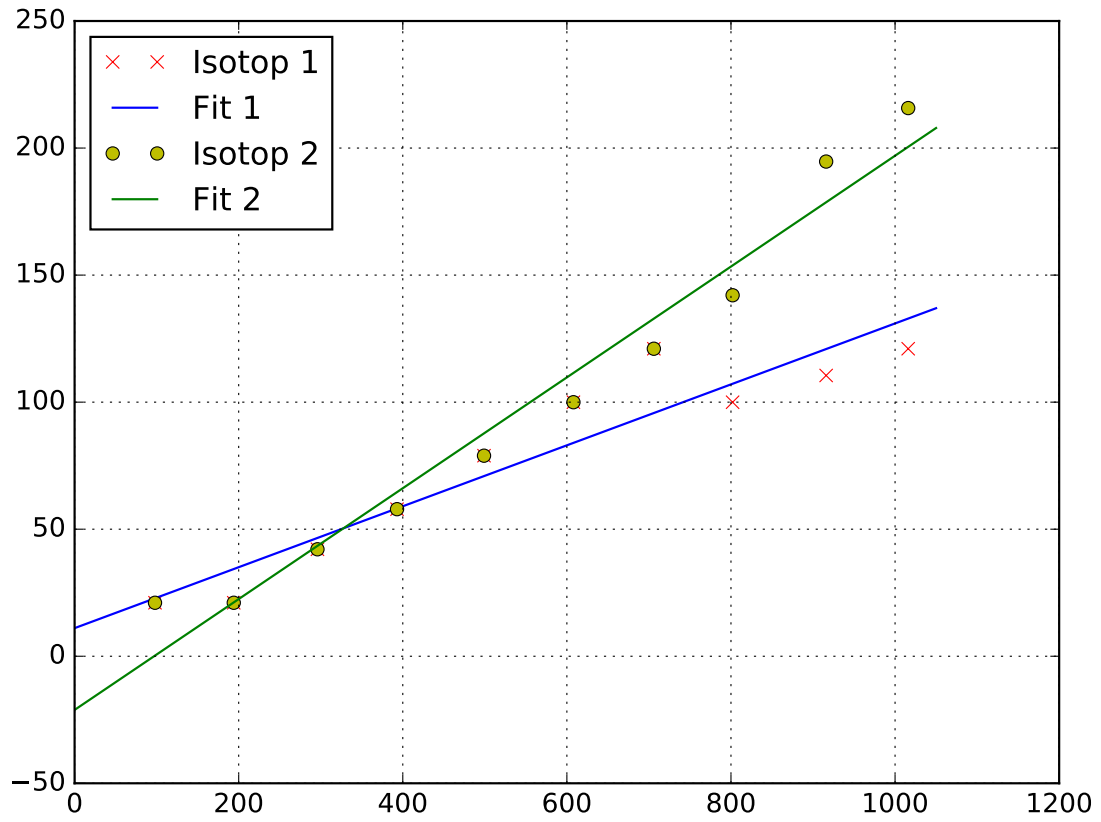


Abbildung 4: Lineare Fit der Messwerte der ersten Messung für Frequenz und horizontales Magnetfeld beider Isotope zur Bestimmung der horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes.

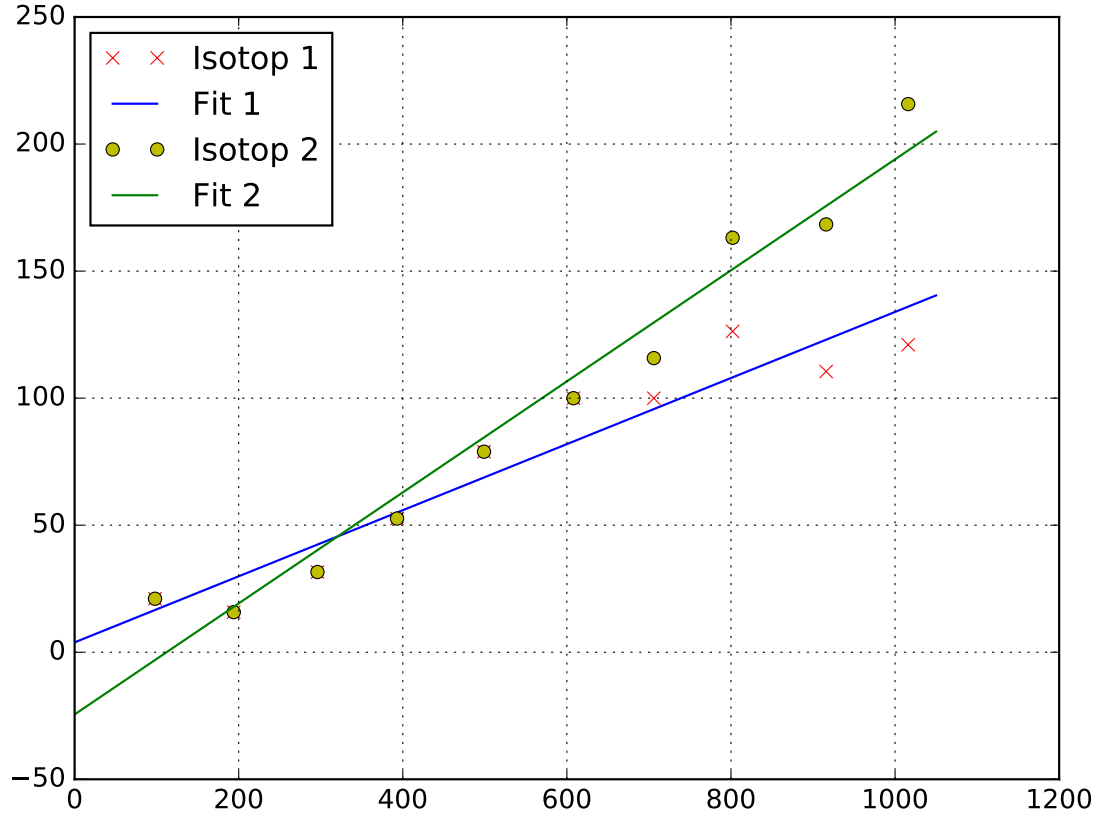


Abbildung 5: Lineare Fit der Messwerte der zweiten Messung für Frequenz und horizontales Magnetfeld beider Isotope zur Bestimmung der horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes.

In den Abbildungen 4 und 5 sind die Fits beider Messungen zu sehen. Die errechneten Fitparameter lauten:

$$\begin{aligned}
 m_{11} &= (0,1199 \pm 0,0150) \mu\text{T kHz}^{-1} & b_{11} &= (11,06 \pm 9,10) \mu\text{T} \\
 m_{12} &= (0,2112 \pm 0,0145) \mu\text{T kHz}^{-1} & b_{11} &= (-21,12 \pm 9,08) \mu\text{T} \\
 m_{21} &= (0,1300 \pm 0,0144) \mu\text{T kHz}^{-1} & b_{21} &= (3,88 \pm 9,03) \mu\text{T} \\
 m_{22} &= (2,1847 \pm 0,0150) \mu\text{T kHz}^{-1} & b_{22} &= (-24,48 \pm 9,44) \mu\text{T}
 \end{aligned}$$

Die y-Achsenabschnitte b_{ij} der Ausgleichsrechnungen stehen hierbei für die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes.

3.2 Berechnung der Landé-Faktoren und der Kernspins

Um die Landé-Faktoren auszurechnen, wird Formel (3) 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 (3) jetzt zu

$$g_F = \frac{h \cdot f}{\mu_B \cdot B} \quad (7)$$

umstellen. In diese Gleichung wird nun Steigung $m = \frac{B}{f}$ des Fits aus 3.1 eingesetzt wodurch sich die Landé-Faktoren zu

$$\begin{aligned} g_{F1} &= 0.6 \pm 0.07 \\ g_{F2} &= 0.328 \pm 0.022 \\ g_{F3} &= 0.55 \pm 0.06 \\ g_{F4} &= 0.327 \pm 0.023 \end{aligned}$$

ergeben.

Für die Berechnung der Kernspins der beiden Rubidium Isotope wird die Formel (4) nach I umgestellt. Der Elektronenhüllenspin $J = \frac{1}{2}$ eines Alkaliatoms lässt sich aus der Summe der Spinquantenzahl $S = \frac{1}{2}\hbar$ und der Drehimpulsquantenzahl $L = 0$ berechnen, woraus $g_J = 2.0023$ folgt. Die Formel (5) verändert sich dann zu

$$I = \frac{\frac{g_J}{g_F} - 1}{2} \quad (8)$$

. Die Kernspins, die sich aus den beiden Messungen ergeben lauten dann:

$$\begin{aligned} I_1 &= 1.18 \pm 0.20 \\ I_2 &= 2.56 \pm 0.20 \\ I_3 &= 1.32 \pm 0.20 \\ I_4 &= 2.56 \pm 0.21 \end{aligned}$$

3.3 Bestimmung des Isotopenverhältnisses anhand des Ausdrucks

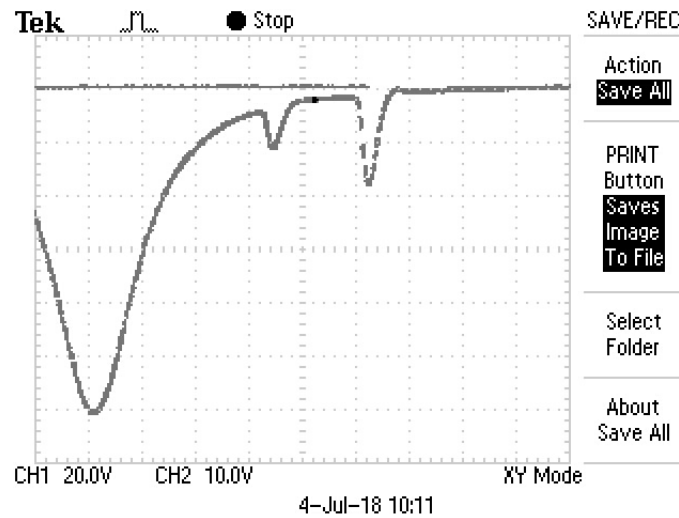


Abbildung 6: Ausdruck der Transparenzkurve

Tabelle 3: Messdaten aus der Vermessung der Minima und daraus berechnete Anteile.

	⁸⁷ Rb	⁸⁵ Rb
Tiefe in cm	1.35	2.1
Anteil in %	38.84	60.86
Literaturwert:	27.83	72.17
Abweichung in %	39.56	15.67

Aus dem Ausdruck in Abbildung 6 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 3 aufgelistet.

4 Diskussion

Das negative Vorzeichen der Magnetfelder in 3.1 resultiert aus der Antiparallelität zwischen dem Horizontalfeld der Spule und der Erde.

Tabelle 4: Alle zu berechnenden Werte und ggf. recherchierte Literaturwerte.

	ermittelter Wert	Literaturwert	relative Abweichung
Erdmagnetfeld	$B_{h11} = (11,06 \pm 9,10) \mu\text{T}$	$B_{\text{Lit}} = 19,34 \mu\text{T}$ [3]	157.18%
	$B_{h12} = (-21,12 \pm 9,08) \mu\text{T}$	$B_{\text{Lit}} = 19,34 \mu\text{T}$ [3]	9.20%
	$B_{h21} = (3,88 \pm 9,03) \mu\text{T}$	$B_{\text{Lit}} = 19,34 \mu\text{T}$ [3]	120.06%
	$B_{h22} = (-24,48 \pm 9,44) \mu\text{T}$	$B_{\text{Lit}} = 19,34 \mu\text{T}$ [3]	26.58%
Landè-Faktor	$g_{F1} = 0.6 \pm 0.07$	—	—
	$g_{F2} = 0.328 \pm 0.022$	—	—
	$g_{F3} = 0.55 \pm 0.06$	—	—
	$g_{F4} = 0.327 \pm 0.023$	—	—
Kernspins	$I_1 = 1.18 \pm 0.20$	1.5[1]	21.33%
	$I_2 = 2.56 \pm 0.20$	2.5[1]	2.4%
	$I_3 = 1.32 \pm 0.20$	1.5[1]	13.64%
	$I_4 = 2.56 \pm 0.21$	2.5[1]	2.4%

In Tabelle 4 sind alle zu berechnenden Größen mit ihren relativen Abweichungen zu sehen. Aus den errechneten Kernspins kann man erkennen, dass es sich bei I_1 und I_3 um das Isotop ^{85}Rb und bei I_2 und I_4 um das Isotop ^{87}Rb handelt. Fehler in den Messwerten sind vor allem durch die hohe Lichtempfindlichkeit der Apparatur trotz der Abdeckung zu erwarten. Weitere mögliche Quellen sind zum einen das genaue Einstellen des Frequenzgenerators, sowie genaues Ablesen der Minima auf dem Oszilloskop. Da die Magnetfelder die für das Erste Isotop gemessen wurden sehr große Fehler aufweisen, wird vermutet, dass das Horizontalfeld für diese Isotope nicht vollständig abgestellt wurden, sodass sich der y-Achsenabschnitt im Fit stark verschoben ist.

4.1 Relativer Fehler

Alle relativen Fehler wurden nach der Formel

$$\tilde{x} = \frac{|x_{\text{lit}} - x_{\text{mess}}|}{|x_{\text{lit}}|} \cdot 100\%$$

berechnet, dabei bezeichnet x_{lit} den Literaturwert der Messgröße x_{mess} .

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.
- [2] TU Dortmund. *Versuch zum Literaturverzeichnis*. 2014.

- [3] Helmholtz Centre Potsdam. URL: <http://isdg.gfz-potsdam.de/geomagnetism/igrf-declination-calculator/>.