

Durchführung: 19.11.2018
Abgabe: 19.12.2018

V21

OPTISCHES PUMPEN

Jasmin Bedow¹,
Vanessa Sulaiman²

¹jasmin.bedow@tu-dortmund.de

²vanessa.sulaiman@tu-dortmund.de

1 Zielsetzung

In diesem Versuch sollen für die zwei Rubidium-Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb die Übergangsenergien, welche durch die Zeeman-Aufspaltung in einem äußeren Magnetfeld hervorgerufen werden, vermessen werden. Daraus können wiederum die Landéschen g-Faktoren sowie für Elektronenhülle und Kern der Spin ermittelt werden.

2 Theorie

2.1 Einleitung

Die Elektronenhüllen eines isolierten Atoms werden in ihren scharf definierten Energieniveaus unter Berücksichtigung des Pauli-Verbots besetzt. Hierbei werden die innersten Schalen vollständig mit Elektronen besetzt, bei den weiter außen Liegenden ist die Besetzung jedoch temperaturabhängig. Dabei gilt für das Verhältnis der Besetzungszahlen N_1 und N_2 zweier Zustände mit Energien W_1 und W_2

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

Hierin sind die Größen g_i die statistischen Gewichte zum jeweiligen Zustand; diese geben die Anzahl Zustände zur Energie W_i an. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit soll hier $W_2 > W_1$ gelten.

Die Methode des optischen Pumpens stellt eine Möglichkeit dar, das in Formel (1) angegebene Verhältnis anzupassen und sogar eine Inversion mit $N_2 > N_1$ zu erzeugen. Eine Besetzungsinversion kann dann zur Erzeugung von Strahlungsübergängen verwendet werden. Für sehr kleine Energien

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

wie bei der Hyperfeinstrukturaufspaltung oder der Zeeman-Aufspaltung lassen sich die Energien dieser Übergänge sehr präzise bestimmen.

2.2 Die Zeeman-Aufspaltung

Jedem der Energieniveaus kann ein Gesamtdrehimpuls \vec{J} zugeordnet werden, welcher an ein magnetisches Moment koppelt. Dabei gilt

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

sowie

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

wobei μ_B das Bohr'sche Magneton und g_J den Landé-Faktor bezeichnet. Durch letzteren wird berücksichtigt, dass der Gesamtdrehimpuls \vec{J} aus der Kopplung des Bahndrehimpulses \vec{L} und des Spins \vec{S} resultiert.

Für diese beiden Größen ergeben sich formgleiche Zusammenhänge wie für den Gesamtdrehimpuls:

$$\vec{\mu}_L = -\mu_B \vec{L} \qquad \vec{\mu}_S = -g_S \mu_B \vec{S}, \quad (5)$$

$$|\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \qquad |\vec{\mu}_S| = g_S \mu_B \sqrt{s(s+1)}. \quad (6)$$

g_S bezeichnet hierbei den Landé-Faktor des freien Elektrons, welcher durch $g_S = 2,00232$ gegeben ist. Das Gesamtmoment $\mu_J = \mu_L + \mu_S$ führt dabei eine Präzessionsbewegung um \vec{J} aus. Die zu \vec{J} senkrechte Komponente des Gesamtmoments mittelt sich dabei heraus, sodass nur die dazu parallele Komponente übrig bleibt.

Für den Landé-Faktor g_J ergibt sich daraus

$$g_J = \frac{3.0023J(J+1) + 1.0023[S(S+1) - L(L+1)]}{2J(J+1)}. \quad (7)$$

Wird nun ein Magnetfeld \vec{B} von außen angelegt, verändern sich die Energieniveaus bedingt durch die Kopplung des magnetischen Moments an das Feld. Die Wechselwirkungsenergie hierzu beträgt

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

Hier mittelt sich die zu \vec{B} orthogonale Komponente erneut heraus, sodass nur die dazu parallele Komponente in z -Richtung übrig bleibt. Durch die Richtungsquantelung bedingt ergibt sich dann als zusätzliche Energie

$$U_{\text{mag}} = m_J g_J \mu_B B, \quad (9)$$

denn es können nur ganzzahlige Vielfache $m_J \in \{\mathbb{N} | -J \leq m_J \leq J\}$ von $g_J \mu_B B$ angenommen werden. Diese Aufspaltung der Energieniveaus in $2J + 1$ Unterniveaus bezeichnet man als Zeeman-Aufspaltung.

2.3 Die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung

Alkali-Metalle wie Rubidium besitzen einen Kernspin $\vec{I} \neq 0$. Dadurch wird die zeeman-Aufspaltung beeinflusst, denn für kleine Magnetfelder koppelt der Kernspin mit dem Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle zum Gesamtdrehimpuls des Atoms

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

Das zugehörige magnetische Moment des Kerns richtet sich im magnetischen Feld der Elektronenhülle gequantelt aus.

Diese Quantelung wird durch die Quantenzahl F beschrieben; dabei gibt es $2J + 1$ bzw. $2I + 1$ Werte für F für $J < I$ bzw. $J > I$. Dementsprechend viele Niveaus der

Hyperfeinstrukturaufspaltung gibt es, wobei F von $|I - J|$ bis $I + J$ läuft. Bei einem zusätzlichen äußeren Magnetfeld spalten die Hyperfeinstrukturniveaus erneut auf in $2F + 1$ weitere Niveaus, deren Energiedifferenz zwischen benachbarten Niveaus gegeben ist durch

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

Der hier auftretende Landé-Faktor g_F ergibt sich über

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

zu

$$g_F \approx g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} . \quad (13)$$

In Abbildung 1 ist die komplette Aufspaltung in Hyperfeinstrukturniveaus mit zusätzlicher Zeemanaufspaltung schematisch für ein Alkali-Atom mit Kernspin $I = \frac{3}{2}$ dargestellt.

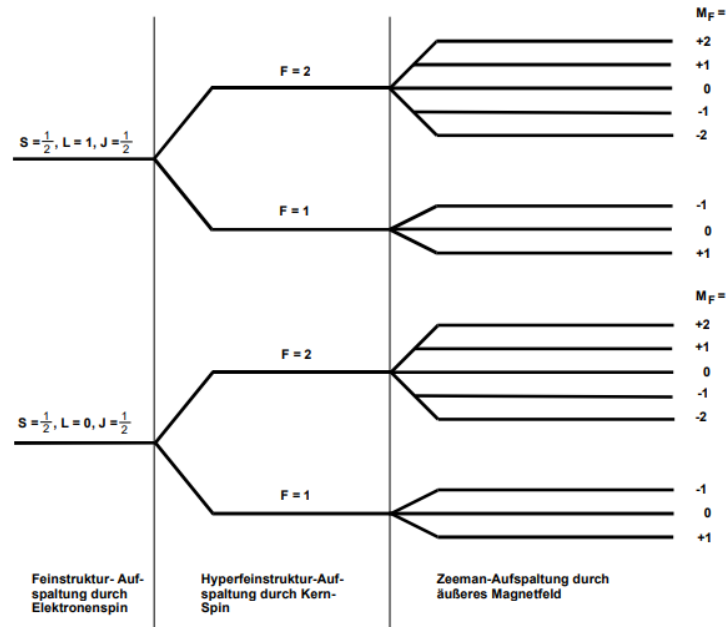


Abbildung 1: Hyperfeinstruktur- und Zeeman-Aufspaltung eines Alkali-Atoms mit Kernspin $I = \frac{3}{2}$. Hier sind die verschiedenen Anteile der Aufspaltung für die Zustände $L = 0$ und $L = 1$ dargestellt. [1]

2.4 Optisches Pumpen an einem Alkali-Atom

Hier wird das Prinzip des optischen Pumpens vereinfacht für den Fall ohne Hyperfeinstrukturaufspaltung erklärt; für den Fall, dass eine solche vorhanden ist, lässt sich das Prinzip aber analog übertragen, indem anstelle des Gesamtdrehimpulses der Elektronenhülle J die Quantenzahl F für den Gesamtdrehimpuls des Atoms.

Übergänge zwischen verschiedenen Niveaus der Zeeman-Aufspaltung bei Einstrahlung von Licht können nur stattfinden, sofern die Auswahlregeln $\Delta L = 1$ sowie $\Delta M_J \in \{1, 0, -1\}$ erfüllt sind. Übergänge mit $\Delta M_J = 1$ können dabei nur durch Einstrahlung von rechtszirkular polarisiertem Licht hervorgerufen werden; diese werden σ^+ -Übergänge genannt. Analog werden Übergänge mit $\Delta M_J = -1$ σ^- -Übergänge genannt und finden unter Einstrahlung von linkszirkular polarisiertem Licht statt. π -Übergänge sind solche mit $\Delta M_J = 0$. Diese Übergänge sind in Abbildung 2 dargestellt.

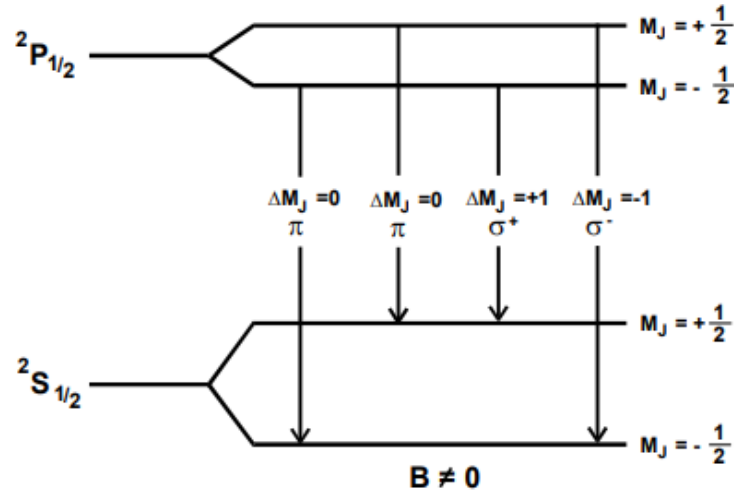


Abbildung 2: Mögliche Übergänge in einem hypothetischen Alkali-Metall ohne Kernspin auf Basis der Zeeman-Aufspaltung. [1]

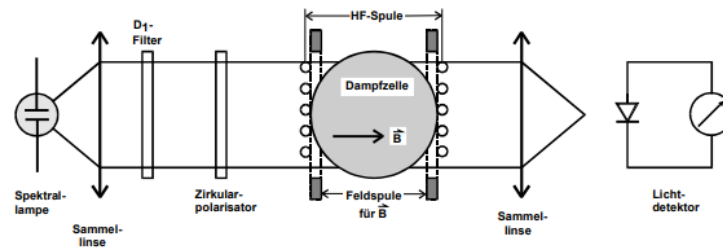


Abbildung 3: Beispielhafter Aufbau zur Durchführung des optischen Pumpens. [1]

Um eine nicht-thermische Besetzung der Energieniveaus zu erreichen, wird eine Dampfzelle wie im prinzipiellen Aufbau aus Abbildung 3 mit rechtszirkular polarisiertem Licht bestrahlt. Dadurch kann nur der Übergang aus Abbildung 4 vom $2S_{1/2} M_J = -\frac{1}{2}$ -Niveau zum $2P_{1/2}$ -Niveau stattfinden.

Nach ca. 10^{-8} s fällt der angeregte Zustand $2P_{1/2}$ wieder zurück in den Grundzustand. Hierbei werden sowohl das $2S_{1/2} M_J = -\frac{1}{2}$ -Niveau, aus dem dann erneut in das P-Niveau

gepumpt werden kann, als auch das $^2S_{1/2} M_J = \frac{1}{2}$ -Niveau angeregt. Aus letzterem werden durch das eingestrahlte Licht keine Übergänge angeregt, sodass mit der Zeit immer mehr Elektronen in diesen Zustand gepumpt werden, während der Zustand $^2S_{1/2} M_J = -\frac{1}{2}$ leergepumpt wird.

Durch die Anreicherung des $^2S_{1/2} M_J = \frac{1}{2}$ -Niveaus wird folglich immer weniger des eingestrahnten Lichts absorbiert, sodass die Transparenz der Dampfzelle für das Licht zunimmt und asymptotisch gegen 1 strebt.

Vom gepumpten Niveau aus können erneut Lichtquanten emittiert werden, was sowohl

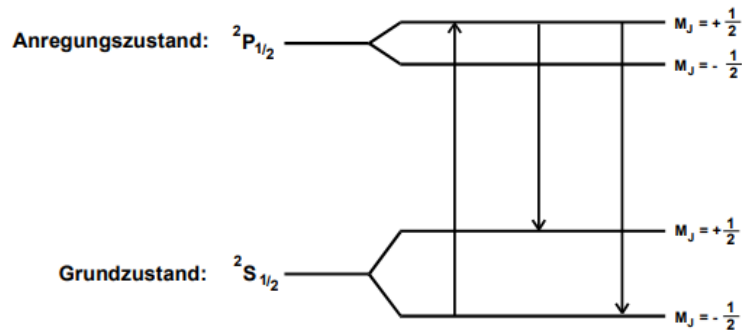


Abbildung 4: Bei Einstrahlung von rechtszirkular polarisiertem Licht mögliche Übergänge im hypothetischen Alkali-Atom. [1]

spontan als auch induziert geschehen. Für die spontane Emission geschieht die Emission des Photons ohne weitere Einflüsse, bei der induzierten Emission hingegen wird ein Photon der gleichen Energie wie der des Übergangs eingestrahlt. Als Folge dessen wird dann ein Übergang vom Pumpniveau ausgelöst, bei dem ein Photon der gleichen Energie, Ausbreitungsrichtung und Phase wie der des Eingestrahnten emittiert.

Der Vergleich der Wahrscheinlichkeit beider Emissionsarten zeigt hier, dass die spontane Emission aufgrund der geringen Energiedifferenzen zwischen den Niveaus der Zeeman-Aufspaltung vernachlässigt werden kann.

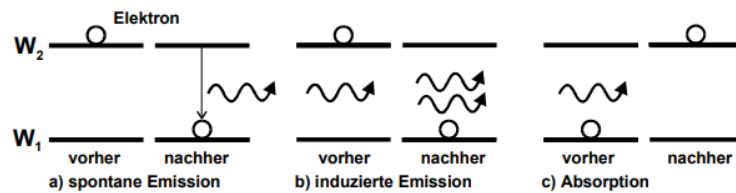


Abbildung 5: Die verschiedenen Möglichkeiten für den Übergang eines Elektrons zwischen zwei Energieniveaus. [1]

Abschließend wird nun der Verlauf der Transparenz in Abhängigkeit des äußeren Magnetfelds diskutiert. Ohne äußeres Magnetfeld ist das optische Pumpen nicht möglich, denn hierfür ist keine Aufspaltung in Zeeman-Niveaus möglich, sodass die Transparenz minimal wird. Dies ist das Nulldurchgangsminimum Allerdings bietet dies eine Möglichkeit, das

Erdmagnetfeld zu messen und zu kompensieren.

Bei Anlegung eines frequenzvariablen Hochfrequenzfeld (RF) findet das optische Pumpen statt. Wird eine Besetzungsinversion erreicht, wird damit die Transparenz maximal, es sei denn das Magnetfeld erreicht den Wert zugehörig zu einem Übergang zwischen Zeeman-Niveaus:

$$h\nu = g_J \mu_B B_m \Delta m_J \quad (14)$$

$$\Leftrightarrow B_m = \frac{4\pi m_0}{eg_J} . \quad (15)$$

In diesem Fall findet die induzierte Emission statt, sodass die Transparenz der Dampfzelle abnimmt. Damit ergibt sich als theoretischer Verlauf die Kurve in Abbildung 6

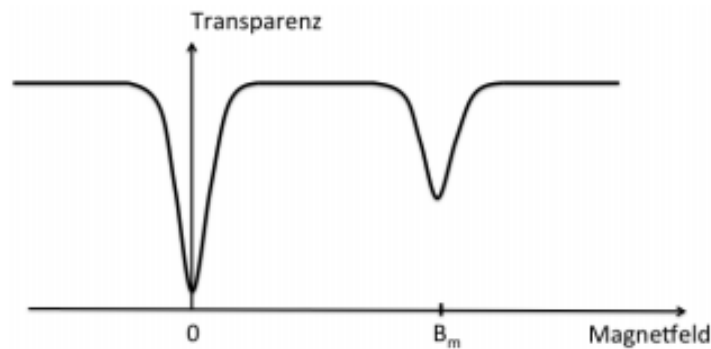


Abbildung 6: Abhängigkeit der Transparenz einer Alkali-Dampfzelle vom angelegten äußeren Magnetfeld für rechtszirkular-polarisiertes Licht. Zu sehen sind das Nullfeldsignal sowie eine Absorptionslinie durch induzierte Emission. [1]

2.5 Quadratischer Zeeman-Effekt

Für höhere B -Felder, müssen Terme höherer Ordnung in (11) berücksichtigt werden. In zweiter Ordnung ergibt sich die Übergangsenergie dann zu

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

Hierin ist durch ΔE_{Hy} die Energiedifferenz zwischen den Niveaus F und $F + 1$ gegeben, welche durch die Hyperfeinstrukturaufspaltung verursacht wird. Dadurch hängt die Übergangsenergie von M_F ab, was als quadratischer Zeeman-Effekt bezeichnet wird. Bei genügend hohem Magnetfeld zeigen sich unterschiedliche Energien bei den Zeeman-Übergängen.

2.6 Transiente Effekte

An dieser Stelle wird auf das Verhalten des gepumpten Systems eingegangen, wenn das RF schnell ein- und ausgeschaltet wird. Das Magnetfeld soll hierbei auf eine Resonanzstelle

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = g_F \frac{\mu_B}{h} B_0 = \gamma B_0 , \quad (17)$$

an der also induzierte Emission auftritt, eingestellt sein, wobei $\gamma = g_F \frac{\mu_B}{h}$ das gyromagnetische Verhältnis ist. Für den Resonanzfall ergibt sich dabei, dass das effektive B -Feld dem RF-Feld entspricht. Der Spin präzediert damit im mitrotierenden Koordinatensystem mit der Larmor-Frequenz $\nu = \gamma B_{\text{RF}}$ um $\vec{B}_{\text{RF}} = \vec{B}_{\text{eff}}$. Für die Periodendauer der Präzession ergibt sich dabei

$$T = \frac{1}{\gamma B_{\text{RF}}} . \quad (18)$$

Daraus lässt sich die Relation

$$\frac{T_{87}}{T_{85}} = \frac{\gamma_{85}}{\gamma_{87}} . \quad (19)$$

zwischen den beiden hier zu untersuchenden Rubidium-Isotopen deduzieren, woraus das Verhältnis der g -Faktoren bestimmt werden kann.

3 Durchführung

3.1 Aufbau

Der verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 7 dargestellt. Das Licht einer Spektrallampe durchläuft eine optische Strecke; diese beginnt mit einer Kollimationslinse zur Bündelung des Lichts. Dieses wird anschließend auf die Wellenlänge von $\lambda = 794,8 \text{ nm}$ gefiltert, was dem Rubidiumspektrum entspricht. Darauf folgt ein Polarisationsfilter und ein $\lambda/4$ -Plättchen, um zunächst linear polarisiertes und daraus zirkular polarisiertes Licht zu erhalten.

Das Licht durchquert eine Dampfzelle, in der Rubidium als Gemisch aus den ^{85}Rb - und ^{87}Rb -Isotopen gasförmig vorliegt. Die verwendete Zelle wird beheizt, um einen optimalen Dampfdruck zu gewährleisten. Zusätzlich sind um die Zelle herum drei Helmholtz-Spulen platziert, eine um das Erdmagnetfeld auszugleichen und zwei um die Zeeman-Aufspaltung bei den Rubidium-Isotopen hervorzurufen. Die letzteren beiden, die Horizontalfeld- sowie die Sweep-Spule, sind dabei aufeinander gewickelt, damit diese gemeinsam ein horizontales Feld erzeugen.

Die einzelnen optischen Bauteile werden dann so justiert, dass die Intensität am Photoelement hinter der Dampfzelle maximal ist. Vor dem Photoelement wird das Licht erneut mit einer Sammellinse kollimiert für eine höhere Intensität. Zusätzlich ist ein Oszilloskop vorhanden, auf das die Signale des Photoelements gegeben werden können, um die Resonanzstellen zu beobachten.

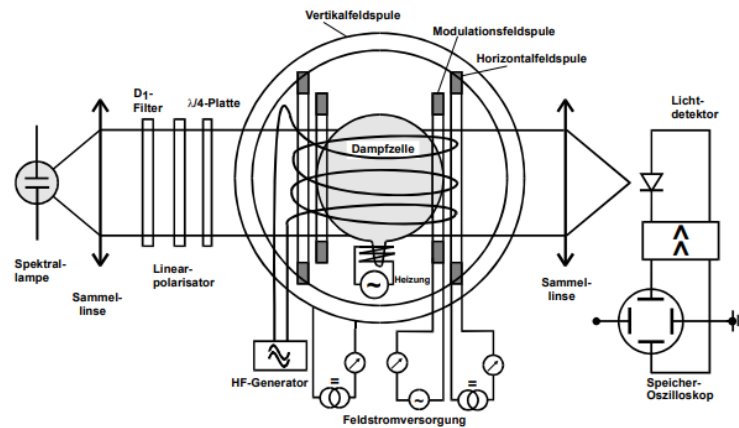


Abbildung 7: Schematischer Aufbau zur Durchführung des optischen Pumpens. [1]

3.2 Kompensation der Feldstärke des Erdmagnetfelds

Um den Effekt des Erdmagnetfelds auszugleichen, wird der Tisch, auf dem sich der Aufbau befindet, so gedreht, dass er parallel zur Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds ausgerichtet ist. Der Aufbau wird dann abgedeckt.

Um die Vertikalkomponente zu kompensieren, wird das Signal der Photodiode auf Kanal 2 des Oszilloskops gegeben sowie der Recorder-Ausgang der Sweep-Spule auf Kanal 1. Im XY-Betrieb ist dann ein breiter nach unten gerichteter Peak zu sehen, dessen Breite mithilfe der Vertikalspule zu minimieren ist. Dieses Nulldurchgangs-Minimum entsteht durch die bei verschwindendem Magnetfeld fehlende Zeeman-Aufspaltung. Damit ist hier kein optisches Pumpen möglich und die Transparenz wird minimal.

3.3 Ermittlung der Resonanzstellen

Um die durch das Magnetfeld hervorgerufenen Resonanzstellen zu vermessen, wird die Frequenz des RF-Felds von 100 kHz bis 1 MHz in 100 kHz-Schritten erhöht. An das Kontrollgerät der RF-Spule wird dazu ein Sinus-Spannungsgenerator angeschlossen.

Das Feld der Horizontalfeldspule wird dann solange aufgedreht, bis die Resonanz zur jeweiligen Frequenz auf dem Oszilloskop sichtbar ist, da die Sweep-Spule alleine nicht so hohe Felder erreichen kann. Mit der Sweep-Spule kann dann die genaue Position ermittelt werden über die Summe des Stroms an der Horizontalfeldspule sowie des Stroms an der Sweep-Spule. Die Wertepaare aus Frequenz und Strom werden dabei notiert.

Für eine Frequenz von 100 kHz wird das Magnetfeld nun erneut auf die erste Resonanzstelle eingestellt. Mit einem zweiten Funktionsgenerator wird das RF-Feld moduliert mit einer Rechteckspannung, beginnend mit einer Amplitude von 1 V und einer Frequenz von 5 Hz. Dadurch wird das RF-Feld mit einer Frequenz von 5 Hz an- und ausgeschaltet. Dieses Signal wird mit dem Signal des Photoelements gemeinsam im YT-Modus dargestellt.

Hiervon wird ein Bild der ansteigenden Flanke des Signals des Photoelements aufgenommen und an der abfallenden Flanke die Minima und Maxima der entstehenden gedämpften Schwingung mithilfe der Cursor-Funktion des Oszilloskops aufgenommen. Hieraus kann dann die Periodendauer der Schwingung bestimmt werden. Dies wird wiederholt für Amplituden bis 10 V, wobei die Amplitude in 1 V-Schritten erhöht wird.

Die analoge Messung wird dann für die zweite Resonanzstelle bei 100 kHz durchgeführt.

4 Auswertung

Die im Folgenden angegebenen Magnetfeldstärken wurden aus den abgelesenen Stromstärken I mithilfe von

$$B = \mu_0 \frac{8IN}{\sqrt{125}R} \quad (20)$$

berechnet. Dabei ist N die Anzahl der Windungen der Spule und R der ohmsche Widerstand.

Zum Ausgleich der vertikalen Komponente des Erdmagnetfelds wird der Versuchsaufbau möglichst parallel zur Richtung des Erdmagnetfelds ausgerichtet. Mithilfe der Vertikalfeldspule wird zusätzlich ein Magnetfeld

$$B_{\text{vert}} = 3,4021 \cdot 10^{-5} \text{ T}$$

angelegt, sodass der Nullpunktpeak im Signalbild möglichst schmal wird. Ein typisches Signalbild ist in Abbildung 8 dargestellt.

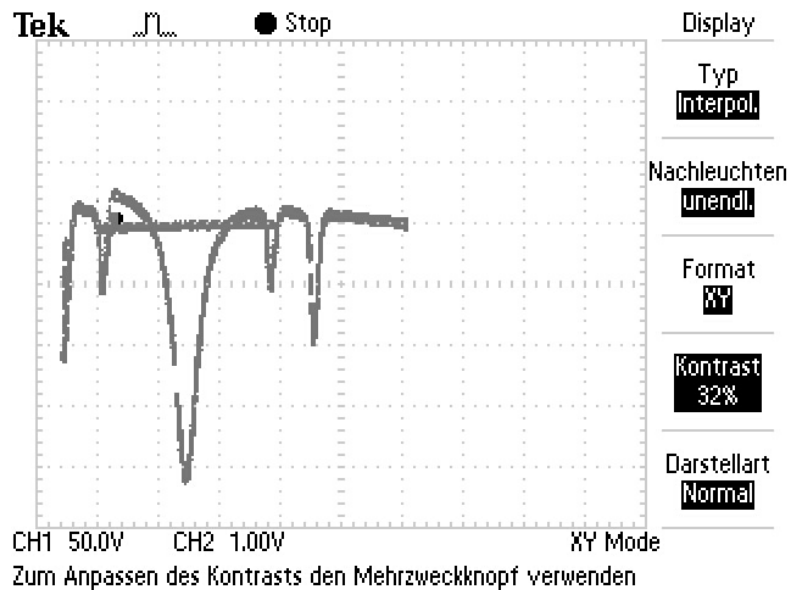


Abbildung 8: Ausdruck eines typischen Signalbildes bei 100 kHz.

Die gemessenen Resonanzpositionen abhängig von der Frequenz ν_{RF} sind in Tabelle 1 aufgetragen und in Abbildung 9 dargestellt. Ebenfalls dargestellt ist eine lineare

Regression der Form

$$B = a\nu_{\text{RF}} + b. \quad (21)$$

Beim Vergleich mit Gleichung (15) zeigt sich, dass für die Steigung

$$a = \frac{4\pi m_0}{eg_F} = \frac{h}{\mu_B g_F} \quad (22)$$

gilt. Es lässt sich daraus also

$$g_F = \frac{h}{\mu_B a} \quad (23)$$

berechnen.

Tabelle 1: Resonanzpositionen abhängig von der RF-Frequenz.

$\nu_{\text{RF}} / \text{MHz}$	$B_1 / \mu\text{T}$	$B_2 / \mu\text{T}$
0,1	35,7257	42,8467
0,2	51,4135	65,7159
0,3	63,8798	85,3032
0,4	78,1438	106,9295
0,5	93,3501	128,9551
0,6	106,0090	148,8557
0,7	119,4409	169,3482
0,8	134,1285	191,2378
0,9	147,9596	213,7809
1,0	162,1528	237,8443

Für die erste Resonanzstelle ergeben sich die Parameter

$$\begin{aligned} a &= (139,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-6} \frac{\text{MHz}}{\text{T}} \\ b &= (2,25 \pm 0,05) \cdot 10^{-5} \text{T} \\ \Rightarrow g_{F,1} &= 0,5122 \pm 0,0027 \end{aligned}$$

und für die zweite Resonanz die Parameter

$$\begin{aligned} a &= (213,8 \pm 1,5) \cdot 10^{-5} \frac{\text{MHz}}{\text{T}} \\ b &= (2,15 \pm 0,09) \cdot 10^{-5} \text{T} \\ \Rightarrow g_{F,2} &= 0,3341 \pm 0,0023. \end{aligned}$$

Das Verhältnis der beiden Landéschen g_F -Faktoren beträgt also

$$\frac{g_{F,2}}{g_{F,1}} = 1,533 \pm 0,013.$$

Die horizontale Komponente des Erdmagnetfelds entspricht dem Regressionsparameter b . Der Mittelwert aus den beiden Regressionen beträgt

$$B_{\text{hor.}} = (2,20 \pm 0,05) \cdot 10^{-5} \text{T}.$$

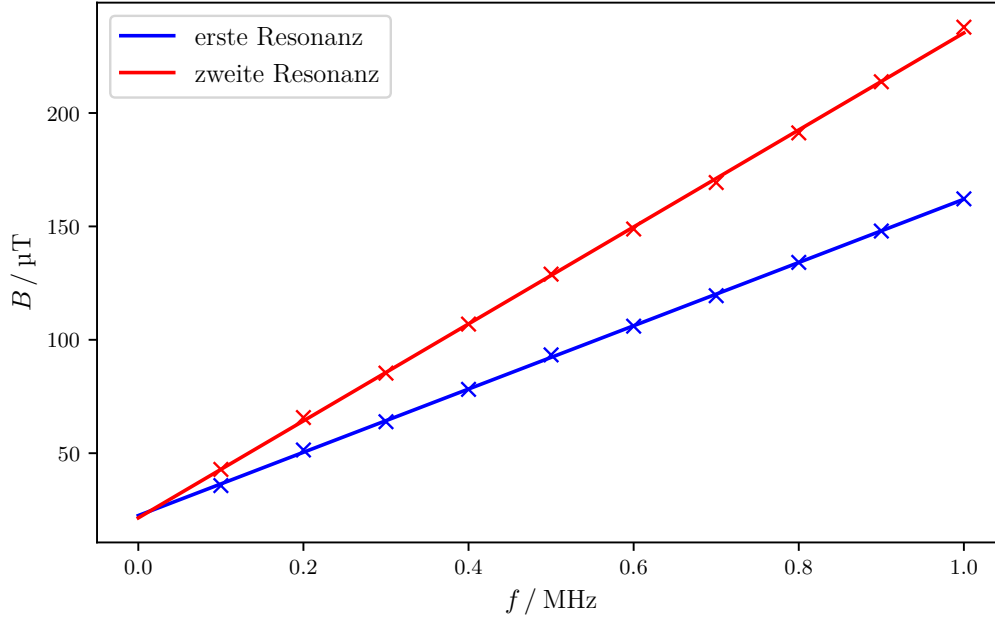


Abbildung 9: Frequenz und Magnetfeldstärke der Resonanzen.

4.1 Kernspins

Rubidium hat die Quantenzahlen

$$L = 0, \quad S = \frac{1}{2}, \quad J = \frac{1}{2},$$

aus denen sich mit Gleichung (7) der Faktor

$$g_J = 2,0023$$

ergibt.

Einsetzen von $F = J + I$ und $J = \frac{1}{2}$ in Gleichung (13) und Umformen nach dem Kernspin I ergibt den Zusammenhang

$$I = \frac{g_J}{4g_F} - 1 + \sqrt{\left(\frac{g_J}{4g_F} - 1\right)^2 + \frac{3g_J}{4g_F} - \frac{3}{4}}. \quad (24)$$

Aus den zuvor bestimmten Landéschen Faktoren ergeben sich die Kernspins

$$\begin{aligned} I_1 &= 1,454 \pm 0,010 & \Delta I_1 &= (-3,0 \pm 0,7) \% \\ I_2 &= 2,496 \pm 0,021 & \Delta I_2 &= (-1,0 \pm 0,8) \%. \end{aligned}$$

Daraus lässt sich durch einen Vergleich mit den Literaturwerten[3]

$$\begin{aligned} {}^{85}\text{Rb} : \quad I &= \frac{5}{2} \\ {}^{87}\text{Rb} : \quad I &= \frac{3}{2} \end{aligned}$$

schließen, dass die erste Resonanz zum Isotop ^{87}Rb gehört und die zweite Resonanz zum Isotop ^{85}Rb .

4.2 Isotopenverhältnis

In Abbildung 8 ist ein typisches Signalbild dargestellt. Mit dem Cursor des Oszilloskops wurden die Amplituden der beiden Resonanzen abgelesen:

$$\begin{aligned} A_1 &= 1,4 \text{ V} \\ A_2 &= 2,2 \text{ V} \end{aligned}$$

Das Isotopenverhältnis beträgt also

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{7}{11} \approx 0,64.$$

Das natürliche Isotopenverhältnis[4] beträgt

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{28\%}{72\%} = \frac{7}{18} \approx 0,38,$$

das Verhältnis des verwendeten Isotopengemischs ist also ca. um einen Faktor $\frac{2}{3}$ größer als beim natürlichen Gemisch.

4.3 Quadratischer Zeeman-Effekt

Zur Abschätzung des quadratischen Zeeman-Effekts nach Gleichung (16) wurden die in Tabelle 2 aufgelisteten Werte verwendet. Dabei wurde jeweils die größte eingestellte Magnetfeldstärke verwendet. Es ergeben sich die Werte

$$\begin{aligned} ^{85}\text{Rb} : \quad U_{\text{HF}} &= (7,36 \pm 0,05) \cdot 10^{-28} \text{ J} \\ ^{87}\text{Rb} : \quad U_{\text{HF}} &= (7,70 \pm 0,04) \cdot 10^{-28} \text{ J}. \end{aligned}$$

Tabelle 2

Isotop	M_F	$\Delta E_{\text{Hy}} / \text{J}$	g_F	$B / \mu\text{T}$
^{85}Rb	3	$2,01 \cdot 10^{-24}$	$0,3341 \pm 0,0023$	238
^{87}Rb	2	$2,01 \cdot 10^{-24}$	$0,5122 \pm 0,0027$	162

4.4 Transiente Effekte

Die ansteigende Kurve ist in Abbildung 10 dargestellt und ein typisches Signalbild der abfallenden Kurve in Abbildung 11. Die Periodendauern der Oszillationen sind in Abbildung 12 aufgetragen und mit einer Hyperbelfunktion der Form

$$y = a + \frac{b}{x - c} \quad (25)$$

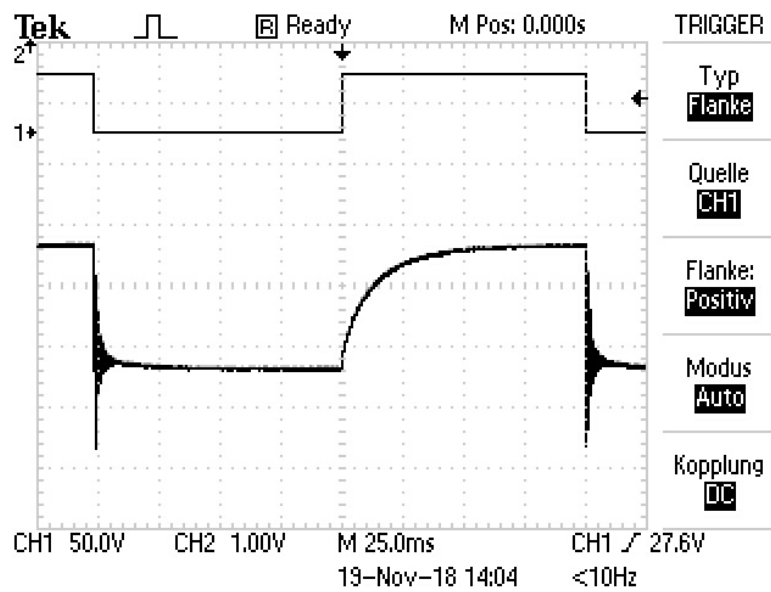


Abbildung 10: Ausdruck eines typischen Signalbildes der ansteigenden Kurve.

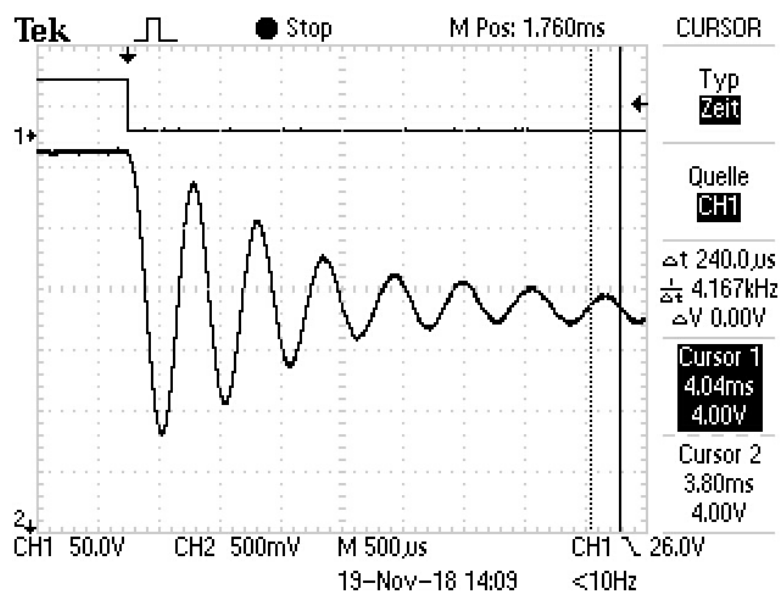


Abbildung 11: Ausdruck eines typischen Signalbildes der abfallenden Kurve.

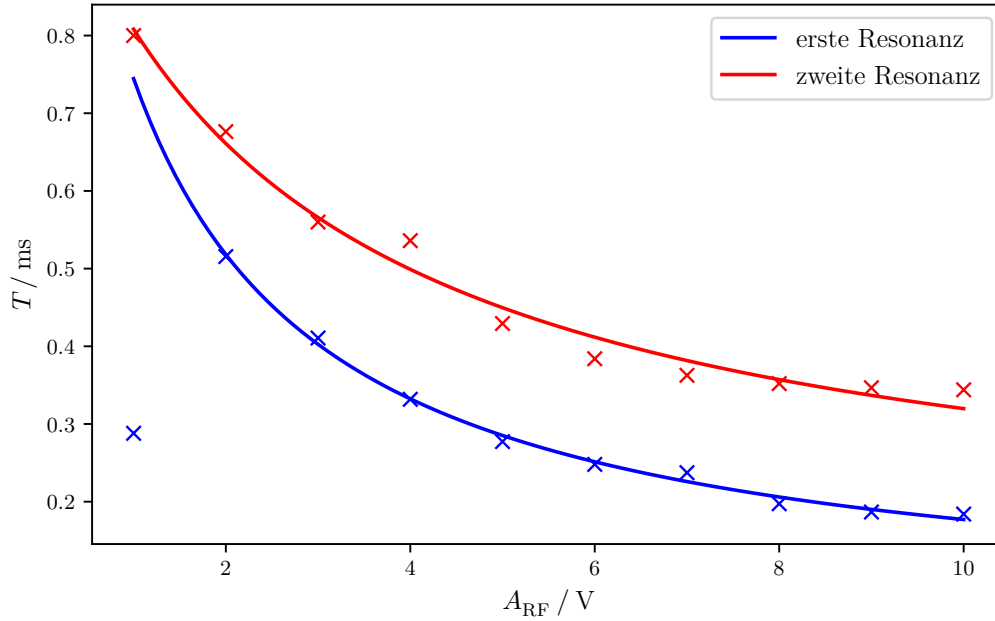


Abbildung 12: Periodendauer der Oszillation abhängig von der RF-Amplitude.

gefittet. Bei der ersten Resonanz wurde der erste Messwert nicht berücksichtigt, da er sehr weit von den anderen Werten abweicht.

Für die Regressionsparameter der ersten Resonanz ergibt sich

$$a = 0,045 \pm 0,020$$

$$b = 1,46 \pm 0,23$$

$$c = -1,1 \pm 0,4$$

und für die zweite Resonanz ergeben sich die Parameter

$$a = 0,12 \pm 0,06$$

$$b = 2,5 \pm 0,8$$

$$c = -2,7 \pm 0,9.$$

Daraus ergibt sich das Verhältnis

$$\frac{b_2}{b_1} = 1,7 \pm 0,6$$

zwischen den Landéschen Faktoren.

5 Diskussion

Der eingestellte Wert des vertikalen Magnetfelds weicht um $-24,5864\%$ vom Literaturwert [2] $45,1123 \mu\text{T}$ ab und der gemessene horizontale Anteil des Erdmagnetfelds weicht um $(13,6 \pm 2,7)\%$ vom Literaturwert $19,3539 \mu\text{T}$ ab.

Das Verhältnis der Landéschen Faktoren beträgt laut Theorie 1,5. Bei der ersten Messung resultiert ein Verhältnis von $1,533 \pm 0,013$ und damit eine relative Abweichung von $(2,2 \pm 0,9) \%$ vom Literaturwert. Aus der Untersuchung der transienten Effekte ergibt sich das Verhältnis $1,7 \pm 0,6$, also eine Abweichung von $(20 \pm 40) \%$.

Auch beim Vergleich der Kernspins mit den Literaturwerten fällt auf, dass die Abweichungen mit $(-3,0 \pm 0,7) \%$ bei ^{87}Rb und $(-1,0 \pm 0,8) \%$ bei ^{85}Rb geringer als bei den transienten Effekten sind.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch 21*. URL: http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/MASTER/SKRIPT/V21n_TeachSpin_new.pdf (besucht am 22.11.2018).
- [2] Helmholtz-Zentrum Potsdam. *IGRF-Deklinationsrechner*. URL: <http://www-app3.gfz-potsdam.de/Declinationcalc/> (besucht am 15.12.2018).
- [3] Universität Potsdam. *A3 Optisches Pumpen*. URL: <https://www.uni-potsdam.de/u/physik/fprakti/ANLEIA3.pdf> (besucht am 06.12.2018).
- [4] Christian Schneider. *Laserspektroskopie am Rubidium*. URL: <https://www.physik.uni-siegen.de/quantenoptik/lehre/fpraktikum/anleitung.pdf> (besucht am 06.12.2018).