

F-Praktikum II

Experimentelle Physik

Optisches Pumpen an Rubidium-Atomen*

Klaudia Herbst Manfred Thomann

26.1.2005

*Wir erklären, dass wir dieses Protokoll eigenhändig anhand unseres Messprotokolls und der angegebenen Literatur erstellt haben.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|----------|
| 1 | Theoretische Grundlagen | 1 |
| 1.1 | Prinzip des optischen Pumpens | 1 |
| 1.2 | optisches Pumpen an Rubidiumatomen | 2 |
| 1.2.1 | Thermschemen der Rubidiumisotope ^{85}Rb und ^{87}Rb | 3 |
| 1.2.2 | Feinstruktur-, Hyperfeinstruktur- und Zeemanaufspaltung | 3 |
| 2 | Aufbau | 4 |
| 3 | Durchführung | 5 |
| 3.1 | Herleitung der benutzten Gleichungen | 5 |
| 3.2 | Termschema | 7 |
| 3.3 | Optisches Pumpen mit π -Licht | 7 |
| 3.4 | Widerstand der Spulen | 7 |
| 3.5 | Orientierungs-, und Relaxationszeit | 9 |
| 3.6 | Berechnung der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes | 11 |
| 3.7 | Berechnung der Landé-Faktoren von ^{85}Rb und ^{87}Rb | 12 |
| 3.8 | Bestimmung des Magnetfeldes, der zugehörigen Energie und der Landé Faktoren aus den Lagen der gemessenen Peaks | 14 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|---|--|----|
| 1 | Erläuterung des optischen Pumpens | 1 |
| 2 | Polarisationsschema der D_1 -Linie | 2 |
| 3 | Skizze des Aufbaus[2] | 4 |
| 4 | Termschema von ^{85}Rb und ^{87}Rb | 7 |
| 5 | Widerstand der Spulen | 9 |
| 6 | Gleichung zur Berechnung des Stroms | 9 |
| 7 | Messwerte für 33 Hz | 10 |
| 8 | Messwerte für 29,4 Hz | 10 |
| 9 | Messwerte für 25 Hz | 11 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|---|--|----|
| 1 | Hyperfeinaufspaltung der Rubidiumisotope | 4 |
| 2 | Orientierungszeit | 9 |
| 3 | Position der Peaks in Abhängigkeit von der angelegten Radiofrequenz | 14 |
| 4 | Die Landé Faktoren passen halbwegs, wenn man die Landé Faktoren von dem $^2P_{1/2}$ Niveau des ^{85}Rb bzw. ^{87}Rb betrachtet. | 14 |

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Prinzip des optischen Pumpens

Alfred Kastler entwickelte 1950 das Verfahren des optischen Pumpens und ermöglichte damit die Spektroskopie von atomaren Energiezuständen, bildete sogar die Grundlage der Lasertechnik.

Beim optischen Pumpen wird zirkular polarisiertes σ^+ bzw. σ^- Licht einer bestimmten Frequenz ν auf die Atome des zu untersuchenden Elementes gestrahlt. Im Versuch handelt es sich dabei um ein Dampfgemisch der beiden Rubidiumsotope ^{85}Rb (27,2%) und ^{87}Rb (72,8%).

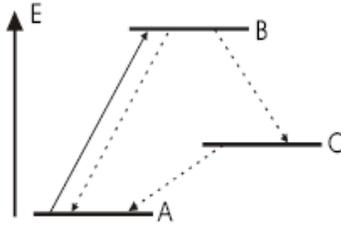


Abbildung 1: Erläuterung des optischen Pumpens

Folge des auf das Gasgemisch eingestrahlt Lichtes ist eine Änderung des Zustandes. Dabei werden Rubidiumatome von einem quantenmechanischen Energiezustand A in einen energiereicheren Zustand B angehoben. Aus diesem Zustand können die Atome entweder wieder in den Grundzustand A zurückfallen oder in einen Zwischenzustand C, welcher metastabil ist, übergehen. Der Übergang $B \rightarrow A$ ist für das optische Pumpen nicht von Interesse, wird daher nicht weiter betrachtet.

Die Übergangswahrscheinlichkeit $C \rightarrow A$ ist äußerst gering, kann also als ein „verbotener“ Übergang angesehen werden. Wird der Vorgang der Einstrahlung mit Photonen der Frequenz ν , damit mit einer bestimmten Energie $E = h \cdot \nu$, fortgesetzt manifestieren sich immer mehr Atome im Zustand C. Nach einiger Zeit des Pumpens befindet sich ein Großteil der Atome im selben quantenmechanischen Zustand. Man nennt diesen Effekt Besetzungsinversion.

Zu bedenken sei jedoch, dass ein Übergang C nach A keineswegs unmöglich ist, die Verweildauer in diesem Zustand ist aber um Größenordnungen länger.

- angeregter Zustand: 10^{-8}s
- metastabiler Zustand: 10^{-3}s

1.2 optisches Pumpen an Rubidiumatomen

Wird Licht der Wellenlänge $\lambda = 550 \text{ nm}$ absorbiert, so gehen die Elektronen aus dem Grundzustand E_1 in den angeregten Zustand E_3 (analog zu A und B) über. Aus diesem fallen sie nach 10^{-8} s in einen metastabilen Zustand E_2 . Aus dem metastabilen Zustand E_2 kehren die Elektronen unter abstrahlen eines roten Lichtquants ($\lambda = 694 \text{ nm}$) wieder nach E_1 zurück. wenn es sich bei C um ein bevorzugtes Zeeman - Niveau handelt, dann weist die Materie ein makroskopisches magnetisches Moment auf, daher wird der Vorgang auch *Zeemanpumpen* genannt.

Wie für alle Alkalimetalle typisch, besitzt auch Rubidium ein freies Valenzelektron. Dieses ist für den Vorgang des optischen Pumpens von wichtiger Bedeutung. Es besitzt einen Spin von $\frac{1}{2}$ und den variablen Drehimpuls 0, 1, 2. Aufgrunddessen besitzt das Rubidium, ähnlich wie etwa Natrium, eine Dublettstruktur.

Eine ausschlaggebende Regel für elektrische Dipolübergänge folgt aus der Quantenmechanik. Die Auswahlregel besagt, dass sich die magnetische Quantenzahl m nur um ± 1 ändern darf.

$$\Delta m \in \{-1, 0, +1\}$$

Es ist möglich jedem, bei diesen Übergängen emittierten bzw. absorbierten Lichts, genau eine Polarisationsrichtung zuzuordnen. Es zeigt sich:

$$\begin{array}{ll} \Delta m = -1 & \sigma^- - \text{Licht} \\ \Delta m = 0 & \pi - \text{Licht} \\ \Delta m = +1 & \sigma^+ - \text{Licht} \end{array}$$

Um diese Beziehung zu verinnerlichen dient das in Abbildung 2 dargestellte Termschema.

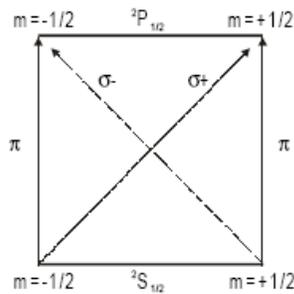


Abbildung 2: Polarisationschema der D_1 -Linie

Hier werden die Übergänge eines Rubidiumatoms vom Grundzustand in einen höher angeregten Zustand in Abhängigkeit vom jeweils eingestrahlt Licht dargestellt. Wie zu

erkennen ist eignet sich π -Licht nicht zum optischen Pumpen, da es nur Übergänge zwischen Energieniveaus gleicher magnetischer Quantenzahl zur Folge hat, eine Änderung der statistischen Verteilung also nicht eintritt. Es fällt zurück in den Grundzustand, und es kann keine Überbesetzung stattfinden.

σ -Licht hingegen bewirkt eine Änderung von $\Delta m \pm 1$.

1.2.1 Thermoschemen der Rubidiumisotope ^{85}Rb und ^{87}Rb

1.2.2 Feinstruktur-, Hyperfeinstruktur- und Zeemanaufspaltung

1. Feinstrukturaufspaltung

Die Feinstrukturaufspaltung kommt durch den Elektronenspin zustande. Dieser kann die Werte $+\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$ annehmen. Betrachtet man ein Rubidiumatom im Grundzustand $^2S_{\frac{1}{2}}$ so hat es den Bahndrehimpuls $L=0$. Die Spin-Bahn-Kopplung führt also zu einer Drehimpulsquantenzahl $J = L + \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$. Wird dieses Atom angeregt, und geht damit in einen höheren Zustand, so ändert sich sein Bahndrehimpuls von $L=0$ auf $L=1$. Damit ändert sich natürlich auch die Drehimpulsquantenzahl. Es zeigt sich, dass

$$J_1 = \frac{1}{2}$$

$$J_2 = \frac{3}{2}$$

der erste angeregte Zustand wird also in einen $^2P_{\frac{1}{2}}$ und einen $^2P_{\frac{3}{2}}$ Zustand aufgespalten.

Für die Anregung aus dem Grundzustand in einen der beiden angeregten Zustände ist eine, für diesen Übergang charakteristische, Energie nötig. Diese wird beim Übergang von angeregtem in den Grundzustand als Lichtquant einer bestimmten Wellenlänge emittiert.

$$^2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}} \quad \lambda_1 = 794.8nm$$

$$^2P_{\frac{3}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}} \quad \lambda_1 = 780.0nm$$

λ_1 und λ_2 entsprechen den Doppellinien im Linienspektrum des Rubidiums.

2. Hyperfeinstruktur

Nicht nur der Bahndrehimpuls J ist von entscheidender Bedeutung, zudem muss der Drehimpuls des Kerns I berücksichtigt werden. Koppelt man beide Drehimpulse so erhält man die Hyperfeinstruktur. Für den Gesamtdrehimpuls gilt:

$$F = I \pm J$$

| Isotop | Hyperfeinaufspaltung |
|------------------|----------------------|
| ^{87}Rb | F=1 F=2 |
| ^{85}Rb | F=2 F=3 |

Tabelle 1: Hyperfeinaufspaltung der Rubidiumisotope

Betrachtet man unser Isotopengemisch, so stellt man fest, dass unterschiedliche Aufspaltungen die Folge sind.

3. Zeemanaufspaltung

Diese tritt auf, wenn sich Atome in einem Magnetfeld befinden. Sie ist das Resultat aus den verschiedenen Orientierungen des magnetischen Momentes der Elektronenwolke zu einer vorgegebenen Richtung des äußeren Magnetfeldes. Es sind $2F+1$ Ausrichtungen möglich.

2 Aufbau

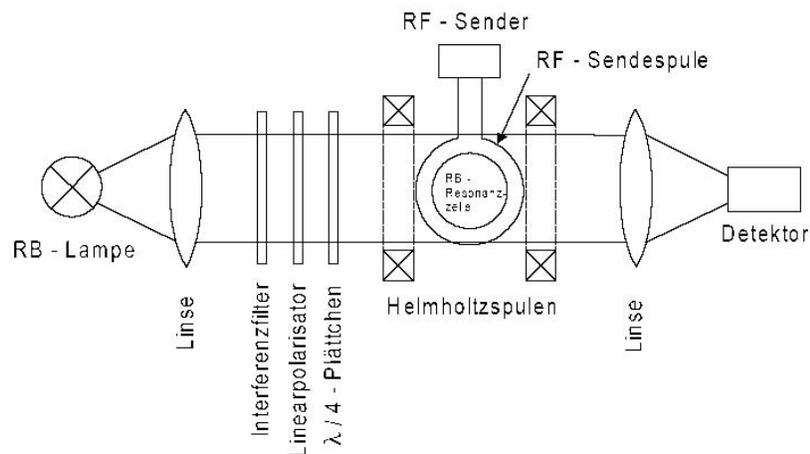


Abbildung 3: Skizze des Aufbaus[2]

- **Rb-Lampe:** Die elektrodenlose Rubidiumlampe erzeugt das für diesen Versuch verwendete Rb-Emissionsspektrum

- **Linse, Interferenzfilter, Linearpolarisator und $\lambda/4$ Blättchen:** Der Interferenzfilter läßt, von dem von der Linse gesammelten Licht, nur die D_1 -Linie durch. Diese wird dann durch den Linearpolarisator und dem $\lambda/4$ -Blättchen zirkular polarisiert.
- **Helmholtz-Spulen:** Die Helmholtz-Spulen erzeugen ein gleichmäßiges Magnetfeld in der Resonanzzelle. Die Spulen können über einen Funktionsgenerator mit konstanter, Rechteck-, Sägezahn- und Dreiecksspannung versorgt werden.
- **Rb-Resonanzzelle:** Die Resonanzzelle enthält neben dem Rubidiumdampf, der durch eine elektrische Heizung auf konstante Temperatur gehalten wird, auch ein nicht näher spezifiziertes Edelgas, das die Relaxationszeit - τ_R - erhöht.
- **RF-Sender und RF-Spule:** Die Zeeman aufgespaltene Hyperfeinstruktur hat Energiedifferenzen zwischen den einzelnen Niveaus, deren Übergänge durch die hier möglichen Frequenzen angeregt werden können. Der Sender ermöglicht also eine Auflösung der vorhandenen Polarisation.
- **Linse und Detektor:** Das von der Linse gesammelte Licht wird durch die Fotodiode des Detektors detektiert.

3 Durchführung

3.1 Herleitung der benutzten Gleichungen

Variablendeklaration:

- N_+ = Anzahl der Atome im Zustand $m=\frac{1}{2}$
- N_- = Anzahl der Atome im Zustand $m=-\frac{1}{2}$
- $n := N_+ - N_-$
- N = Gesamtanzahl der Atome
- P = Polarisation
- τ_R = Relaxationszeit
- τ_P = Pumpzeit

Herleitung der Gleichung $\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_R}$: Nach dem Abschalten der Lampe baut sich die Besetzungsinversion durch Relaxation exponentiell ab. Damit ergibt sich mit der Gleichung $P = \frac{n}{N}$

$$P = P_0 e^{\frac{-nt}{N\tau_R}}$$

bei Ableitung beider Seiten nach t

$$\frac{dn}{dt} = -N \frac{n}{N\tau_R} = -\frac{n}{\tau_R}$$

q.e.d.

Herleitung der Gleichung $\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_R} + \frac{N-n}{\tau_P}$:
Für den Pumpprozeß gilt

$$\frac{dn}{dt} = \frac{N-n}{\tau_P}$$

Da die beiden Prozesse gleichzeitig ablaufen ergibt sich mit einem Superpositionsansatz

$$\frac{dn}{dt} = \frac{N-n}{\tau_P} - \frac{n}{\tau_R}$$

q.e.d

Herleitung der Gleichung $n_0 = \frac{N}{1+\frac{\tau_P}{\tau_R}}$: Betrachtet man den Grenzfall $\frac{dn}{dt} = 0$ gilt für die maximale Besetzungsdifferenz n_0

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{n}{\tau_R} + \frac{N-n}{\tau_P} \\ n \frac{\tau_P}{\tau_R} &= N-n \\ n \left(1 + \frac{\tau_P}{\tau_R}\right) &= N \\ n &= \frac{N}{1 + \frac{\tau_P}{\tau_R}} \end{aligned}$$

q.e.d.

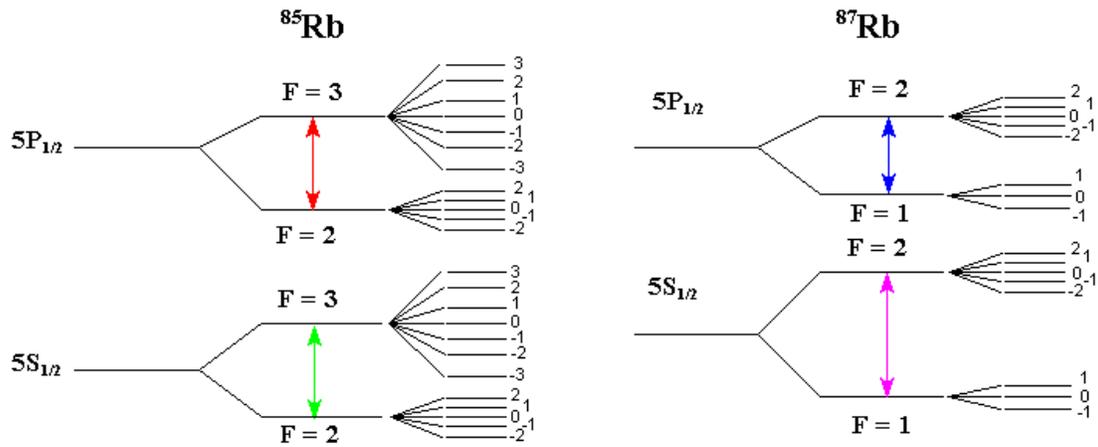


Abbildung 4: Termschema von ^{85}Rb und ^{87}Rb

3.2 Termschema

Da der Kernspin von ^{85}Rb $I = \frac{5}{2}$ ist, ergeben sich für die Hyperfeinstruktur die Zustände $F=2$ und $F=3$. Diese Zustände spalten sich im Magnetfeld wiederum in $2F+1$ Zeeman-Niveaus auf. Damit ergibt sich Abbildung 4.

3.3 Optisches Pumpen mit π -Licht

Beim optischen Pumpen geht es um die Erzeugung einer Besetzungsinversion. Dazu muß ein metastabiler Zustand bevölkert oder erhalten werden. Bei optischen Übergängen gilt die Auswahlregel $\Delta m_F = \pm 1, 0$. Wobei die Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ σ^\pm -Übergänge sind und $\Delta m_F = 0$ die π -Komponente ist. Bei den σ -Komponenten wird m_F entweder soweit erhöht bzw. erniedrigt, dass weitere Übergänge nicht mehr möglich sind. Bei der π -Komponente wird m_F nicht verändert. Daraus folgt, daß sich mit π -Licht nicht pumpen läßt, da kein Zustand aufgefüllt wird.

3.4 Widerstand der Spulen

Zur Bestimmung des Widerstandes der Spulen wurde ein Strom-Spannungs-Diagramm aufgenommen. Hierfür wurde die Amplitude des Funktionsgenerators gleich Null gesetzt und der Spannungsbereich mit Hilfe des DC-Offsets durchgeföhren.

| Spannung in V | Strom in mA | Widerstand in Ω |
|---------------|-------------|------------------------|
| -1 | - | - |
| -0,8 | -126,4 | 6,3 |
| -0,7 | -111 | 6,3 |
| -0,6 | -95,3 | 6,3 |
| -0,5 | -79,5 | 6,3 |
| -0,4 | -64,2 | 6,2 |
| -0,3 | -48 | 6,3 |
| -0,2 | -32,5 | 6,2 |
| -0,1 | -16,3 | 6,1 |
| 0 | -1,7 | 0 |
| 0,1 | 14,2 | 7 |
| 0,2 | 29 | 6,9 |
| 0,3 | 45,4 | 6,6 |
| 0,4 | 59,6 | 6,7 |
| 0,5 | 76,3 | 6,6 |
| 0,6 | 92,2 | 6,5 |
| 0,7 | 107,3 | 6,5 |
| 0,8 | 122,8 | 6,5 |
| 1 | - | - |

Stellt man diesen Verlauf graphisch dar ergibt sich für den Widerstand ein Wert von $6,4\Omega$. Die Schaltung hat insgesamt 4 Spulen, die paarweise parallel geschaltet sind, somit ist der berechnete Wert auch der Wert für die einzelnen Spulen. Die Spannungen von ± 1 waren bei der gewählten Einstellung am Funktionsgenerator nicht zu erreichen.

$$\frac{1}{2R_{Sp}} + \frac{1}{2R_{Sp}} = \frac{1}{R_{Sp}} = \frac{1}{R_{ges}}$$

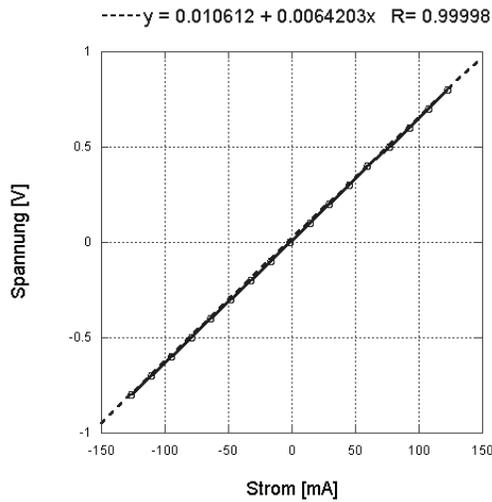


Abbildung 5: Widerstand der Spulen

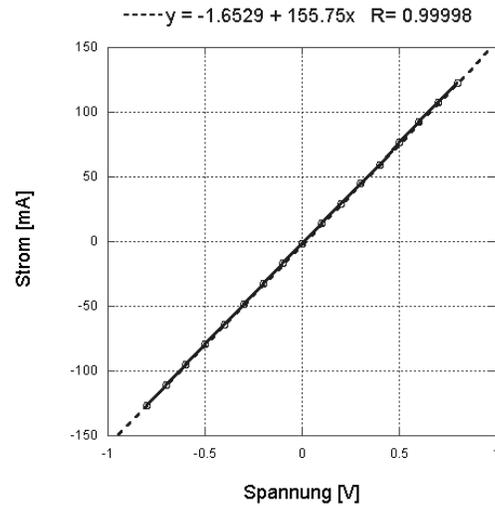


Abbildung 6: Gleichung zur Berechnung des Stroms

3.5 Orientierungs-, und Relaxationszeit

Um die Orientierungszeit zu berechnen wird die Spannung gegen die Zeit aufgetragen. Die Darstellungen zeigen den erwarteten exponentiellen Verlauf, allerdings verlaufen die Kurven auch unter Null, so dass eine Auswertung mit dem Computer fehlschlägt. Stattdessen lassen wir uns eine Tabelle mit Werten zwischen den Datenpunkten ausgeben, und wählen zur Bestimmung der Orientierungszeit die Funktion

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}.$$

Aus den Messwerten ergeben sich folgende Werte:

| Frequenz [Hz] | τ [ms] |
|---------------|-------------|
| 33 | 4,0 |
| 29,4 | 4,1 |
| 25 | 4,2 |

Tabelle 2: Orientierungszeit

Für die Orientierungszeit nehmen wir den Mittelwert dieser Werte und bekommen 4,1 ms als Ergebnis.

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Relaxationszeit wäre die Messung der Intensitäten der beiden σ -Linien, nachdem man eine Besetzungsinversion aufgebaut hat. Strahlt man dann π -Licht ein, wäre ein Ungleichgewicht zwischen den σ -Komponenten zu erwarten, aufgrund der vorigen Besetzungsinversion. Die Zeit zur Rückkehr zur statistischen Verteilung entspräche der Relaxationszeit.

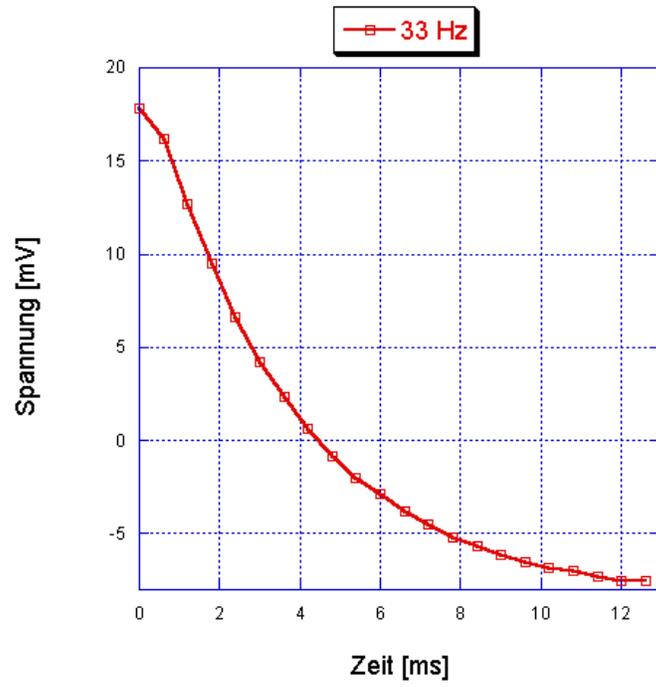


Abbildung 7: Messwerte für 33 Hz

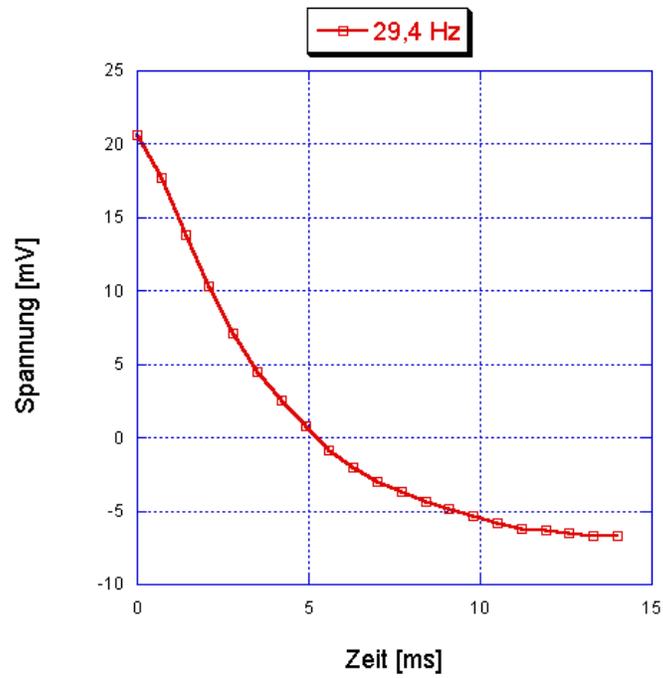


Abbildung 8: Messwerte für 29,4 Hz

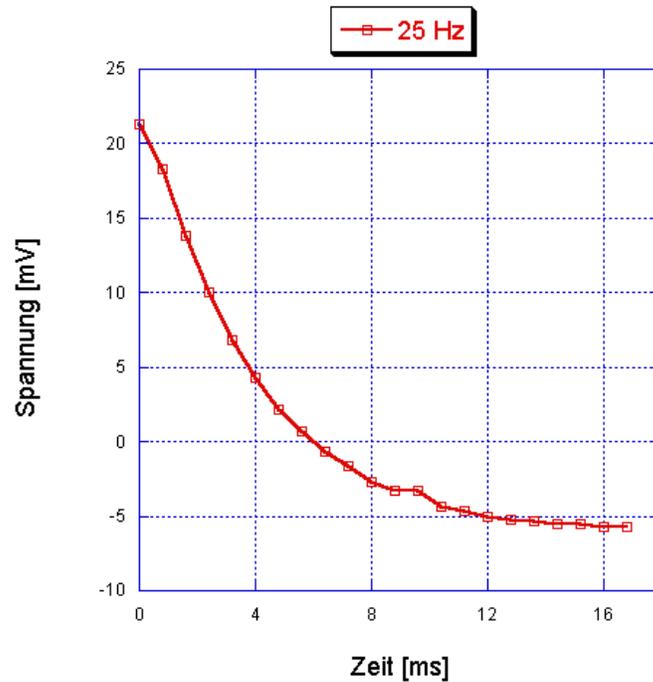


Abbildung 9: Messwerte für 25 Hz

3.6 Berechnung der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes

Durch den Einfluss des Erdmagnetfeldes ist bei einem symmetrischen Spannungssignal um Null das gemessene Signal nicht symmetrisch, da das Magnetfeld die Symmetrie stört.

Daher stellen wir bei kleiner Amplitude eine Spannung ein, die das gemessene Signal symmetrisch macht und damit direkt proportional zum Magnetfeld ist.

Die so bestimmte Spannung kann durch die in Kapitel 3.4 berechnete Formel direkt in einen Strom umgerechnet werden. Damit kann dann das Magnetfeld mit unten stehender Formel berechnet werden.

$$H = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{N}{r} I \quad N=160 \text{ Windungen, Radius } r=0,09 \text{ m, } I \text{ Strom in A}$$

$$B = \mu_0 H$$

Es ergeben sich für die Offsetspannungen die folgenden Werte:

| Bild | Offsetspannung [mV] | Strom [mA] | Magnetfeld B [nT] |
|------|---------------------|------------|-------------------|
| 4 | 58,5 | 7,4 | 11829 |
| 5 | 75 | 10,0 | 15985 |
| 6 | 50 | 6,2 | 9911 |

Der Literaturwert von 17700 nT wird zwar bei keiner Messung erreicht, für eine Bestimmung der Größenordnung ist die Messung aber genau genug.

3.7 Berechnung der Landé-Faktoren von ^{85}Rb und ^{87}Rb

Die Formel zur Berechnung der Landé-Faktoren ist:

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

wobei

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

ist.

Für ^{85}Rb gilt:

Kernspin $I = \frac{5}{2}$

Für das $^2S_{\frac{1}{2}}$ -Niveau liest man in Abbildung 4 die folgenden Werte ab:

$$L = 0, S = \frac{1}{2}, J = \frac{1}{2} \quad \text{und} \quad F = 2 \quad \text{oder} \quad F = 3$$

Damit ergibt sich für die Landé-Faktoren:

$$g_J = 1 + \frac{\frac{3}{4} + \frac{3}{4}}{\frac{3}{2}} = 2$$

und

$$F = 2 : g_F = 2 \frac{6 + \frac{3}{4} - \frac{35}{4}}{12} = -\frac{1}{3}$$

$$F = 3 : g_F = 2 \frac{12 + \frac{3}{4} - \frac{35}{4}}{24} = \frac{1}{3}$$

Für das $^2P_{\frac{1}{2}}$ -Niveau gilt:

$$L = 1, S = \frac{1}{2}, J = \frac{1}{2} \quad \text{und} \quad F = 2 \quad \text{oder} \quad F = 3$$

Für die Landé-Faktoren gilt:

$$g_J = 1 + \frac{\frac{3}{4} + \frac{3}{4} - 2}{\frac{3}{2}} = \frac{2}{3}$$

und

$$F = 2 : g_F = \frac{2 \cdot 6 + \frac{3}{4} - \frac{35}{4}}{12} = -\frac{1}{9}$$

$$F = 3 : g_F = \frac{2 \cdot 12 + \frac{3}{4} - \frac{35}{4}}{24} = \frac{1}{9}$$

Für ^{87}Rb gilt:

Kernspin $I = \frac{3}{2}$

Für das $^2S_{\frac{1}{2}}$ -Niveau folgt dann analog:

$$L = 0, S = \frac{1}{2}, J = \frac{1}{2} \quad \text{und} \quad F = 1 \quad \text{oder} \quad F = 2$$

Damit ergibt sich für die Landé-Faktoren:

$$g_J = 1 + \frac{\frac{3}{4} + \frac{3}{4}}{\frac{3}{2}} = 2$$

und

$$F = 1 : g_F = 2 \frac{2 + \frac{3}{4} - \frac{15}{4}}{4} = -\frac{1}{2}$$

$$F = 2 : g_F = 2 \frac{6 + \frac{3}{4} - \frac{15}{4}}{12} = \frac{1}{2}$$

Für das $^2P_{1/2}$ -Niveau gilt:

$$L = 1, S = \frac{1}{2}, J = \frac{1}{2} \quad \text{und} \quad F = 1 \quad \text{oder} \quad F = 2$$

Für die Landé-Faktoren gilt:

$$g_J = 1 + \frac{\frac{3}{4} + \frac{3}{4} - 2}{\frac{3}{2}} = \frac{2}{3}$$

und

$$F = 1 : g_F = \frac{2 \cdot 2 + \frac{3}{4} - \frac{15}{4}}{3} = -\frac{1}{6}$$

$$F = 2 : g_F = \frac{2 \cdot 6 + \frac{3}{4} - \frac{15}{4}}{12} = \frac{1}{6}$$

3.8 Bestimmung des Magnetfeldes, der zugehörigen Energie und der Landé Faktoren aus den Lagen der gemessenen Peaks

Das Magnetfeld wird für diesen Versuch mit einer Sägezahnspannung angesteuert, deren „Duty Cycle“ so eingestellt wurde, dass der Abfall sehr langsam verläuft. Weiterhin musste über viele Werte zeitlich gemittelt werden, um ein eindeutiges Signal zu bekommen. Mit diesen Einstellungen sieht man dann auf der fallenden Flanke zwei Peaks unterschiedlicher Höhe. Diese entstehen durch die zwei Rubidium Isotope, deren Zeeman Aufspaltung bei identischen Magnetfeld nicht gleich groß ist. Bei dem berechneten Magnetfeld muss noch das Erdmagnetfeld abgezogen werden, wir verwenden dafür den Literaturwert von 17700 nT. Die gemessenen Werte sind in Tabelle 3 zu finden. Mit den

| ν [kHz] | U_1 [mV] | Magnetfeldstärke | U_2 [mV] | Magnetfeldstärke |
|-------------|------------|------------------|------------|------------------|
| 468,75 | 386 | 74,374 | 486 | 94,186 |
| 833,33 | 373 | 71,798 | 426 | 82,299 |
| 1000 | 333 | 63,873 | 506 | 98,149 |

Tabelle 3: Position der Peaks in Abhängigkeit von der angelegten Radiofrequenz

Gleichungen $E = h\nu$ und $E = m_F g_F \mu_B H$ kann man dann die Landé Faktoren berechnen. Damit ergibt sich bei uns:

| Isotop | ν [kHz] | g_F |
|------------------|-------------|-------|
| ^{85}Rb | 468,75 | 0,06 |
| | 833,33 | 0,12 |
| | 1000 | 0,13 |
| ^{87}Rb | 468,75 | 0,08 |
| | 833,33 | 0,14 |
| | 1000 | 0,18 |

Tabelle 4: Die Landé Faktoren passen halbwegs, wenn man die Landé Faktoren von dem $^2P_{1/2}$ Niveau des ^{85}Rb bzw. ^{87}Rb betrachtet.

Literatur

- [1] Klaudia Herbst Manfred Thomann. *Optisches Pumpen an Rubidium Atomen*. Dez. 2003.
- [2] Prof. Dr. phil. Richard Berndt, Dr. rer. nat. Franko Greiner, Akad. Rat, Priv.-Doz. Dr. rer. nat. Jörg Kröger, Dr. rer. nat. Klaus Röhrs, and Prof. Dr. rer. nat. Hans-Georg Priesmeyer. *Versuchsanleitung*. Uni Kiel.
- [3] Spezialliteratur.