

# Optisches Pumpen an Rubidium

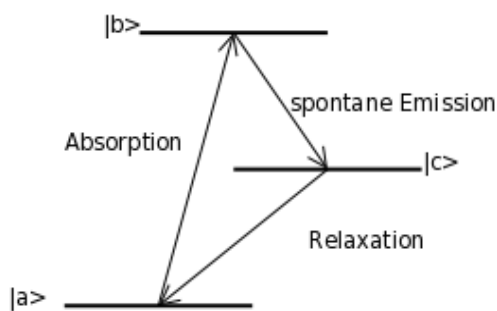
## Inhaltsverzeichnis

Theorie.....	2
Optisches Pumpen.....	2
Kernspinbestimmung.....	2
Versuchsaufbau.....	3
Kernspinbestimmung.....	3
Auswertung.....	3
Bestimmung der Relaxationszeit:.....	3
Bestimmung des Kernspins:.....	4
Bestimmung der Halbwertsbreiten:.....	5
Zwei-Quantenübergang:.....	6

# Theorie

## Optisches Pumpen

Unter optischem Pumpen versteht man in der modernen Spektroskopie eine Methode, mit deren Hilfe man Informationen über die Struktur der Atome beziehen kann. Zu diesem Zweck wird beim optischen Pumpen das Gleichgewicht der Besetzungsverhältnisse in der Elektronenhülle der Atome gestört. Hierbei wird ein Elektron durch Absorption von einem Energiezustand  $|a\rangle$  in einen energetisch höherliegenden Zustand  $|b\rangle$  gebracht:



Anschließend zerfällt dieser Zustand durch spontane Emission in einen Zustand  $|c\rangle$ , der daraufhin durch Relaxation wieder in den Zustand  $|a\rangle$  übergeht. Durch diese Übergänge wird die Zahl der Besetzungen des Zustands  $a$  verringert und die Besetzungszahl von  $c$  erhöht, was unmittelbar das Besetzungsgleichgewicht stört.

Um ein möglichst einfaches Atom zu betrachten wählen wir Rubidium, ein Alkali-Atom das dank seines einzelnen Valenz-Elektrons als wasserstoffähnlich gilt. Wird dieses Atom einem Magnetfeld ausgesetzt so hebt sich die  $j$ -Entartung auf und die Zustände können sich in  $2j+1$  Zustände aufspalten. Hierbei sind laut der Regeln für Dipolübergänge, Übergänge mit  $\Delta l=1$  und  $\Delta m=\pm 1; 0$  zulässig. Übergänge mit  $\Delta m=0$  werden hierbei durch die Emission / Absorption von linear polarisiertem Licht angeregt, Übergänge mit  $\Delta m=\pm 1$  durch zirkular polarisiertes Licht. Im Kastler-Diagramm kann man hierzu die relativen Besetzungswahrscheinlichkeiten ablesen, das für ein Atom im Gleichgewicht 50/50 Atome  $m = \frac{1}{2}$  bzw.  $m = -\frac{1}{2}$  angibt.

In unserem versuch wird zirkular polarisiertes Licht der D1-Linie eingestrahlt wodurch die Elektronen in den  $3p_{m=1/2}$  Zustand angeregt werden. Von diesen Elektronen fallen  $2/3$  zurück in den Ausgangszustand während  $1/3$  durch Abgabe unpolarisierten Lichts in den  $s_{1/2, m=1/2}$  Zustand übergeht. Das Atom erreicht somit einen Polarisationsgrad von  $1/3$ .

$$N_{+1/2} = 50 + \frac{50}{3} = \frac{100 \cdot 2}{3} \quad \text{für } +\frac{1}{2} \text{ Zustand}$$

$$N_{-1/2} = 50 - \frac{50}{3} = \frac{100 \cdot 1}{3} \quad \text{für } -\frac{1}{2} \text{ Zustand}$$

Damit ergibt sich der Polarisationsgrad:

$$P = \frac{N_{+1/2} - N_{-1/2}}{N_{+1/2} + N_{-1/2}}$$

Die Absorption wird immer geringer bis der Polarisationsgrad erreicht ist an dem genauso viele Photonen absorbiert wie emittiert werden.

Weiterhin wird der Vorgang beeinflusst durch die thermische Relaxation, welche sich durch eine definierte Relaxationszeit  $T_r$  bestimmen lässt. Diese Beeinflussung ist

gegeben durch eine Änderung der Besetzungsverhältnisse:  $n = (N_+) - (N_-)$  mit  $\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{T_r}$ .

Was durch die Einstrahlung von Licht geändert wird mit:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{N-n}{T_p} \quad \text{hierbei ist } T_p \text{ die konstante Pumprate der Photonen und } N = (N_+) + (N_-)$$

die Anzahl der Teilchen insgesamt. Hieraus errechnet sich durch Integration das

Besetzungsverhältnis:  $n = n_s * (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$ ;  $\tau = \frac{T_r * T_p}{T_r + T_p}$ ;  $n_s := \text{Sättigungsrate}$  .

Um also einen Sättigungsgrad zu erreichen muss  $T_r < T_p$  gelten. Die Relaxationszeit lässt sich nun mit Hilfe der vorangegangenen Relation bestimmen indem man die Intensität der Absorption misst.

### Kernspinbestimmung

Nicht nur die Atomhülle hat ein magnetisches Moment, sondern auch der Atomkern. Der Drehimpuls der Atomhülle  $\vec{J}$  und der Drehimpuls des Kerns  $\vec{I}$  koppeln dabei, nach dem gleichen Prinzip wie Spin- und Bahndrehimpuls, zum Gesamtdrehimpuls  $\vec{F}$  des Atoms. Wobei gilt:  $|I - J| \leq F \leq I + J$

Von diesem Gesamtdrehimpuls kann wiederum nur die Z-Komponente in der Achse des Magnetfeldes gemessen werden. Diese gibt die Quantenzahl  $m_F$  an. Die verschiedenen  $m_F$  sind ohne ein äußeres Magnetfeld entartet. Legt man jedoch ein nicht zu starkes Magnetfeld, ein sog. Zeemanfeld an, können sich die Spins parallel oder antiparallel dazu ausrichten und haben dann verschiedene Energien:

verschiedene Energien:

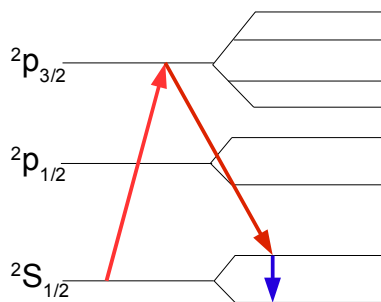
$$\Delta E_{HFS} = g_F \mu_B B \Delta M_F, \quad \text{wobei}$$

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

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

entsprechenden Gyromagnetischen Verhältnisse sind.

Die Aufspaltung, die durch diesen Effekt verursacht wird, heißt



Hyperfinestruktur und hat das Schema, wie es links zu sehen ist.

Die Abstände zwischen den Energieniveaus sind dabei nicht maßstabsgetreu.

# Versuchsaufbau

## Optisches Pumpen

Das Licht einer Rb-Spektrallampe wird durch ein  $\lambda/4$  Plättchen zirkular polarisiert. Daraufhin passiert der Strahl einen Interferenzfilter der nur durchlässig für die, für diesen Versuch relevanten, D1-Linien ist. Dann trifft der Strahl auf die, mit Wasser erhitzte, Rb-Dampfzelle die die für diesen Versuch interessante Veränderung der Strahlintensität verursacht. Diese Intensität wird durch den, im Strahlengang folgenden, Foto-Multiplier gemessen und auf einem Oszillographen als Spannung dargestellt. Vertikal und Horizontal zum Strahlverlauf wird mittels zweier Helmholtz-Spulen jeweils ein Magnetfeld aufgebaut welches einerseits als Korrekturfeld dient (vertikal) und andererseits ein Zeemann-Feld darstellt (horizontal). Die Spule die das Zeemann-Feld aufbaut wird dabei mit einer Frequenz zwischen 3 und 8 kHz adiabatisch umgepolt.

## Kernspinbestimmung

Im Experiment werden die Spins zunächst durch den gleichen Aufbau wie beim vorherigen Versuch durch optisches Pumpen antiparallel zum Magnetfeld ausgerichtet (rote Pfeile in der Graphik auf S. 3). Dies ist ein sogenannter metastabiler Zustand, der nur sehr langsam zerfällt. Da im Gegensatz zum vorherigen Versuch das Zeemann-Feld nicht mehr umgepolt wird, tritt eine Sättigung auf.

Dadurch wird unsere Probe wie im vorherigen Versuch transparent für die Wellenlänge des pumpenden Lichtes, was der Computer aufzeichnet.

Senkrecht dazu wird ein magnetisches Wechselfeld mit durchstimmbarer Frequenz eingestrahlt, welches die Spins wieder zurückklappt, wenn die Photonen des Magnetfeldes genau die Energie  $\Delta E_{HFS} = h \cdot \nu$  haben. Dadurch wird der optische Pumpvorgang erneut eingeleitet, was die Transmission senkt und ebenfalls vom Computer aufgezeichnet wird.

Hieraus kann man eine Formel für den Kernspin herleiten. Da eine allgemeine Herleitung zu kompliziert ist, setzen wir einige Parameter vorher auf die für uns relevanten Größen.

Im einzelnen sind dies:  $L = 0$ ;  $S = 1/2$ ;  $J = 1/2$ ;  $F = I + J = I + 1/2$  sowie  $\Delta M_F = 1$ .

Daraus kann man direkt berechnen, dass  $g_J = 2$  und  $g_F = \frac{1}{I+1/2}$  ist. Damit ergibt sich:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{1}{I+1/2} \cdot \mu_B B = h \cdot \nu \Leftrightarrow I = \frac{\mu_B B}{h \nu} - \frac{1}{2}$$

In unserem Experiment werden Helmholtzspulen verwendet. Die Stärke des Magnetfeldes ist in der Mitte der Spulen, wo wir unsere Messung durchführen, etwa homogen und gegeben durch:

$$B = 0,8^{3/2} \cdot \frac{\mu_0 n I_S}{R}$$

Wobei  $n = 248$  und  $R = 0,2$  m gegeben sind. Damit lautet die Endgültige Formel für den Kernspin:

$$I = 0,8^{3/2} \frac{\mu_0 \mu_B n}{h R} \cdot \frac{I_S}{\nu} - \frac{1}{2}$$
$$= F = 1,561 \cdot 10^7 \frac{s}{A}$$

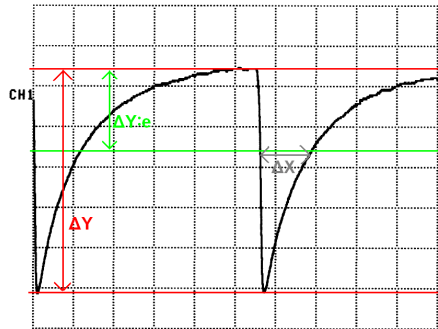
# Auswertung

## Bestimmung der Relaxationszeit:

Es gilt, da die Pumprate ( $T_p$ ) groß gegen die Relaxationszeit  $T_r$  gewählt wurde. Damit kann man an den Bildern des Oszillographen ablesen:

Bild	$\Delta Y$	$\Delta Y : e$	$\Delta X$	Kästchen	Zeit
1	429	158	99	1,28	25,55 ms
2	453	167	106	1,37	27,35 ms
3	439	161	101	1,3	26,06 ms

Umrechnungsfaktoren:  $\emptyset = 26,32 \text{ ms}$   
 77,5 Pixel pro Kästchen  $\Delta = 0,76 \text{ ms}$   
 20 ms pro Kästchen  $\Delta T / T = 2,9\%$



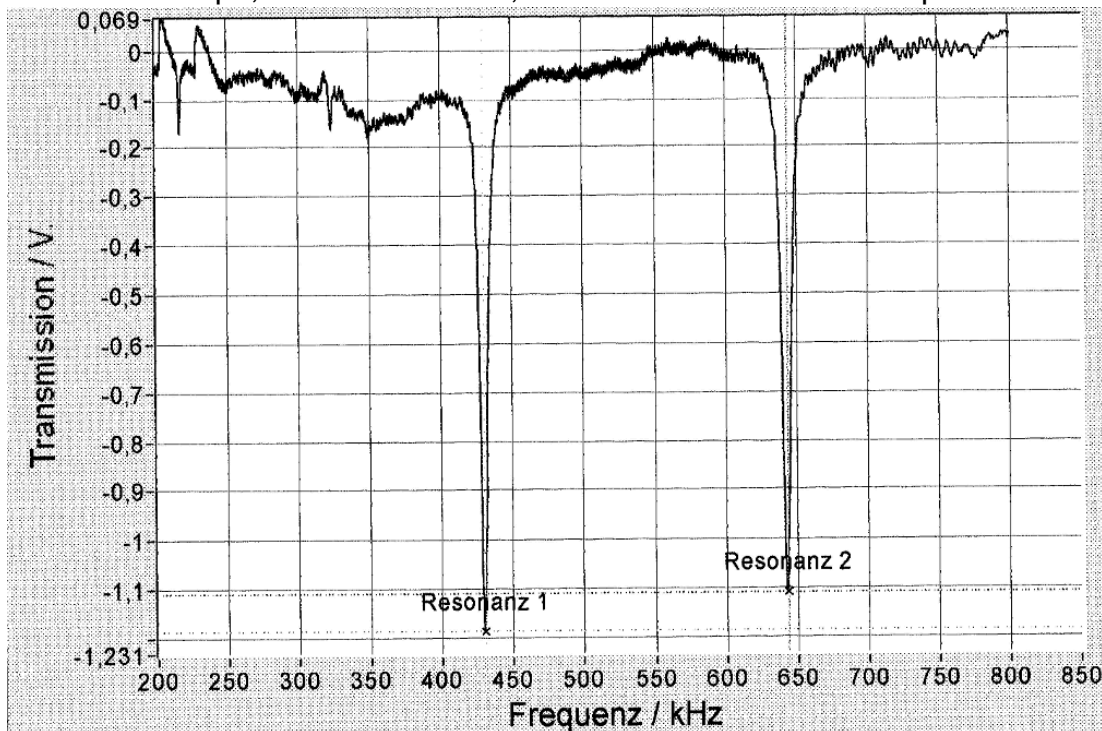
DATE: 14-11-2008  
 TIME: 11:59:20  
 SIGNALPARAMETER:  
 CH1 - VOLTS/DIV: 0.1  
 TIMEBASE-SEC/DIV: 20ms  
 PRINTERPARAMETER:  
 ZOOMRANGE - CH1: 0-9  
 HARDCOPY SOURCE: HM 205-3  
 REMARKS:  
**HAMEG®**  
 Instruments

Man muss dabei noch beachten, dass ca. 3 von unseren Pixeln einem Pixel auf dem Original-Bild entsprechen. Damit muss  $\Delta(\Delta X)$  mindestens 3 Pixel, also  $\frac{99}{3} = 3\% > 2,9\%$  betragen. daher bietet es sich hier an, den Größtfehler von  $\Delta T = 1,29 \hat{=} 4,9\%$  zu verwenden.

Damit ist  $T_{Relax} = 26,3 \text{ ms} \pm 1,3 \text{ ms}$ . **Anmerkung: Vergleich mit Literaturwert?**

## Bestimmung des Kernspins:

$\nu$  wird gegen die Transmission aufgetragen und aus der Lage der Peaks wird  $I_s$  bestimmt. Es gibt in unseren Experiment zwei Peaks, weil in unserer Probe zwei verschiedene Rubidium Isotope, Rb 85 und Rb 87, mit unterschiedlichen Kernspins enthalten sind.



Die Werte sind gegeben durch:

$$\begin{aligned} \mu_0 &= 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2} \\ \mu_B &= 9,277 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 \\ n &= 248 \\ h &= 6,626 \cdot 10^{-34} \frac{J}{s} \\ R &= 0,2 \text{ m} \end{aligned}$$

$$F = 1,56E+007 \text{ s / A}$$

I	γ1	γ2	I1	I2	B
0,0820 A	430 kHz	643 kHz	2,48	1,49	9,477E-5 T
0,0855 A	447 kHz	668 kHz	2,49	1,5	9,477E-5 T
0,0910 A	471 kHz	705 kHz	2,52	1,52	1,035E-4 T
0,0950 A	494 kHz	740 kHz	2,5	1,5	1,059E-4 T
0,1000 A	519 kHz	777 kHz	2,51	1,51	1,115E-4 T

$$\emptyset = 2,4978 \quad 1,5034$$

$$\Delta = 0,0144 \quad 0,0084$$

$$\Delta I / I = 0,57\% \quad 0,56\%$$

Dies entspricht ziemlich genau dem Literaturwert von  $I = 2,5$  für

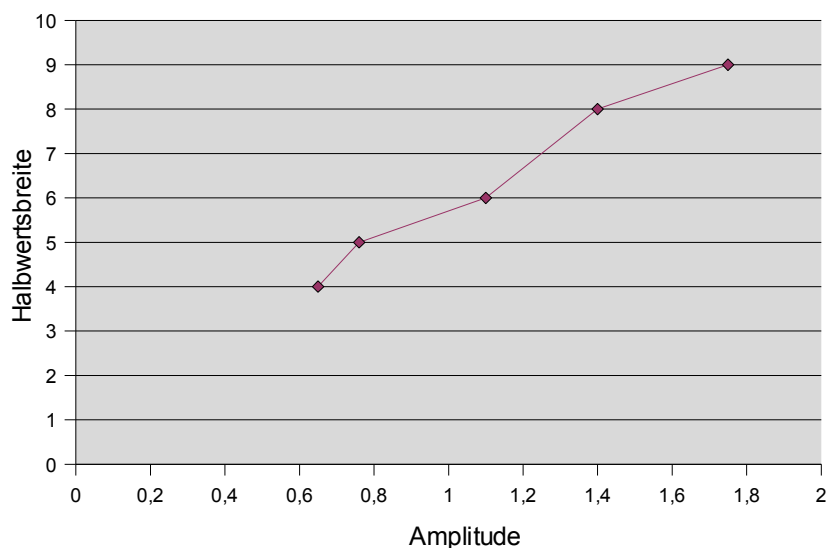
$^{85}\text{Rb}$  und  $I = 1,5$  für  $^{87}\text{Rb}$ . Wir können zwar mit unserem Versuch die Peaks den Isotopen nicht zuordnen, dafür müsste man den Versuch mit reinen Isotopen wiederholen, aufgrund der Genauigkeit der Werte können wir aber annehmen, dass es so richtig ist.

### Bestimmung der Halbwertsbreiten:

Amplitude	Untergrund	Peak	A(τ/2)	τ1	τ2	Breite
0,65 V	-0,07 T/V	-1,16 T/V	-0,615 T/V	426 kHz	434 kHz	4 kHz
0,76 V	-0,08 T/V	-1,16 T/V	-0,620 T/V	424 kHz	434 kHz	5 kHz
1,10 V	-0,07 T/V	-1,14 T/V	-0,605 T/V	423 kHz	435 kHz	6 kHz
1,40 V	-0,12 T/V	-1,28 T/V	-0,700 T/V	421 kHz	437 kHz	8 kHz
1,75 V	-0,19 T/V	-1,25 T/V	-0,720 T/V	420 kHz	438 kHz	9 kHz

Da  $U \sim I \sim B$  ist solange sich die Frequenz nicht ändert, kann man U gegen die Halbwertsbreite auftragen. Ist hier ein linearer Zusammenhang zu erkennen, gibt es also auch einen linearen Zusammenhang zwischen dem Wechselfeld B und der Halbwertsbreite.

Das folgende Diagramm zeigt anschaulich, dass ein linearer Zusammenhang der Größen im Rahmen unserer Messgenauigkeit gegeben ist. Jedoch ist unsere Messung zu ungenau und unser Messbereich zu klein, um hierzu eine abschließende Aussage zu treffen.



## Zwei-Quantenübergang:

Feldfrequenz [kHz]	Nebenpeak 1 [kHz]	Nebenpeak 2 [kHz]	Hauptpeak [kHz]
10	418	438	428
20	408	448	428
30	398	454	428

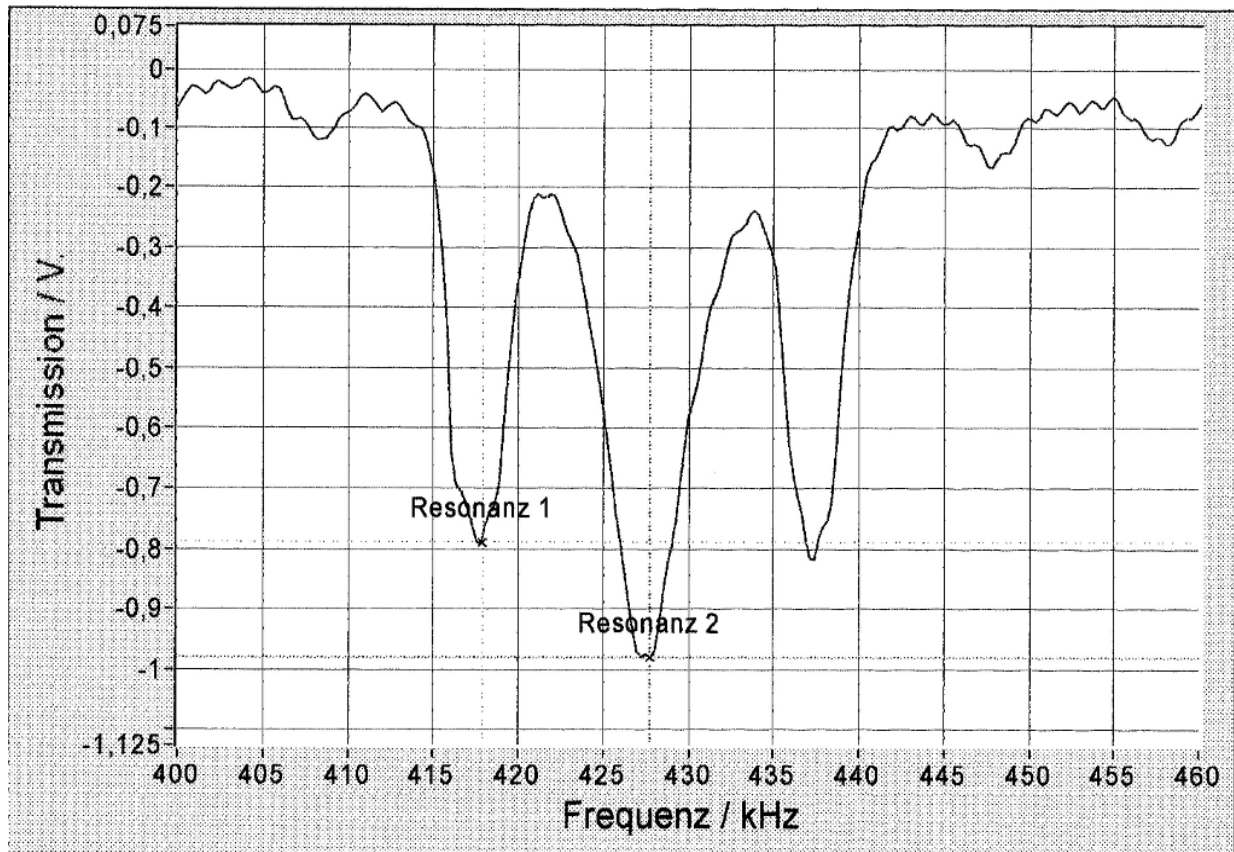


Abbildung 1: 2-Quantenübergang: Erste Messung

An der Tabelle kann man gut sehen, dass die Frequenzen der Nebenpeaks um die Feldfrequenz erniedrigt bzw. erhöht in allen Versuchen bis auf  $\pm 1$  kHz die Frequenz des Hauptpeaks ergibt, was ein Beweis für Zwei-Quantenübergänge darstellt. Auf dem Bild sind alle drei Peaks deutlich zu erkennen. Außerdem erkennt man noch weitere, wenn auch schwächere, Peaks, die Drei- und Vierquantenübergänge darstellen.