

V21

## Optisches Pumpen

Yanick Sebastian Kind  
yanick.kind@udo.edu

Till Willershausen  
till.willershausen@udo.edu

Durchführung: 20.06.2022

Abgabe: 05.07.2022

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
1.1	Atomare Quantenzahlen . . . . .	3
1.1.1	LS-Kopplung . . . . .	3
1.1.2	Hyperfeinstruktur . . . . .	4
1.1.3	Der Zeemann-Effekt . . . . .	4
1.2	Das Prinzip des optischen Pumpens . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Aufbau und Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
3.1	Bestimmung des vertikalen Magnetfeldes . . . . .	7
3.2	Bestimmung der Lande Faktoren . . . . .	7
3.3	Bestimmung der Kernspins . . . . .	9
3.4	Bestimmung des Isotopenverhältnisses . . . . .	9
3.5	Quadratischer Zeemann-Effekt . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>11</b>
	<b>Literatur</b>	<b>11</b>

# 1 Theorie

Ziel des Versuchs ist die Bestimmung des Kernspins der Rubidium-Isotope  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{85}\text{Rb}$ . Dazu wird das optische Pumpen verwendet, wobei durch Hochfrequenz-Strahlung optisch induzierte nicht-thermische Besetzungen erreicht werden.

## 1.1 Atomare Quantenzahlen

Die Elektronenkonfiguration eines Atoms wird beschrieben durch die Hauptquantenzahl  $n$ , die Bahndrehimpulsquantenzahl  $l$  ( $0 \leq l < n$ ) und die magnetische Quantenzahl  $m$  ( $-l \leq m \leq l$ ). Rubidium gehört zu der Gruppe der Alkali-Metalle und hat die Elektronenkonfiguration  $[Kr] 5s^1$ . Da die Alkali-Metalle nur ein Elektron in einer un-abgeschlossenen Schale besitzen, können diese gut durch ein ein-Elektron-Atom Modell genähert werden. In einfachster Darstellung ist die Energie dieser ein-Elektron-Atome nur von der Hauptquantenzahl abhängig, jedoch gibt es auch kleinere Energiekorrekturen auf die im Folgenden eingegangen wird. Die Energieaufspaltungen der Niveaus der folgenden Korrekturen ist in Abbildung 1 dargestellt.

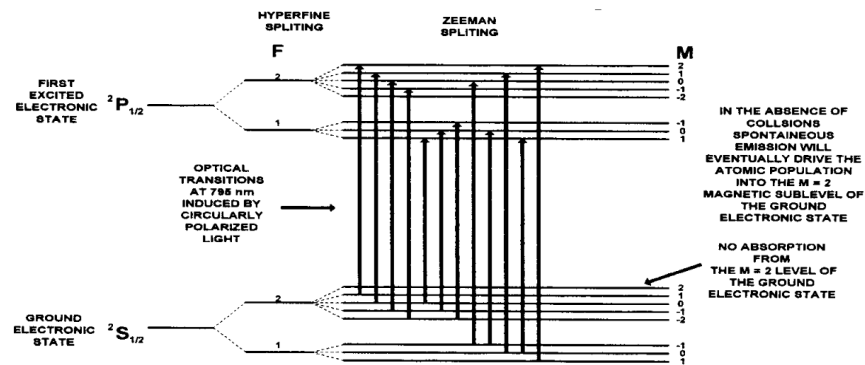


Abbildung 1: Aufspaltung der Energieniveaus des  $2S_{1/2}$  und des  $2P_{1/2}$  Zustands durch die drei Effekte.[1]

### 1.1.1 LS-Kopplung

Das Elektron verspürt in seinem Ruhesystem ein Magnetfeld, welches durch den geladenen Kern entsteht, der sich um das Elektron bewegt. Wird dem Modell der Spin des Elektrons hinzugefügt, spalten die vorherigen Energieniveaus nach dem jeweiligen Gesamtdrehimpuls auf. Der Gesamtdrehimpuls  $J$  setzt sich aus dem Bahndrehimpuls und dem Spin der Hüllenelektronen zusammen und geht von  $|L - S|$  bis  $|L + S|$ . In dem Grundzustand ergibt sich für beide Isotope  $J = S = 1/2$ , da nur ein Hüllenelektron vorhanden ist.

### 1.1.2 Hyperfeinstruktur

Eine deutlich geringere Aufspaltung resultiert aus der Wechselwirkung der Elektronen mit den magnetischen Momenten der Kerne. Dafür wird eine neue Gesamtdrehimpuls Quantenzahl  $F$  eingeführt, welche von  $|I - J|$  bis  $|I + J|$  läuft mit dem Kernspin  $I$ . Der Kernspin  $I$  setzt sich aus den Spins der Protonen und Neutronen im Kern zusammen, sodass sich für  $^{85}\text{Rb}$   $I = 5/2$  und für  $^{87}\text{Rb}$   $I = 3/2$  ergibt. Die Energieniveaus spalten sich nach den neuen Gesamtdrehimpulsen  $F$  auf.

### 1.1.3 Der Zeemann-Effekt

Durch ein externes Magnetfeld kann eine weitere Aufspaltung durch den Zeemann-Effekt erreicht werden. Dabei wechselwirken das magnetische Moment des Atoms und das Magnetfeld miteinander, wodurch die Aufspaltung in die verschiedenen Orientierungen des Gesamtdrehimpulses  $M_F$  ( $-F \leq M \leq F$ ) entsteht. Für diesen Versuch wird ein starkes magnetisches Feld benötigt, weshalb der quadratische Zeemann-Effekt betrachtet wird. Durch Störungstheorie ergibt sich der Energieunterschied

$$\Delta E_Z = g_F \mu_B B + (g_F \mu_B B)^2 \frac{1 - 2M_F}{\Delta E_{Hyp}} \quad (1)$$

zwischen dem Grundniveau der Hyperfeinstruktur und dem Energielevel mit magnetischer Quantenzahl  $M_F$ . Die Energieaufspaltung zwischen zwei Niveaus der Hyperfeinstruktur mit Gesamtdrehimpuls  $F$  und  $F + 1$  ist hier  $\Delta E_{Hyp}$ . Des weiteren ist  $\mu_B = e\hbar/2m_e$  das Bohrsche Magneton und  $g_F$  das gyromagnetische Verhältnis, welches durch

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

mit

$$g_J = 1 + \frac{J(J + 1) + S(S + 1) - L(L + 1)}{2J(J + 1)} \quad (3)$$

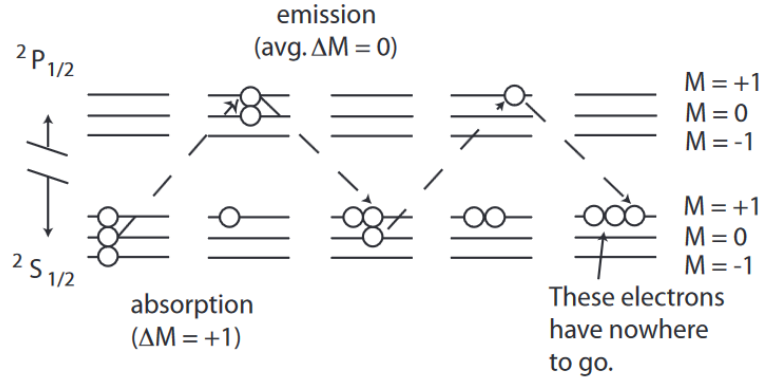
berechnet werden kann.[4]

## 1.2 Das Prinzip des optischen Pumpens

In Abbildung 2 wird das optische Pumpen schematisch am Wasserstoffatom dargestellt.

Bei der An-/Abregung eines Elektrons sind nur Übergänge möglich welche der Auswahlregel  $\Delta M_F = 0, \pm 1$  gehorchen. Dabei tritt bei spontaner Emission ein zufälliges  $\Delta M_F$  auf. Bei Anregung durch Licht ist die Polarisation entscheidend. rechtszirkular-polarisiertes Licht erzeugt Übergänge mit  $\Delta M_F = +1$ , linkszirkulares mit  $\Delta M_F = -1$  und linear polarisiertes mit  $\Delta M_F = 0$ .

Die Energiedifferenzen, welche durch die Hyperfeinstruktur und den Zeemann-Effekt auftreten, sind klein genug um die Niveaus bei Raumtemperatur als äquivalent anzusehen. Wird also auf ein Atom rechts-polarisiertes Licht, welches der Energie des  $D_1$ -Übergangs entspricht, gestrahlt und ein Magnetfeld entlang der selben Richtung angelegt, kommt



**Abbildung 2:** Schematische Darstellung des optischen Pumpens am Wasserstoffatom.[1]

es zuerst zu einer Absorption mit  $\Delta M_F = +1$ . Die Absorption kann nur unter dieser Bedingung stattfinden, sodass Elektronen welche kein höheres  $M_F$  erreichen können kein Photon absorbieren können. Bei Emissionsevents kommt es im Durchschnitt zu  $\Delta M_F = 0$ . Da auch Photonen emittiert werden von einem Übergang mit  $\Delta M_F = -1$ , können diese zu stimulierter Emission führen. Aufgrund der statistischen Verteilung der magnetischen Quantenzahlen wird dennoch nach mehrfachen wiederholen von Absorption und Emission ein Zustand erreicht in dem sich alle Elektronen in dem Grundzustand mit dem höchsten Wert für  $M_F$  befinden. Da nun keine Absorption mehr stattfinden kann, wirkt das Gas durchsichtig für das Licht und wird als polarisiert bezeichnet. Bei entfernen des Magnetfeldes oder der Lichtquelle wird die Polarisation des Gases verschwinden. Entspricht die Energie der Photonen genau der Energiedifferenz der Zeemann-Aufspaltung kommt es zu Resonanz und die stimulierte Emission steigt. Es bildet sich ein Gleichgewicht, sodass das polarisierte Gas bei der Resonanz an Transparenz verliert. Dies kann zum Beispiel wie in Abbildung 3 über das variieren des Magnetfeldes bei einer bestimmten RF-frequenz erreicht werden. Die Resonanz tritt dann bei einem Magnetfeld von

$$B_m = \frac{\hbar\omega_{RF}}{g_F\mu_B} \quad (4)$$

auf.

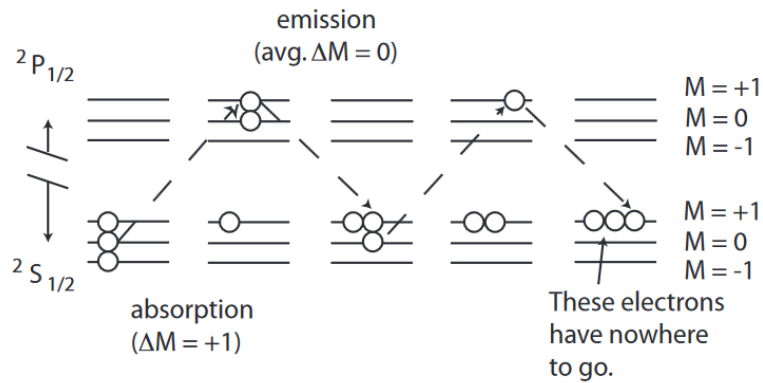


Abbildung 3: Transparenz eines polarisierten Gases in Abhängigkeit vom Magnetfeld.[2]

## 2 Aufbau und Durchführung

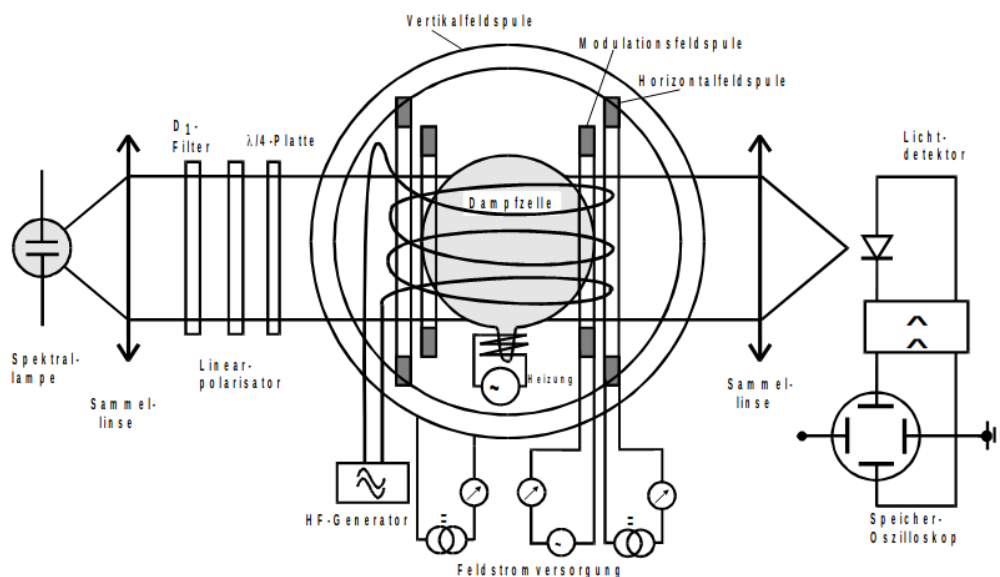


Abbildung 4: Versuchsaufbaut. Entnommen aus [2]

Als Emissionsquelle dient eine Rb-Spektrallampe, die die gebrauchte Wellenlänge für die Übergänge liefert. Die Sammellinse lässt das Licht parallel verlaufen, um die Verluste zu minimieren. Fortan filtert der  $D_1$ -Filter die nicht gebrauchten Wellenlängen raus. Der lineare Polarisator polarisiert das Licht linear, wonach die  $\lambda/4$ -Platte für eine reine rechts-zirkuläre Polarisation des Lichts sorgt, damit die richtigen Auswahlregeln für die Übergänge gelten. Danach tritt das Licht in drei Magnetfelder von drei Spulen ein.

Einerseits sorgt ein vertikales Feld für die Kompensation der vertikalen Komponente des Erdmagnetfelds. Andererseits sind die beiden horizontalen Spulen, wovon eine Spule eine Sweep-Spule ist, zur Variation der Feldstärke bei verschiedenen Frequenzen des HF-Generators, womit die Resonanzen für die induzierte Emission getroffen werden, da. Die zweite Sammellinse bündelt das Licht, damit eine möglichst hohe Intensität an dem Lichtdetektor ankommt. Das Signal wird im  $x$ - $y$ -Modus am Oszilloskop dargestellt.

Als Erstes werden die optischen Geräte so eingestellt, dass die Brennpunkte der Sammellinsen in der Spektrallampe und dem Lichtdetektor liegen und eine maximale Intensität an dem Lichtdetektor ersichtlich wird. Zunächst wird der zur Minimierung der Umwelteinflüsse abgedeckte Aufbau gedreht, so dass die horizontale Feldkomponente der Erde (anti-)parallel zu den horizontalen Feldern der Apparatur steht. Danach wird die vertikale Komponente des Erdfeldes mittels der vertikalen Spule kompensiert, damit der Nullpeak möglichst schmal ist. Nachdem das Erdmagnetfeld berücksichtigt wurde, wird der HF-Generator angeschaltet, womit die  $D_1$ -Übergänge der beiden Isotope am Oszilloskop ersichtlich werden. Die Frequenzen wurden im Bereich von 100 bis 1000 kHz in 10 Schritten variiert. Mittels der Sweep-Spule und der festen horizontalen Spule werden die Peaks gesucht und der Strom, welcher die Magnetfelder beider Spulen induziert, notiert.

### 3 Auswertung

#### 3.1 Bestimmung des vertikalen Magnetfeldes

Zunächst muss mittels der Gleichung

$$B = \mu_0 \frac{8N}{\sqrt{125}R} I$$

die Feldstärke des vertikalen Magnetfeldes der Erde mittels des gemessenen Spulenstroms  $I$  berechnet werden. [3] Dabei sind  $N$  die Anzahl an Windungen,  $R$  der Radius der Spule und  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante. Die Vertikalfeld-Spule hat einen Radius von  $R = 11,735$  cm und eine Windungszahl von  $N = 20$ . [2] Somit lässt sich eine Feldstärke von

$$B_{\text{vertikal}} = 34,79 \mu\text{T}$$

berechnen.

#### 3.2 Bestimmung der Lande Faktoren

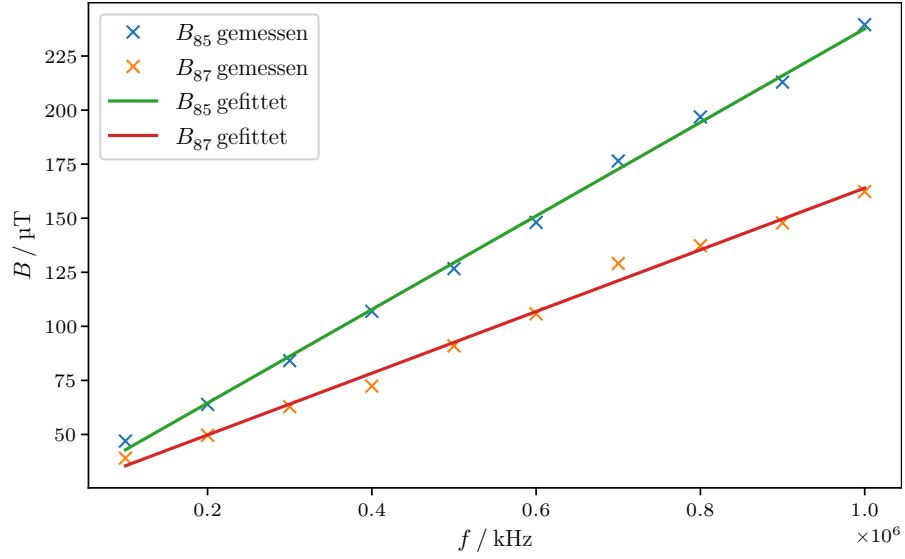
In Tabelle 1 sind die gemessenen Feldstärken der horizontalen Felder bei den gegebenen Frequenzen aufgezeigt. Um die Lande Faktoren der beiden Isotope zu bestimmen, wird die Gleichung (4) gefittet. Die Ausgleichsgerade besitzt die Form

$$B = af + b ,$$

**Tabelle 1:** Gemessene horizontale Feldstärken der festen und der Sweep-Spule in Abhängigkeit von der Frequenz.

$f / \text{kHz}$	$^{87}\text{Rb}$		$^{85}\text{Rb}$	
	$I_{\text{hori}} / \text{A}$	$I_{\text{sweep}} / 0,1 \text{ A}$	$I_{\text{hori}} / \text{A}$	$I_{\text{sweep}} / 0,1 \text{ A}$
100	0	6,47	0	7,78
200	−0,01	6,77	−0,01	9,14
300	−0,04	4,6	−0,04	8,13
400	−0,06	3,27	−0,06	9
500	−0,08	3,45	−0,08	9,37
600	−0,1	3,0	−0,1	10
700	−0,13	2,5	−0,13	10,35
800	−0,14	2,4	−0,2	3,55
900	−0,15	2,7	−0,23	1,86
1000	−0,15	5,1	−0,26	1,90

**Abbildung 5:** Gemessene und gefittete Feldstärken für beide Isotope.





wobei  $a$  und  $b$  die Fitparameter sind. Diese ergeben sich zu

$$\begin{aligned}a_{85} &= (2,16 \pm 0,03) \cdot 10^{-10} \text{ T s} \\b_{85} &= (2,13 \pm 0,20) \cdot 10^{-5} \text{ T} \\a_{87} &= (1,42 \pm 0,04) \cdot 10^{-10} \text{ T s} \\b_{87} &= (2,12 \pm 0,27) \cdot 10^{-5} \text{ T} .\end{aligned}$$

Nun steckt in dem Parameter  $a$  der Landefaktor, welche die Beziehung

$$a = \frac{h}{\mu_B g_F} \iff g_F = \frac{h}{\mu_B a}$$

haben. Somit können die Lande Faktoren zu

$$g_{F,85} = 0,330 \pm 0,005 \quad (5)$$

$$g_{F,87} = 0,501 \pm 0,015 \quad (6)$$

bestimmt werden.

### 3.3 Bestimmung der Kernspins

Im Folgenden wird der Kernspin beider Isotope mit der Gleichung

$$\frac{1}{2} \left( \frac{g_J}{g_F} - 1 \right) \quad (7)$$

bestimmt, wobei  $g_L = 2$  gilt. Die Gleichung (7) folgt aus den Gleichungen (2) und (3). Mit den Werten der Lande Faktoren (6) lassen sich die Kernspins zu

$$I_{85} = 2,53 \pm 0,04$$

$$I_{87} = 1,50 \pm 0,06$$

bestimmen.

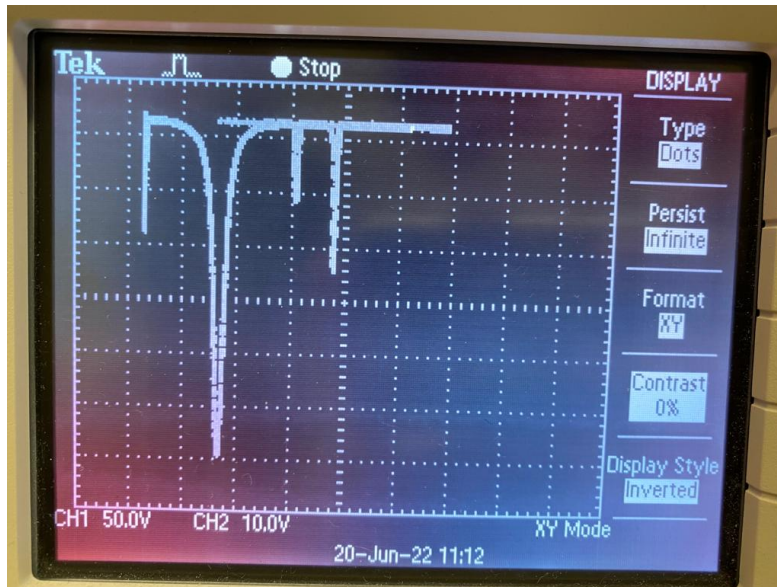
### 3.4 Bestimmung des Isotopenverhältnisses

In Abbildung 6 können die Tiefen der Peaks im Vergleich zum Nullniveau abgelesen werden. Für das Isotop  $^{85}\text{Rb}$  kann die Anzahl der Striche zu  $N_{85} = 13$  gezählt werden, während  $N_{87} = 7$  Striche für das Isotop  $^{87}\text{Rb}$  gezählt werden. Somit beträgt das Verhältnis ca. 50 %, womit gesagt werden kann, dass das  $^{85}\text{Rb}$  ca.  $\frac{2}{3}$  und  $^{87}\text{Rb}$  ca.  $\frac{1}{3}$  ausmacht.

### 3.5 Quadratischer Zeemann-Effekt

Die Aufspaltung durch den quadratischen Zeemann-Effekt kann bei den maximalen Feldstärken  $B_{\text{max},85} = 239,48 \mu\text{T}$  und  $B_{\text{max},87} = 162,32 \mu\text{T}$  mittels (1) bestimmt werden.

Abbildung 6: Transmissionsspektrum, welches die Peaks beider Isotope beinhaltet.



Dabei gilt  $M_{F,85} = 3$  und  $M_{F,87} = 2$ . Die Energiedifferenzen beim quadratischen Zeemann-Effekt können somit als

$$\Delta E_{Z,85} = (4,57 \pm 13,86) \text{ neV}$$

$$\Delta E_{Z,87} = (4,70 \pm 9,40) \text{ neV}$$

angegeben werden.

## 4 Diskussion

Zur Kompensation des Magnetfelds der Erde lässt sich sagen, dass die Methode zu relativ groben Fehlern führen könnte, da die Apparatur per Hand gedreht wurde. Dies zeigte sich am Peak, welcher immer noch eine beachtenswerte Breite aufwies. Dies lässt darauf schließen, dass die Magnetfelder nicht perfekt (anti-)parallel waren. Ebenfalls war nach Kompensation der vertikalen Komponente immernoch eine deutliche Breite des Peaks zu sehen, wodurch eine Messunsicherheit in die Messwerte eingebaut wurden. Andererseits klappte die Durchführung der Variation der Frequenz sehr gut. Die Frequenzen und Ströme ließen sich sehr gut mittels der Apparatur bestimmen, wie sich in Abbildung 6 zeigt. Dort sind nur kleine Schwankungen zu erkennen, während der lineare Zusammenhang zwischen der Frequenz und der Feldstärke gut kenntlich wird. Dies wird ebenso durch die kleinen Unsicherheiten in den Fitparametern ersichtlich, womit auch die Landefaktoren und die Kernspins genau bestimmen werden konnten. Dennoch besitzt die Energiedifferenz bei der quadratischen Aufspaltung des Isotops  $^{85}\text{Rb}$  eine sehr hohe Unsicherheit, welche größer als der Wert selber ist, woraus kein wirklich aussagekräftiges Ergebnis geschlossen werden kann. Abschließend lässt sich sagen, dass die nötigen Größen (bis auf die Energieaufspaltung) genau bestimmt werden konnten.

## Literatur

- [1] Eric D. Black. „Optical Pumping“. Anleitung. 2004.
- [2] TU Dortmund. *V21 - Optisches Pumpen*. 2022.
- [3] *Magnetfeld einer HELMHOLTZ-Spule*. URL: <https://www.leifiphysik.de/elektrizitaetslehre/stroeme-magnetisches-feld/grundwissen/magnetfeld-einer-helmholtz-spule>.
- [4] Wolfgang Pfeiler. *Experimentalphysik. Quanten, Atome, Kerne, Teilchen*. 2. Aufl. Bd. 5. Walter de Gruyter GmbH. ISBN: 978-3-11-067564-1.