

# **V21 - Optisches Pumpen**

Jan Herdieckerhoff

jan.herdieckerhoff@tu-dortmund.de

Karina Overhoff

karina.overhoff@tu-dortmund.de

Durchführung: 29.06.2020 , Abgabe: 10.07.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

# **Inhaltsverzeichnis**

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
1.1	Landé-Faktoren . . . . .	3
1.2	Energieaufspaltung . . . . .	3
1.3	Optisches Pumpen . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Durchführung</b>	<b>5</b>
2.1	Versuchsaufbau . . . . .	5
2.2	Justierung . . . . .	6
2.3	Messung der Resonanzstellen . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
3.1	Horizontalfeldkomponente . . . . .	7
3.2	Landé-Faktoren und Kernspins der Rubidium-Isotope . . . . .	8
3.3	Isotopenverhältnis . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>11</b>
	<b>Literatur</b>	<b>12</b>

# 1 Theorie

In diesem Versuch sollen mittels optischen Pumpens die Kernspins  $I$  der Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  bestimmt werden. Rb ist das Element Rubidium, welches ein Alkalimetall ist.

## 1.1 Landé-Faktoren

Ein Teilchen, das sich wie ein Elektron in einem Atom bewegt, besitzt einen Drehimpuls  $\vec{L}$  bei der Bewegung um den Kern. Der Spin  $\vec{S}$ , eine Größe, die aus der relativistischen Quantenmechanik resultiert, charakterisiert das Teilchen neben seiner Masse und Ladung.

Beide Größen, Drehimpuls  $\vec{L}$  und Spin  $\vec{S}$ , besitzen ein magnetisches Moment, das sich als

$$\begin{aligned}\mu_L &= \mu_B g_L \sqrt{L(L+1)} \\ \mu_S &= \mu_B g_S \sqrt{S(S+1)}\end{aligned}$$

darstellen lässt mit dem Bohrschen Magneton  $\mu_B$  und den Landé-Faktoren  $g_{L,S}$  [1].

Da die Bewegung des Elektrons ein magnetisches Feld erzeugt und der Spin, der eine magnetische Größe ist, insofern mit diesem Magnetfeld interagiert, koppeln der Spin und der Drehimpuls miteinander. Die resultierende Größe ist der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  [1].

Auch hier ergibt sich ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}_J$ , das um die Richtung des Gesamtdrehimpulses präzidiert, wobei der senkrechte Anteil im Mittel herausfällt und nur der parallele Anteil relevant ist. Für  $\vec{\mu}_J$  ergibt sich

$$\mu_J = \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)}$$

und für  $g_J$  gilt

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

bei einer vektoriellen Betrachtung der magnetischen Momente und der dazugehörigen Größen  $\vec{J}$ ,  $\vec{L}$  und  $\vec{S}$  [2].

## 1.2 Energieaufspaltung

Eine schematische Darstellung der Energieaufspaltung bei den hier betrachteten Rubidium-Isotopen ist in Abb. 1 zu sehen.

Durch die Spin-Bahn-Kopplung werden die Energieniveaus zum ersten mal gespalten, je nachdem in welche Richtung der Drehimpuls und der Spin gerichtet sind (parallel, orthogonal oder antiparallel). Diese Aufspaltung nennt sich Feinstruktur. [1]

Die Energieverschiebung ergibt sich dann mit

$$\Delta E = g_J \mu_B B m_J,$$

wobei  $m_J$  die Magnetquantenzahl ist. [1]

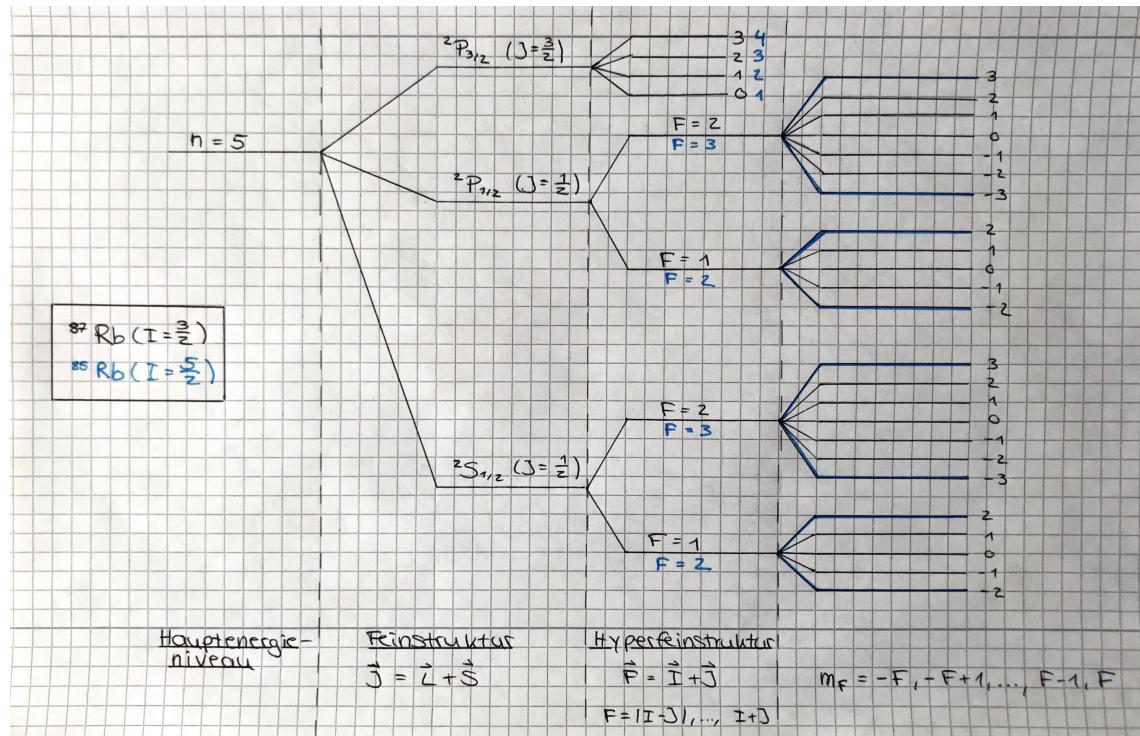
Die Hyperfeinstruktur spaltet die Energieniveaus ein weiteres mal. Dabei kommt der Kernspin  $I$  des Atoms in Spiel, wenn dieser von Null verschieden ist. Die Kopplung  $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$  nimmt Werte von  $|I - J|$  bis  $I + J$  an. Mit einem Magnetfeld können diese Energieniveaus weiter gespalten werden, da das Magnetfeld auf die Hülle des Atoms wirkt, sodass sich  $2F + 1$  Unterniveaus ergeben. Dabei ist die Energieverschiebung

$$\Delta E_{\text{Zeeman}} = g_F \mu_B B \Delta m_F.$$

[2]

Der neue Landé-Faktor  $g_F$  ([2]) ist

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



**Abbildung 1:** In dieser Skizze ist die Energieaufspaltung von  ${}^{87}\text{Rb}$  bzw.  ${}^{85}\text{Rb}$  (blau) zu sehen.

### 1.3 Optisches Pumpen

Um die einzelnen Energieniveaus zu messen, wird die Methode des optischen Pumpens genutzt. Dabei werden die Elektronen aus einem der zwei niedrigen Niveaus in ein höheres Niveau angeregt. Anschließend wird dieses Niveau wieder geleert mittels (spontaner und induzierter) Emission und in nur in eines der beiden niedrigen Niveaus gefüllt. [2]

Es gibt  $\sigma^+$ - (rechtszirkular polarisiertes Licht),  $\sigma^-$ - (linkszirkular polarisiertes Licht) und  $\pi$ -Übergänge (linear polarisiertes Licht), die jeweils bestimmte Magnetquantenzahlen  $\Delta m_J$  mit sich bringen (+1, -1, 0). [1]

Dadurch erhöht sich die Transparenz.

Für bestimmte Resonanzen des Magnetfelds, also genau dann, wenn

$$\Delta E_{\text{Zeeman}} = h\nu = g_F \mu_B B \Delta m_J \quad (3)$$

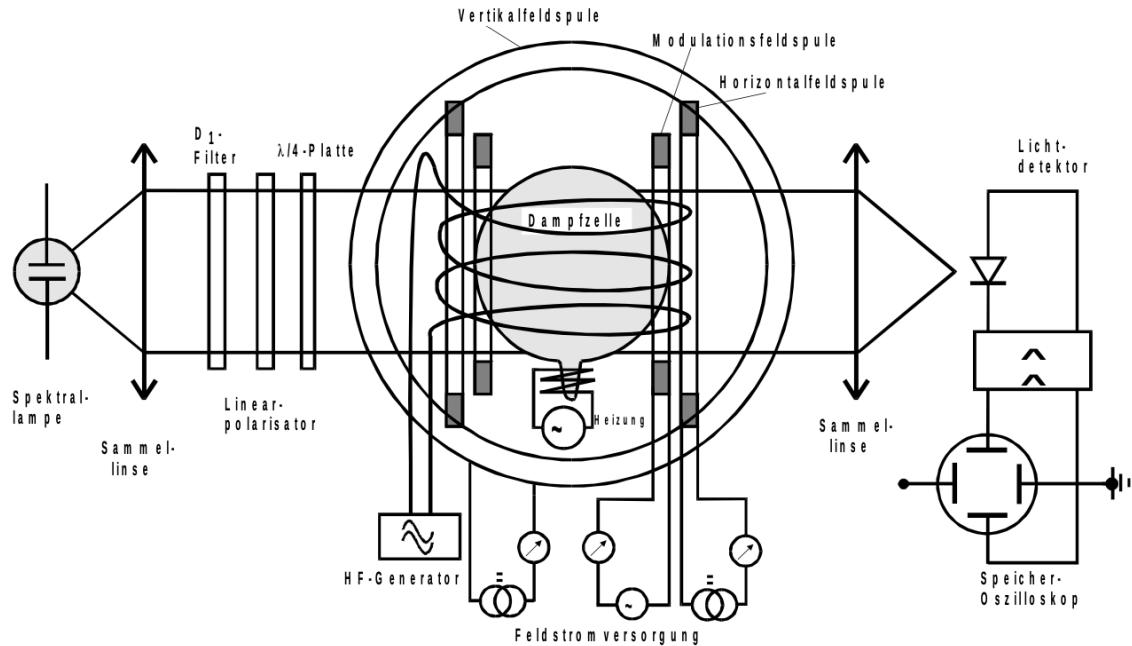
ist, sinkt die Transparenz wieder. In diesem Versuch wird rechtszirkular polarisiertes Licht verwendet, also ist  $\Delta m_J = 1$ .

Induzierte Emission ist ein Prozess, bei dem ein Photon eingestrahlt wird, welches genau die Energie der Differenz zwischen den beiden Niveaus besitzt. Dadurch treten dann zwei Photonen aus, die sich in Energie, Ausbreitungsrichtung und Polarisation nicht unterscheiden. [1] Die induzierte Emission ist hier der dominante Prozess aufgrund der niedrigen Frequenz der Zeeman-Aufspaltung.

## 2 Durchführung

### 2.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abb. 2 zu sehen. Das Licht der Rubidium-Spektrallampe trifft zunächst auf eine Sammellinse. Anschließend geht es durch einen Interferenzfilter ( $D_1$ -Filter), der nur Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 794,8 \text{ nm}$  durchlässt. Der darauffolgende Polarisationsfilter und die  $\lambda/4$ -Platte bewirken, dass das austretende Licht rechtszirkular polarisiert ist. Dieses Licht trifft auf die von drei Helmholtz-Spulenpaaren umgebene Dampfzelle. Das transmittierte Licht wird mithilfe einer Sammellinse auf einen Lichtdetektor fokussiert, welcher an einem Oszilloskop angeschlossen ist. [3]



**Abbildung 2:** Der Aufbau der Messapparatur. [3]

Die Eigenschaften der Spulen sind in Tab. 1 aufgelistet. Alle drei Spulen sind Helmholtzspulen-Paare. Für sie gilt, dass die Magnetfeldstärke

$$B = \mu_0 \cdot \frac{8 \cdot I \cdot N}{\sqrt{125} R} \quad (4)$$

beträgt mit der Stromstärke  $I$ , der Windungszahl  $N$  und dem Radius  $R$ .

**Tabelle 1:** Die Werte der Horizontal-, Sweep- und Vertikalspule. Alle drei sind Helmholtzspulen-Paare.

Spule	$R/\text{cm}$	$N$	Verstärkung
Horizontal	15,8	154,0	0,3
Sweep	16,4	11,0	0,1
Vertikal	11,7	20,0	0,1

## 2.2 Justierung

Der Ofen, der die Dampfzelle heizt, wird eine halbe Stunde vor Beginn eingeschaltet. Zunächst wird der Strahlengang so justiert, dass die Intensität maximal ist. Diese wird am Lichtdetektor gemessen. Anschließend werden die beiden Linsen eingesetzt und mithilfe

der Signalstärke am Galvanometer justiert. Nachdem weitere optische Elemente eingesetzt sind, wird der ganze Aufbau mit einer schwarzen Decke abgedeckt. [3]

Vor der Messung muss das Erdmagnetfeld kompensiert werden. Dazu wird durch einen Stromfluss durch die Sweep-Spule (Modulationsfeldspule) die horizontale Magnetfeldkomponente auf Null reguliert. Anschließend wird mithilfe der Vertikalfeldspule ein schmaler Peak eingestellt, um die Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes zu kompensieren. Die Messapparatur wird so ausgerichtet, dass der Lichtstrahl in Nord-Süd-Richtung verläuft. [3]

### 2.3 Messung der Resonanzstellen

Die Frequenz an den RF-Spulen wird zwischen 100 kHz und 1 MHz in 100 kHz Schritten variiert. Dabei wird die Stärke des gesamten Horizontalfeldes in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz für beide Rb-Isotope gemessen. Die Resonanzen für beide Isotope sollen sichtbar gemacht werden. Bei Frequenzen höher als 200 kHz wird zusätzlich ein horizontales Feld angelegt.

Es wird ein Foto eines typischen Signalbildes bei 100 kHz gemacht.

## 3 Auswertung

Die Auswertung ist mithilfe von NumPy [4], Matplotlib [5], SciPy [6] und Uncertainties [7] erstellt.

### 3.1 Horizontalfeldkomponente

Nachdem der Tisch so ausgerichtet wurde, dass nur die Horizontalkomponente des Magnetfelds einen Beitrag leistet, wird die Transparenz minimiert und die Stromstärke für dieses Minimum gemessen. Somit ergibt sich für die Horizontalfeldkomponente des Erdmagnetfeld mit Gleichung 4 ein Wert von

$$B_{\text{Erdmagnetfeld}} = 34,94 \mu\text{T}.$$

Der Literaturwert für die Horizontalfeldkomponente des Erdmagnetfelds beträgt in Mitteleuropa ca.

$$B_{\text{Erdmagnetfeld}} = 20 \mu\text{T}.$$

### 3.2 Landé-Faktoren und Kernspins der Rubidium-Isotope

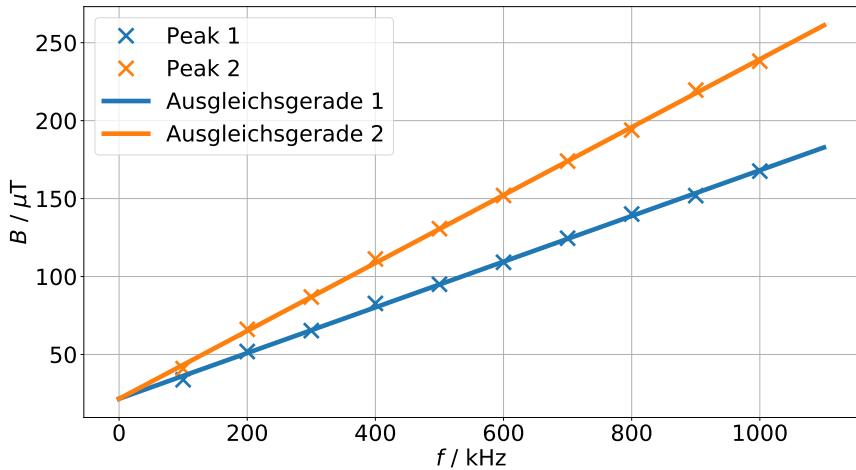
Im Folgenden steht der Index 1 für die Werte des ersten Peaks und der Index 2 für die Werte des zweiten Peaks.

Die gemessenen Werte sind in Tabelle 2 aufgelistet. Sie werden mit Gleichung (4) in die jeweilige Magnetfeldstärke umgerechnet und die Magnetfeldstärken der Sweep- und der Horizontal-Spule werden für beide Peaks jeweils addiert.

**Tabelle 2:** Die Frequenz ist gegen den Strom der Sweep-Spule und den Strom der Horizontal-Spule für beide Peaks und die resultierenden  $B$ -Feldstärken aufgetragen.

$f$ /kHz	$I_{\text{sweep},1}$ /A	$I_{\text{horizontal},1}$ /A	$B_1$ /μT	$I_{\text{sweep},2}$ /A	$I_{\text{horizontal},2}$ /A	$B_1$ /μT
100,0	0,559	0,000	33,79	0,678	0,000	40,91
200,0	0,424	0,030	51,89	0,660	0,030	66,13
300,0	0,210	0,060	65,29	0,567	0,060	86,83
400,0	0,281	0,075	82,73	0,754	0,075	111,27
500,0	0,267	0,090	95,03	0,858	0,090	130,70
600,0	0,239	0,107	109,13	0,949	0,107	151,98
700,0	0,233	0,125	124,55	0,704	0,149	174,02
800,0	0,316	0,137	140,09	0,685	0,174	193,93
900,0	0,337	0,149	151,88	0,587	0,209	219,58
1000,0	0,336	0,168	167,60	0,370	0,246	238,12

In Abb. 3 werden die Magnetfeldstärken für beide Peaks gegen die Frequenz aufgetragen und eine Ausgleichsgerade wird jeweils durch die Messwerte gelegt.



**Abbildung 3:** Die Magnetfeldstärke  $B$  beider Peaks ist gegen die Frequenz  $f$  aufgetragen. Eine Ausgleichsgerade ist für beide Peaks durch die Werte gelegt worden, um daraus die Landé-Faktoren zu berechnen.

Die Parameter der Ausgleichgeraden haben die folgenden Werte

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,1465 \frac{\mu\text{T}}{\text{kHz}} \\ a_2 &= 0,2178 \frac{\mu\text{T}}{\text{kHz}} \\ b_1 &= 21,6 \mu\text{T} \\ b_2 &= 21,6 \mu\text{T}. \end{aligned}$$

Aus der Steigung lässt sich jeweils mit Gleichung 3 der Landé-Faktor bestimmen zu

$$\begin{aligned} g_{F,1} &= 0,488 \pm 0,006 \\ g_{F,2} &= 0,3280 \pm 0,0028. \end{aligned}$$

Mit den Quantenzahlen  $L = 0, S = \frac{1}{2}, J = \frac{1}{2}$  für Rubidium lässt sich Gleichung 2 nach  $I$  umstellen zu

$$I = J \left( \frac{g_J}{g_F} - 1 \right).$$

Aus den experimentell bestimmten Landé-Faktoren und dem Theoriewert  $g_J = 2,0023$ , der aus Gleichung 1 folgt, lässt sich der Kernspin für beide Peaks zu

$$\begin{aligned} I_1 &= 1,553 \pm 0,023 \\ I_2 &= 2,552 \pm 0,026 \end{aligned}$$

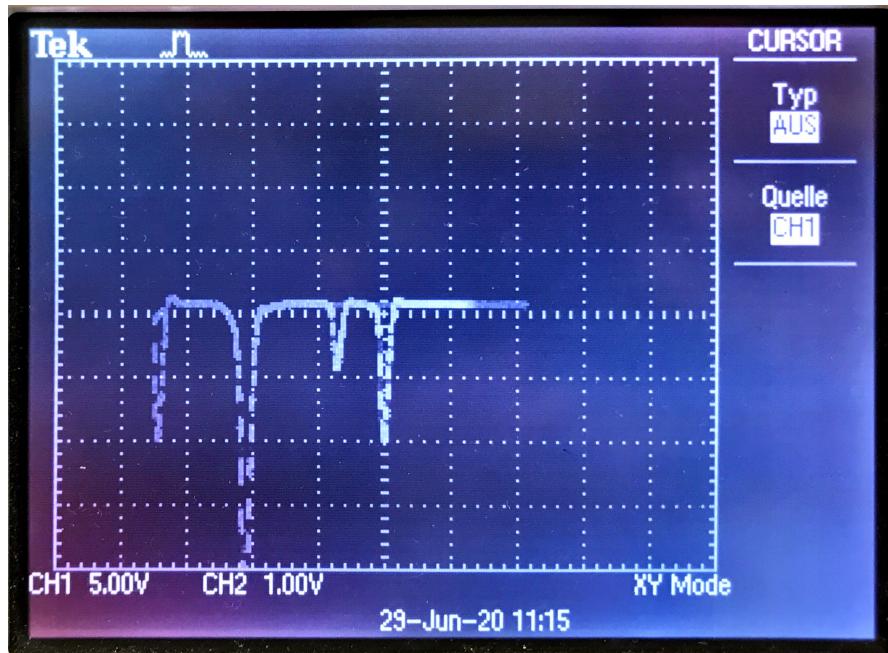
bestimmen. Die theoretischen Werte für die Kernspins sind

$$I_1 = \frac{3}{2} = 1,5$$
$$I_2 = \frac{5}{2} = 2,5.$$

### 3.3 Isotopenverhältnis

Aus den beobachteten Amplituden bei 100 kHz, die in Abb. 4 zu sehen sind, lässt sich das Isotopenverhältnis zwischen den beiden Isotopen  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  ablesen

$$\frac{440\text{px}}{216\text{px}} = 2,037.$$



**Abbildung 4:** Eine typische Aufnahme bei 100 kHz, um das Verhältnis zwischen den beiden Isotopen  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  festzustellen.

In der Natur beträgt das Verhältnis

$$\frac{72,168}{27,835} = 2,593.$$

## 4 Diskussion

Die gemessene Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds weicht um 74,7 % vom Literaturwert des Erdmagnetfelds in Europa ab. Der Wert liegt zwar in der selben Größenordnung, aber das Feld wurde somit anscheinend überkompensiert. Dies führt zu einem systematischen Fehler in der Messung. Eine andere Quelle für systematische Fehler ist die Decke, die zur Abdeckung der Apparatur genutzt wurde.

Die theoretischen Werte des Kernspins von  $^{87}\text{Rb}$  sind 1,5 und für  $^{85}\text{Rb}$  2,5. Der experimentelle Wert für den ersten Peak ist  $1,553 \pm 0,023$  und für den zweiten Peak  $2,552 \pm 0,026$ . Somit lässt die geringe Abweichung vermuten, dass der erste Peak zu  $^{87}\text{Rb}$  und der zweite Peak zu  $^{85}\text{Rb}$  gehört. Die Abweichungen können durch die oben zuvor genannten systematischen Fehler begründet werden. Das Verhältnis zwischen den beiden Isotopen wurde anhand der Peaks in dem Foto bestimmt. Es beträgt 2,037, während das Verhältnis in der Natur 2,593 beträgt.

## Literatur

- [1] W. Pfeiler. *Quanten, Atome, Kerne, Teilchen*. De Gruyter, 2017.
- [2] Eric D. Black. „Optical Pumping“. In: (2004). URL: [https://www.phas.ubc.ca/~phys409/manuals/Optical\\_Pumping-CalTech.pdf](https://www.phas.ubc.ca/~phys409/manuals/Optical_Pumping-CalTech.pdf).
- [3] TU Dortmund. *V21 - Optisches Pumpen*. 2020. URL: [https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1136039/mod\\_resource/content/2/V21.pdf](https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1136039/mod_resource/content/2/V21.pdf).
- [4] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [5] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [6] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [7] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.

V21

Vestikalfeld = 2,28

f / kHz	Peak 1		Peak 2	
	Horizontal	Sweep	Horizontal	Sweep
100	13,9	5,60	13,9	6,78
200	14	4,23	14	6,60
300	14,1	2,10	14,1	5,67
400	14,15	2,81	14,15	7,54
500	14,2	2,67	14,2	8,58
600	14,26	2,39	14,26	9,49
700	14,32	2,33	14,4	7,04
800	14,36	3,16	14,48	6,85
900	14,4	3,37	14,6	5,87
1000	14,46	3,36	14,72	3,71

f, gleich.