

**V27**

# **Der Zeeman-Effekt**

Nico Guth

nico.guth@tu-dortmund.de

David Venker

david.venker@tu-dortmund.de

Durchführung: 26.05.2021

Abgabe: 03.07.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

# **Inhaltsverzeichnis**

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Die Quantenzahlen der Hüllenelektronen . . . . .	3
2.2 Einflüsse auf die Energiestruktur . . . . .	4
2.3 Der normale Zeeman-Effekt . . . . .	4
2.4 Der anomale Zeeman-Effekt . . . . .	4
2.5 Auswahlregeln und Spektrallinien . . . . .	5
2.6 Wichtige Gleichungen für den Versuch . . . . .	5
<b>3 Durchführung</b>	<b>6</b>
3.1 Vorbereitungen vor der Messung . . . . .	6
3.2 Messung der roten Linie . . . . .	7
3.3 Messung der blauen Linie . . . . .	8
<b>4 Auswertung</b>	<b>8</b>
4.1 Bestimmung der Magnetfeldstärke . . . . .	8
4.2 Berechnung der Dispersionsgebiete . . . . .	10
4.3 Bestimmung der Wellenlängenaufspaltung . . . . .	11
4.4 Bestimmung der Landé-Faktoren . . . . .	15
<b>5 Diskussion</b>	<b>15</b>
<b>Literatur</b>	<b>16</b>

# 1 Zielsetzung

Es wird die Aufspaltung der Spektrallinien einer Cadmium Lampe aufgrund des Zeeman-Effekts untersucht und daraus werden die Landé-Faktoren bestimmt.

## 2 Theorie

### 2.1 Die Quantenzahlen der Hüllenelektronen

Jedes Atom besitzt Elektronen in seiner Hülle. Jedes dieser Elektronen besitzt verschiedene charakteristische Eigenschaften die separat klassifiziert werden. Die erste Unterscheidung ist das Energieniveau. Dieses wird von der Hauptquantenzahl  $n$  unterschieden. Somit haben alle Elektronen mit der gleichen Hauptquantenzahl auch die gleiche Grundenergie. Die Energie eines Elektrons  $E_n$  auf der  $n$ -ten Schale ist gegeben durch

$$E_n = -R_y \cdot Z^2 \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (1)$$

Dabei ist  $R_y$  die Rydbergenergie mit  $R_y = 13,6 \text{ eV}$  und  $Z$  die Ordnungszahl des Elements. Somit sind die Elektronen auf einer Schale  $n^2$ -fach entartet.

Die Drehimpulsquantenzahl  $l$  gibt Auskunft über das Atomorbital und dient vor allem der weiteren Klassifizierung.  $l = 0$  entspricht beispielsweise dem S-Orbital.  $l$  nimmt dabei die Werte von 0 bis  $n - 1$  an. Die Orientierung des Elektronendrehimpulses wird durch die magnetische Quantenzahl  $m_l$  beschrieben und kann die Werte von  $-l$  bis  $l$  annehmen. Die letzte Quantenzahl ist die Spinquantenzahl  $s$ . Sie beschreibt im klassischen Bild eine Art Eigendrehimpuls des Elektrons.

Nun ist es möglich ein Atom energetisch anzuregen und somit Elektronen auf höhere Niveaus zu heben. Diesen Zustand halten sie allerdings nicht lange und sie fallen wieder auf ein niederenergetisches Niveau zurück. Die Energie der dabei freigesetzten Photonen beträgt

$$E_m - E_n = -R_y \cdot Z^2 \cdot \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (2)$$

Die Wellenlänge  $\lambda$  der Photonen ist über

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E} \quad (3)$$

gegeben.  $h$  ist das Plancksche Wirkungsquantum,  $E$  die schon bekannte Energie und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

## 2.2 Einflüsse auf die Energiestruktur

Die Energiestruktur eines Atoms ist komplizierter als eine bloße Abhängigkeit von  $n$ . Der erste Einfluss ist die sogenannte Spin-Bahn-Kopplung. Grob erklärt, erzeugt das Elektron auf seiner Bahn um den Atomkern ein schwaches Magnetfeld, da alle beschleunigten Ladungen ein solches erzeugen. Das magnetische Moment des Elektrons wechselwirkt nun mit diesem Magnetfeld und erzeugt eine Korrektur des Energiterms. Wegen der Spin-Bahn-Kopplung wird ein Gesamtdrehimpuls  $J = l + s$  definiert. Die Energiekorrektur beträgt dann

$$E_{n,l,j,s} = E_n + \frac{a}{2} \cdot (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)) \quad (4)$$

mit der Spin-Bahn-Kopplungskonstante  $a$ .

## 2.3 Der normale Zeeman-Effekt

Für den normalen Zeeman-Effekt wird ein Atom ohne Gesamtspin ( $S = 0$ ) betrachtet. Nun wird ein externes Magnetfeld mit der Stärke  $B$  eingeschaltet. Üblicherweise ist dieses Magnetfeld homogen in Z-Richtung. Aufgrund der verschiedenen Magnetquantenzahlen  $m$  werden sich die Elektronen anders verhalten. Je höher  $m$  ist, desto größer ist der Energiegewinn. Die Entartung der Elektronen in  $m$  wird also aufgehoben und das Spektrum spaltet sich auf. Die Anzahl der Niveauplattungen beträgt dabei  $2J + 1$ , hierbei ist  $J = L$ . Der Energiegewinn jedes einzelnen Zustandes ist genau

$$\Delta E = m \cdot \mu_B \cdot B. \quad (5)$$

Dabei ist  $\mu_B$  das bohrsche Magneton  $\mu_B = 9,274 \text{ J/T}$ .

## 2.4 Der anomale Zeeman-Effekt

Das grundlegende Prinzip beim anomalen Zeeman-Effekt ist das gleiche wie beim normalen Zeeman-Effekt, allerdings liegt ein Gesamtspin  $S \neq 0$  vor. Dadurch ist die Verschiebung der Niveaus nicht mehr gleichmäßig, sondern zusätzlich durch den Landé-Faktor  $g_j$  verändert. Dieser ergibt sich aus

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2 \cdot j(j+1)}. \quad (6)$$

Für den Spezialfall des normalen Zeeman-Effekts ist also  $g_j = 1$ . Die Verschiebung der Energieniveaus ist hier

$$\Delta E = g_j \cdot m \cdot \mu_B \cdot B. \quad (7)$$

## 2.5 Auswahlregeln und Spektrallinien

Wie bereits erwähnt, folgt aus der Anregung eines Atoms eine Emission eines Photons. Die Photonenergie ist die Differenz der beiden Niveaus. Nun existieren aber viel mehr Niveaus als vorher, somit sind neue Energien als Emission möglich. Theoretisch sollten alle Elektronen auf niedrigere Niveaus abfallen können, aber in der Realität sind nicht alle diese Sprünge erlaubt. Die sogenannten Auswahlregeln fassen zusammen, welche Übergänge möglich sind und welche nicht. Ein paar dieser Regeln sind gegeben durch

- $\Delta l = \pm 1$
- $\Delta J = 0, \pm 1$
- $\Delta m = 0, \pm 1$  .

Allerdings sind Übergänge von  $m = 0$  zu  $m = 0$  oder von  $J = 0$  zu  $J = 0$  nicht erlaubt.

Diese Auswahlregeln haben zur Folge, dass beim normalen Zeeman-Effekt genau drei verschiedene Wellenlängen auftreten. Denn die Abstände sind äquidistant, somit treten genau drei verschiedene Energiewerte auf. Damit ist ebenfalls klar, dass es weit mehr Energien, also auch Wellenlängen, beim anomalen Zeeman-Effekt gibt. Dadurch, dass die Abstände zwischen den Niveaus nicht mehr gleich sind, entstehen trotz Auswahlregeln viele verschiedene Energiedifferenzen. Die Änderung in den Magnetquantenzahlen gibt ebenfalls Aufschluss über die Polarisation des Lichts. Bei einer Änderung  $\Delta m = 0$  ist das Licht linear polarisiert und bei  $\Delta m = \pm 1$  ist es zirkular polarisiert.

Somit ist die Folge des Zeeman-Effekts, dass sich das ehemals simplere Emissionspektrum nun aufspaltet. Diese Aufspaltung soll im Folgenden genauer untersucht werden.

## 2.6 Wichtige Gleichungen für den Versuch

Für die spätere Durchführung wird eine Lummer-Gehrcke-Platte verwendet, diese besitzt ein Auflösungsvermögen  $A$ , dieses ist gegeben durch

$$A = \frac{L}{\lambda} \cdot (n^2 + 1) . \quad (8)$$

Dabei ist  $n$  der Brechungsindex der Strahlung in der Lummer-Gehrcke-Platte und  $L$  ist die Länge der Lummer-Gehrcke-Platte. Das Besondere an der Lummer-Gehrcke-Platte ist die Eigenschaft aus monochromatischen Licht ein Interferenzmuster zu bilden, deren Gangunterschied exakt die eingestrahlte Wellenlänge beträgt. Somit führt eine Änderung der Wellenlänge  $\delta\lambda$  zu einer Verschiebung  $\delta s$  im Interferenzbild. Es muss darauf geachtet werden, dass sich die verschobenen Ordnungen nicht überlagern, daher wird ein Dispersionsgebiet  $\Delta\lambda_D$  definiert, in dem alle Aufspaltungen stattfinden werden. Sie ist definiert als

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d} \cdot \sqrt{\frac{1}{n^2 + 1}} . \quad (9)$$

$d$  ist hier die Dicke der Lummer-Gehrcke-Platte. Diese Einschränkung sorgt ebenfalls für eine obere Schranke des Magnetfeldes. Betrachtet man die Änderung der Frequenz  $f$

$$\delta f = \frac{g_{i,j} \cdot B \cdot \mu_B}{h} = -\frac{c \cdot \delta \lambda}{\lambda^2}, \quad (10)$$

ergibt sich eine Relation für die Magnetfeldstärke  $B$ . Die Größe  $g_{i,j}$  steht dabei für den Vorfaktor der energetischen Verschiebung und ist gegeben als

$$g_{i,j} = m_j \cdot g_j - m_i \cdot g_i. \quad (11)$$

Hier ist  $g$  der Landé-Faktor und  $m$  die magnetische Quantenzahl. Damit ergibt sich eine finale Formel für  $B$

$$B = -\frac{\delta \lambda}{\lambda^2} \frac{h \cdot c}{g_{i,j} \cdot \mu_B}. \quad (12)$$

Für  $\delta \lambda$  wird ein Viertel von  $\Delta \lambda_D$  gewählt, damit die Unterschiede zwischen Aufspaltung der Linien und Abstände zwischen den Interferenzen erkennbar sind.

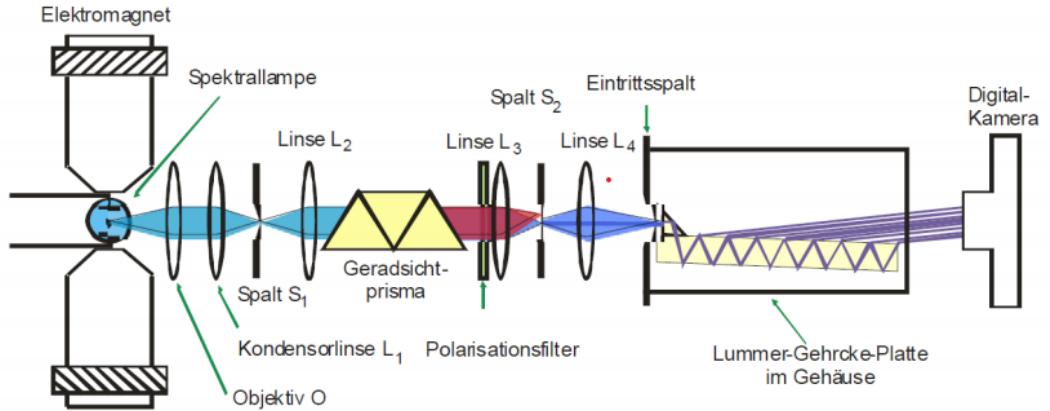
In diesem Versuch werden zwei bestimmte optische Übergänge von Cadmium untersucht. Die rote Linie besitzt eine Wellenlänge  $\lambda = 643,8 \text{ nm}$  und die blaue Linie  $\lambda = 480,0 \text{ nm}$ . Im Falle der roten Linie ist die Berechnung von  $g_{i,j}$  recht einfach, da es immer drei aufgespaltene Linien gibt mit  $g_{i,j} = -1, 0, 1$ . Werden alle Übergänge der blauen Linie summiert ergeben sich sechs Linien,  $g_{i,j} = -2.0, -1.5, -0.5, 0.5, 1.5, 2.0$ . Allerdings liegen einige der Linien verhältnismäßig nah beieinander, daher erscheinen im eigentlichen Spektrum nur vier Linien  $g_{i,j} = -1.75, -0.5, 0.5, 1.75$ .

### 3 Durchführung

#### 3.1 Vorbereitungen vor der Messung

Bevor der eigentliche Versuch beginnt muss die Hysteresemessung für den Elektromagneten durchgeführt werden. Dafür wird ein Feldstrom angelegt. Zwischen die Polschuhe des Magneten wird eine Hall-Sonde gefahren, um die Magnetfeldstärke  $B$  zu bestimmen. Nun wird der Strom  $I$  erhöht und in regelmäßigen Schritten wird  $B$  in Abhängigkeit von  $I$  notiert. Anschließend wird vom Maximum aus, hier sind das 5 A, wieder auf 0 A heruntergeregt.

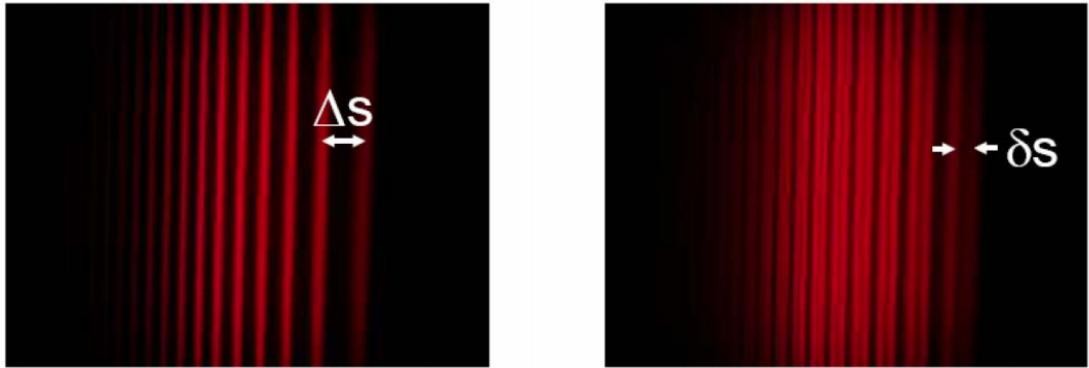
In diesem Versuch wird der Zeeman-Effekt anhand einer Cd-Lampe demonstriert. Genauer gesagt, wird für den normalen Zeeman-Effekt die rote Linie von Cd genutzt und für den anomalen die blaue Linie. Für beide Teile des Experiments wird der Aufbau aus Abbildung 1 genutzt. Der Polarisationsfilter wird je nach Messung aus dem Aufbau entfernt oder umgestellt.



**Abbildung 1:** Grobe Skizze der Messapparatur. [1]

### 3.2 Messung der roten Linie

Die Cd-Lampe wird nun angeschaltet. Das Licht der Lampe muss fokussiert auf den ersten Spalt treffen. Die Linsen und Entfernungsmarkierungen müssen dem entsprechend angepasst werden. Im Gradsichtprisma wird das emittierte Licht nun in seine verschiedenen Wellenlängen aufgeteilt. Da in dieser Messung nur die rote Linie von Interesse ist, wird der zweite Spalt so verschoben, dass nur dieser Anteil passieren kann. Auch hier muss darauf geachtet werden, dass das eintreffende Bild scharf abgebildet wird. Nach einer erneuten Fokussierung trifft das rote Licht auf die Lummer-Gehrcke-Platte und erzeugt das Interferenzbild. Hinter der Platte steht eine Kamera mit der das Bild fotografiert werden soll, hierbei ist ein Bild zu wählen, bei dem die Abstände zwischen den Maxima gut zu sehen sind. Im zweiten Schritt wird nun das Magnetfeld eingeschaltet. Die benötigte Magnetfeldstärke wird vorher über Gleichung 12 bestimmt, alle nötigen Größen sind bekannt. Das Interferenzbild spaltet sich nun auf, ohne den Polarisationsfilter sollten aus einer Linie drei geworden sein. Dieses Bild wird ebenfalls für die spätere Auswertung gespeichert. Ein Beispiel für solche Aufnahmen ist in Abbildung 2 dargestellt.



**Abbildung 2:** Beispiel für ein Interferenzbild mit und ohne Magnetfeld [1]

### 3.3 Messung der blauen Linie

Die grundlegende Messung lauft äquivalent zur vorherigen Messung, allerdings wird der zweite Spalt hier so eingestellt, dass nur das blaue Licht passieren kann. In diesem Messschritt muss der Polarisationsfilter in den Aufbau integriert werden. Je nach Einstellung wird im Interferenzbild die  $\pi$ - oder die  $\sigma$ -Spektrallinie abgebildet. Eigentlich gibt es vier  $\sigma$ -Linien, sie liegen aber nahe beieinander und werden deshalb nur als eine dargestellt. Wie vorher, werden von den Interferenzbildern Fotos mit der Kamera gemacht. Für beide Fälle wird jeweils ein Magnetfeld eingestellt, das sich wieder über Gleichung 12 ergibt. Auch hier werden Bilder gemacht.

## 4 Auswertung

Alle Unsicherheiten wurden mit der Python Bibliothek Uncertainties berechnet.[2] Diese Bibliothek arbeitet auf dem Prinzip der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta y = \sum_{i=1}^n \left| \frac{\delta f(x_1, \dots, x_n)}{\delta x_i} \right| \Delta x_i . \quad (13)$$

### 4.1 Bestimmung der Magnetfeldstärke

Die auf- und absteigende Messung der Magnetfeldstärke  $B$  je nach Stromstärke  $I$  ergibt die Werte in Tabelle 1.

Diese Werte sind in Abbildung 3 veranschaulicht. Ebenfalls wird eine Ausgleichsrechnung mithilfe von

$$B(I) = a \cdot I^2 + b \cdot I + c \quad (14)$$

**Tabelle 1:** Messergebnisse der Eichung des Elektromagneten

$I / A$	$B / \text{mT}$	$I / A$	$B / \text{mT}$
0,0	6	5,0	439
0,5	52	4,5	409
1,0	97	4,0	372
1,5	142	3,5	331
2,0	188	3,0	287
2,5	233	2,5	240
3,0	280	2,0	195
3,5	322	1,5	149
4,0	365	1,0	102
4,5	404	0,5	54
5,0	439	0,0	7

und der Funktion `curve_fit` aus der Python Bibliothek SciPy durchgeführt. [3] Dies ergibt die Parameter

$$a = (-2,3 \pm 0,4) \frac{\text{mT}}{\text{A}^2}$$

$$b = (99,6 \pm 2,1) \frac{\text{mT}}{\text{A}}$$

$$c = (3,7 \pm 2,2) \text{ mT}.$$

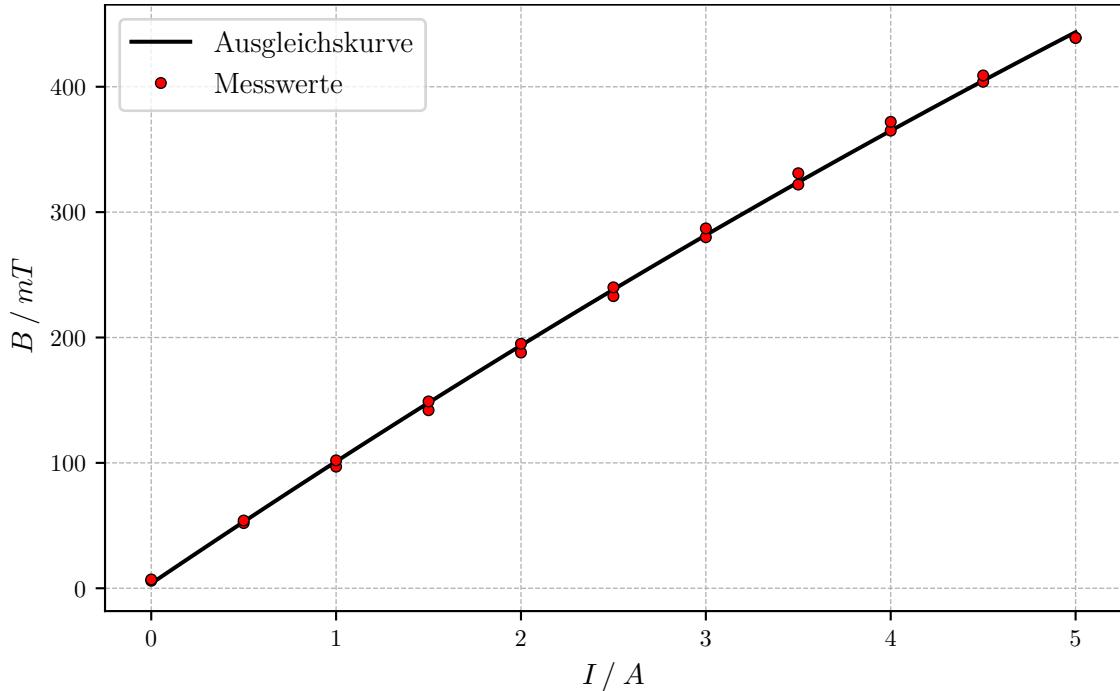


Abbildung 3: Plot der Messwerte und Ausgleichskurve der Magnetfeldmessung

## 4.2 Berechnung der Dispersionsgebiete

Zunächst müssen die Dispersionsgebiete  $\Delta\lambda_D$  über Gleichung 9 berechnet werden.

Die betrachteten Wellenlängen sind

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{rot}} &= 643,8 \text{ nm} \\ \lambda_{\text{blau}} &= 480,0 \text{ nm}\end{aligned}$$

und die zugehörigen Brechungsindizes sind

$$\begin{aligned}n_{\text{rot}} &= 1,4567 \\ n_{\text{blau}} &= 1,4635 . [1]\end{aligned}$$

Die Abmessungen der verwendeten Lummer-Gehrcke-Platte sind

$$\begin{aligned}d &= 4 \text{ mm} \\ L &= 120 \text{ mm}.\end{aligned}$$

Daraus folgen die Dispersionsgebiete

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{D,\text{rot}} &= 48,913 \text{ pm} \\ \Delta\lambda_{D,\text{blau}} &= 26,952 \text{ pm}.\end{aligned}$$

### 4.3 Bestimmung der Wellenlängenaufspaltung

Aus den aufgenommenen Fotos des Interferenzmusters der Lummer-Gehrcke-Platte wird nun die, durch den Zeeman-Effekt verursachte, Wellenlängenaufspaltung bestimmt. Die Fotos sind in Abbildung 4, Abbildung 5 und Abbildung 6 dargestellt.

In den Fotos werden die Abstände  $\Delta s$  und  $\delta s$  der Linien wie in Abbildung 2 angedeutet in Pixeln gezählt.

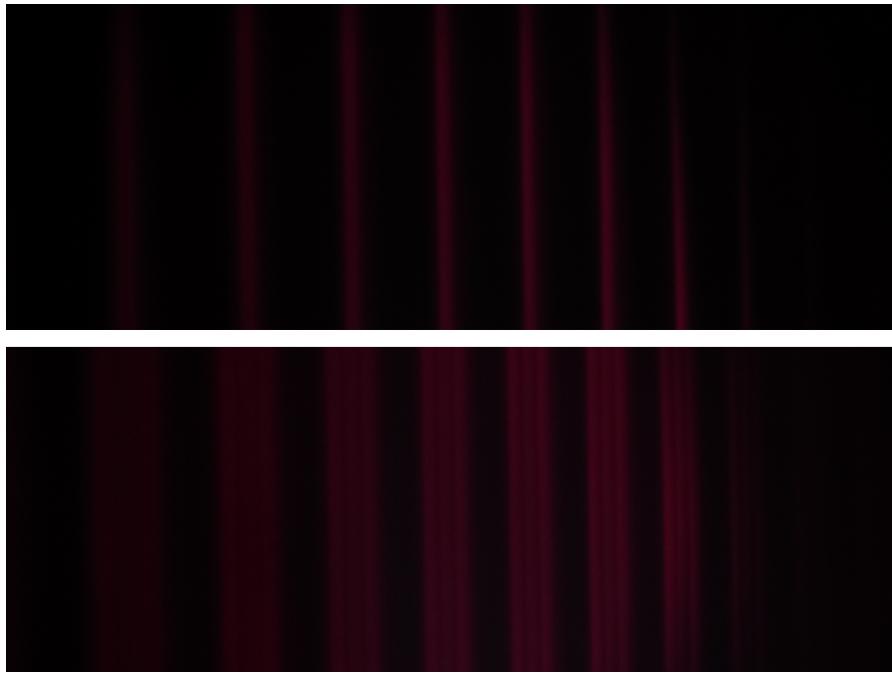
Mit diesen Werten kann nun über

$$\delta\lambda = \frac{1}{2} \cdot \frac{\delta s}{\Delta s} \cdot \Delta\lambda_D \quad (15)$$

die die Wellenlängenaufspaltung der einzelnen Linien berechnet werden. Die Dispersionsgebiete  $\Delta\lambda_D$  werden aus Unterabschnitt 4.2 entnommen. Aus den einzelnen Wellenlängenaufspaltungen  $\delta\lambda$  wird dann der Mittelwert  $\overline{\delta\lambda}$  berechnet.

Die gemessenen Pixelabstände und die einzelnen Wellenlängenaufspaltungen sind in Tabelle 2, Tabelle 3 und Tabelle 4 aufgelistet. Hiermit ergeben sich die gemittelten Wellenlängenaufspaltungen zu

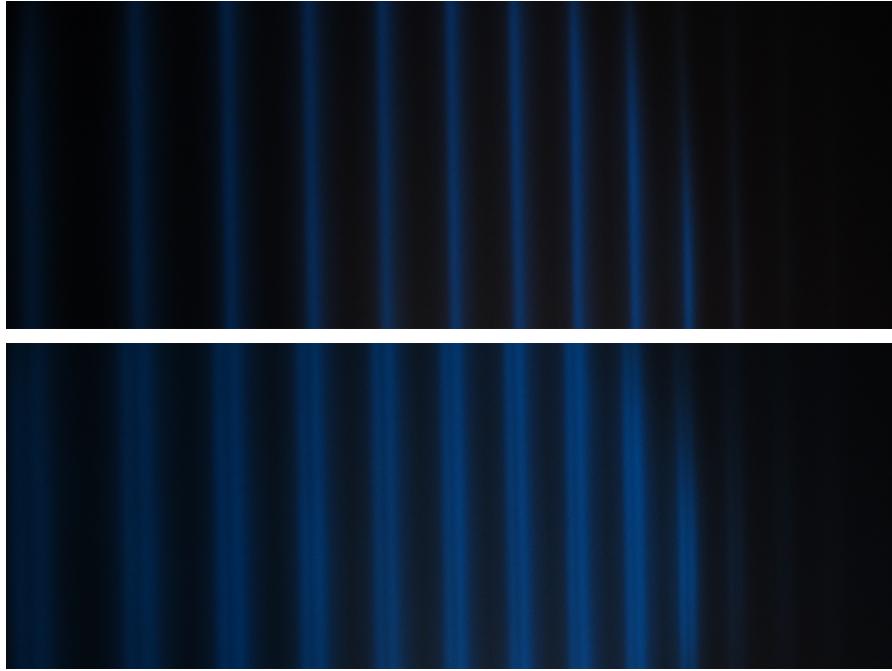
$$\begin{aligned}\overline{\delta\lambda}_{\text{rot}} &= (9,33 \pm 0,13) \text{ pm} \\ \overline{\delta\lambda}_{\text{blau},\pi} &= (2,90 \pm 0,07) \text{ pm} \\ \overline{\delta\lambda}_{\text{blau},\sigma} &= (6,27 \pm 0,08) \text{ pm}.\end{aligned}$$



**Abbildung 4:** Fotos der roten Spektrallinie vor (oben) und nach (unten) der Aufspaltung

**Tabelle 2:** Messergebnisse der roten Spektrallinie mit Pixelabständen wie in Abbildung 2 und Wellenlängenaufspaltungen nach Gleichung 15

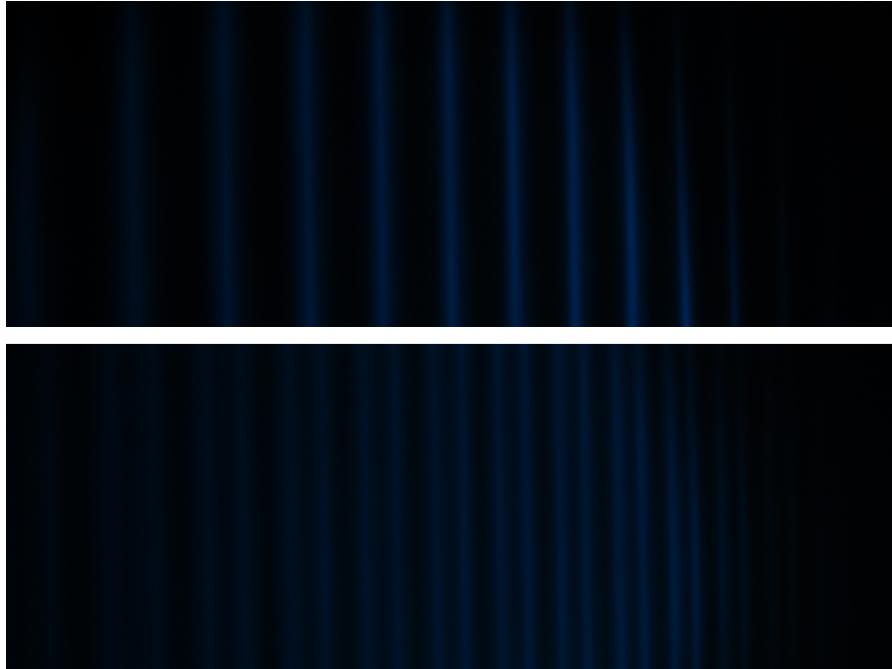
Ordnung n	$\Delta s$ / Pixel	$\delta s$ / Pixel	$\delta\lambda$ / pm
1	$551 \pm 5$	$218 \pm 5$	$9,68 \pm 0,24$
2	$471 \pm 5$	$178 \pm 5$	$9,24 \pm 0,28$
3	$416 \pm 5$	$159 \pm 5$	$9,35 \pm 0,31$
4	$379 \pm 5$	$143 \pm 5$	$9,23 \pm 0,34$
5	$354 \pm 5$	$134 \pm 5$	$9,26 \pm 0,37$
6	$333 \pm 5$	$128 \pm 5$	$9,40 \pm 0,39$
7	$294 \pm 5$	$110 \pm 5$	$9,15 \pm 0,44$



**Abbildung 5:** Fotos der blauen  $\pi$ -Spektrallinie vor (oben) und nach (unten) der Aufspaltung

**Tabelle 3:** Messergebnisse der blauen  $\pi$ -Spektrallinie mit Pixelabständen wie in Abbildung 2 und Wellenlängenaufspaltungen nach Gleichung 15

Ordnung n	$\Delta s$ / Pixel	$\delta s$ / Pixel	$\delta\lambda$ / pm
1	$500 \pm 5$	$117 \pm 5$	$3,15 \pm 0,14$
2	$420 \pm 5$	$84 \pm 5$	$2,70 \pm 0,16$
3	$370 \pm 5$	$79 \pm 5$	$2,88 \pm 0,19$
4	$340 \pm 5$	$77 \pm 5$	$3,05 \pm 0,20$
5	$318 \pm 5$	$68 \pm 5$	$2,88 \pm 0,22$
6	$291 \pm 5$	$63 \pm 5$	$2,92 \pm 0,24$
7	$273 \pm 5$	$61 \pm 5$	$3,01 \pm 0,25$
8	$260 \pm 5$	$56 \pm 5$	$2,90 \pm 0,27$
9	$244 \pm 5$	$53 \pm 5$	$2,93 \pm 0,28$
10	$223 \pm 5$	$47 \pm 5$	$2,84 \pm 0,31$
11	$217 \pm 5$	$42 \pm 5$	$2,61 \pm 0,32$



**Abbildung 6:** Fotos der blauen  $\sigma$ -Spektrallinie vor (oben) und nach (unten) der Aufspaltung

**Tabelle 4:** Messergebnisse der blauen  $\sigma$ -Spektrallinie mit Pixelabständen wie in Abbildung 2 und Wellenlängenaufspaltungen nach Gleichung 15

Ordnung n	$\Delta s$ / Pixel	$\delta s$ / Pixel	$\delta\lambda$ / pm
1	$506 \pm 5$	$243 \pm 5$	$6,47 \pm 0,15$
2	$421 \pm 5$	$202 \pm 5$	$6,47 \pm 0,18$
3	$377 \pm 5$	$179 \pm 5$	$6,40 \pm 0,20$
4	$330 \pm 5$	$156 \pm 5$	$6,37 \pm 0,23$
5	$317 \pm 5$	$145 \pm 5$	$6,16 \pm 0,23$
6	$288 \pm 5$	$129 \pm 5$	$6,04 \pm 0,26$
7	$271 \pm 5$	$127 \pm 5$	$6,32 \pm 0,27$
8	$258 \pm 5$	$117 \pm 5$	$6,11 \pm 0,29$
9	$245 \pm 5$	$114 \pm 5$	$6,27 \pm 0,30$
10	$225 \pm 5$	$104 \pm 5$	$6,23 \pm 0,33$
11	$220 \pm 5$	$100 \pm 5$	$6,13 \pm 0,34$

#### 4.4 Bestimmung der Landé-Faktoren

Die Landé-Faktoren  $g_{i,j}$  lassen sich über die umgestellte Gleichung 11 berechnen. Die Naturkonstanten sind

$$\begin{aligned} h &= 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s} \\ c &= 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ \mu_B &= 9,274 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}. \end{aligned}$$

Die Magnetfeldstärken werden über die durchgeführte Ausgleichsrechnung mit Gleichung 14 berechnet. Die während der Messung verwendeten Stromstärken sind

$$\begin{aligned} I_{\text{rot}} &= 5,0 \text{ A} \\ I_{\text{blau},\pi} &= 5,0 \text{ A} \\ I_{\text{blau},\sigma} &= 3,24 \text{ A}. \end{aligned}$$

Damit ergeben sich die Magnetfeldstärken

$$\begin{aligned} B_{\text{rot}} &= 443,5 \text{ mT} \\ B_{\text{blau},\pi} &= 443,5 \text{ mT} \\ B_{\text{blau},\sigma} &= 302,1 \text{ mT}. \end{aligned}$$

Wobei sich hier die Unsicherheiten zu einer Größe von  $10^{-4}$  mT ergeben und deswegen nicht weiter beachtet werden.

Die Landé-Faktoren ergeben sich mithilfe der gemittelten Wellenlängenaufspaltungen zu

$$\begin{aligned} g_{i,j,\text{rot}} &= 1,086 \pm 0,015 \\ g_{i,j,\text{blau},\pi} &= 0,607 \pm 0,015 \\ g_{i,j,\text{blau},\sigma} &= 1,929 \pm 0,023. \end{aligned}$$

### 5 Diskussion

In Tabelle 5 sieht man, dass die von uns gemessenen Werte zwar in der Nähe der Theorie-werte liegen, aber nicht sehr genau sind. Für den Theoriewert der blauen  $\sigma$ -Spektrallinie wurde der Mittelwert von 2 und 1,5 genommen, da hier die beiden Linien so verschwommen waren, dass sie nicht zu unterscheiden waren. Im Allgemeinen wurden die Spektrallinien durch die Lummer-Gehrcke-Platte nicht sehr genau definiert abgebildet und eine große Fehlerquelle könnte eben jene Unschärfe sein. Außerdem konnten nicht die optimalen Magnetfeldstärken erreicht werden, sodass teilweise die gemessenen Aufspaltungen deutlich geringer waren als erhofft.

**Tabelle 5:** Vergleich der theoretischen zu den gemessenen Landé-Faktoren

Spektrallinie	$g_{i,j,\text{Theorie}}$	$g_{i,j,\text{gemessen}}$	Abweichung
rot	1,00	1,086	8,6 %
blau, $\pi$	0,50	0,607	21,4 %
blau, $\sigma$	1,75	1,929	10,2 %

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung. V27 Der Zeeman-Effekt.* 2021.
- [2] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties.* Version 3.1.5. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [3] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u.a. *SciPy: Open source scientific tools for Python.* Version 1.6.2. URL: <http://www.scipy.org/>.