

V27

Der Zeeman-Effekt

Benjamin Schäfer
benjamin.schaefer@tu-dortmund.de

Jan Gaschina
jan.gaschina@tu-dortmund.de

Durchführung: 12.01.2022 Abgabe: 28.01.2022
Korrektur: 10.02.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Energieniveaus und LS-Näherung	3
2.2	normaler Zeeman-Effekt	4
2.3	anormaler Zeeman-Effekt	4
2.4	Spektrallinien	6
2.5	Lummer-Gehrcke Platte	6
3	Fehler	7
4	Durchführung	8
5	Auswertung	9
5.1	Vorbereitung	9
5.1.1	Lumer-Gehrcke Platte	9
5.1.2	Bestimmung der Landé-Faktoren	9
5.1.3	Berechnung der optimalen B-Feldstärken	10
5.2	Vermessung des Elektromagneten	10
5.3	Vermessung der Spektrallinien	12
5.3.1	Die rote Sigma-Linie	14
5.3.2	Die blaue Pi-Linie	15
5.3.3	Die blaue Sigma-Linie	16
5.4	Bestimmung der Landé-Faktoren	18
5.5	Helligkeitsplots	18
6	Diskussion	21

1 Zielsetzung

Das Ziel des Versuchs ist die Überprüfung des Zeeman-Effekts bei niedrigen Flusstärken am Beispiel von Cadmium.

Der Zeeman-Effekt beschreibt die Aufspaltung der Energieniveaus eines Atoms unter Einfluss eines konstanten externen Magnetfeldes. Bei niedrigen Flusstärken wird zwischen normalen und anomalen Zeeman-Effekt unterschieden. Beide Effekte werden in diesem Versuch mittels der Spektrallinien-Aufspaltung an Cadmium untersucht. Dabei wird auch die Polarisation der emittierten Strahlung berücksichtigt.

2 Theorie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Hintergründe dieses Versuches erläutert.

2.1 Energieniveaus und LS-Näherung

Gebundene Elektronen in einem Atom besitzen diskrete Energien, sogenannte Energieniveaus. Ohne Einfluss eines äußeren Magnetfeldes lassen sich diese durch folgende Quantenzahlen charakterisieren:

- n Hauptquantenzahl
- l Neben-/Bahndrehimpulsquantenzahl
- m_l Magnetquantenzahl

Der Spin der Elektronen wechselwirkt mit dem Bahndrehimpuls, was als Spin-Bahn-Kopplung verstanden wird. Bei leichten Atomen mit geringer Kernladung spielt diese für die einzelnen Elektronen jedoch eine untergeordnete Rolle, weshalb es sich anbietet hier die sogenannte LS-Kopplung als Näherung zu verwenden. In der LS-Kopplung werden die Bahndrehimpulse \hat{l}_i der N Elektronen zu einem Bahndrehimpuls \hat{L} mit Quantenzahl L zusammengefasst durch:

$$\hat{L} = \sum_{i=1}^N \hat{l}_i \quad (1)$$

Analog werden die einzelnen Spins \hat{s}_i zu einem Spin \hat{S} mit Quantenzahl S aufaddiert.

$$\hat{S} = \sum_{i=1}^N \hat{s}_i \quad (2)$$

Für Berechnungen der Spin-Bahn-Kopplung relevant ist dann der Gesamtdrehimpuls $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$. Die zugehörige Quantenzahl ist J . Energieniveaus werden in der LS-Näherung in folgender Form angegeben:

$$^{2S+1}L_J \quad (3)$$

Die Bahndrehimpulsquantenzahl L wird dabei durch Buchstaben anstelle von Zahlen gekennzeichnet. Die Buchstaben S, P, D, F entsprechen den Zahlen 0, 1, 2, 3. Im folgenden wird die LS-Kopplung als gegebene und gute Näherung angenommen.

2.2 normaler Zeeman-Effekt

Unter dem normalen Zeeman-Effekt wird die Aufspaltung derer Energieniveaus, dessen Spinquantenzahl $S = 0$ ist, unter Einfluss eines externen Magnetfeldes verstanden. Das aus dem Bahndrehimpuls \hat{L} der Elektronen resultierende magnetische Moment wechselwirkt mit dem externen Magnetfeld und bewirkt eine Aufspaltung des Energieniveaus in $2L + 1$ Niveaus. Bei $L = 0$ findet keine Wechselwirkung und somit keine Aufspaltung in mehrere Niveaus statt. Die Verschiebung ΔE der Energie zum ursprünglichen Energieniveau berechnet sich zu:

$$\Delta E = \mu_B B m_L \quad (4)$$

Wobei μ_B das Bohrsche Magneton und m_L die Magnetquantenzahl zur z-Komponente des Bahndrehimpulses \hat{L}_z bezeichnet.

2.3 anormaler Zeeman-Effekt

Ist die Spinquantenzahl $S \neq 0$ so findet selbst bei $L = 0$ unter Einfluss eines schwachen Magnetfeldes eine Aufspaltung der Energieniveaus statt. Dieser Effekt wird anormaler Zeeman-Effekt genannt. Der Begriff eines schwachen Magnetfeldes bezeichnet hierbei, dass der Einfluss des Magnetfeldes auf die Energieniveaus kleiner sein soll als der Einfluss der Spin-Bahn-Kopplung.

Klassisch betrachtet verursacht der Bahndrehimpuls eines Elektrons ein magnetisches Moment μ für das auch in der Quantenmechanik weiterhin gilt¹:

$$|\hat{\mu}| = -\frac{e}{2m_e} |\hat{l}| \quad (5)$$

Hierbei bezeichnet e die Elementarladung und m_e die Ruhemasse eines Elektrons. Das gyromagnetische Verhältnis γ ist definiert als das Verhältnis aus magnetischem Moment zum Drehimpuls. Für den Bahndrehimpuls gilt folglich:

$$\gamma = \frac{|\hat{\mu}|}{|\hat{l}|} = -\frac{e}{2m_e} \quad (6)$$

Der nicht-verschwindende Spin \hat{s} des Elektrons verursacht einen nicht-verschwindenden Anteil am magnetischen Moment. Wird der Spin als klassischer Eigendrehimpuls des Elektrons ausgelegt, so sollte sich das selbe gyromagnetische Verhältnis ergeben wie es beim Bahndrehimpuls der Fall ist. Das gyromagnetische Verhältnis des Spins weicht jedoch stark davon ab. Die Abweichung des gyromagnetischen Verhältnisses und damit des

¹ siehe: <https://qudev.phys.ethz.ch/static/content/science/BuchPhysikIV/PhysikIVch12.html>

magnetischen Moments vom klassisch zu erwartenden Wert wird durch den Landé-Faktor beschrieben.

$$\gamma = -g \cdot \frac{e}{2m_e} \quad (7)$$

Für den Bahndrehimpuls $|\hat{l}|$ ergibt sich g zu $g_l = 1$, wie es aufgrund von Gleichung 6 schon zu erwarten war. Der Landé-Faktor des Spins ergibt sich jedoch zu $g_s \approx 2$.

Die Wechselwirkung des externen Magnetfeldes findet jedoch mit dem Gesamtdrehimpuls \hat{J} statt. Die Energieniveaus spalten sich somit in $2J + 1$ Niveaus auf und für den Landé-Faktor gilt hier³:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2 \cdot J(J+1)} \quad (8)$$

Die Verschiebung ΔE der Energie zum ursprünglichen Energieniveau berechnet sich zu:

$$\Delta E = g_J \mu_B B m_J \quad (9)$$

dabei bezeichnet m_J die Magnetquantenzahl zur z-Komponente des Gesamtdrehimpulses \hat{J}_z .

²<https://www.chemie.de/lexikon/Landé-Faktor.html>

³<https://www.chemie.de/lexikon/Landé-Faktor.html>

2.4 Spektrallinien

Beim Übergang von einem höheren Energieniveau in ein niedrigeres wird elektromagnetische Strahlung emittiert, dessen Energie der Energiedifferenz der beiden Niveaus entspricht. Die in diesem Versuch untersuchten Spektrallinien entstehen durch folgende Übergänge von Cadmium:

$$^1P_1 \leftrightarrow ^1D_2 \lambda = 643,8 \text{ nm}$$

$$^1P_1 \leftrightarrow ^1D_2 \lambda = 643,8 \text{ nm}$$

$$^3S_1 \leftrightarrow ^3P_1 \lambda = 480,0 \text{ nm}$$

wobei λ die Wellenlänge der emittierten Strahlung des jeweiligen Überganges bezeichnet. Liegt ein äußeres Magnetfeld an, spaltet sich das Niveau 1D_2 in fünf Niveaus auf, während alle anderen Niveaus sich nur in drei aufspalten. Erlaubte Übergänge der aufgespaltenen Niveaus sind nur solche bei denen sich m_J nur um maximal 1 ändert.⁴

Unterschieden werden die Übergänge nach $\Delta m_J = 0$, welche als π -Übergänge bezeichnet werden und $\Delta m_J = \pm 1$, die σ_+ - bzw σ_- -Übergänge genannt werden.

Die Strahlung aus π -Übergängen ist parallel zum angelegten Magnetfeld polarisiert, während sie bei σ_{\pm} -Übergängen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld zirkular polarisiert ist. Letztere Polarisation wird in diesem Versuch als senkrecht zum Magnetfeld wahrgenommen, da dies der Projektion zirkular-polarisierter Strahlung auf eine entfernte Ebene parallel zum Magnetfeld entspricht.

Die π -Übergänge von $^1P_1 \leftrightarrow ^1D_2$ haben nach Gleichung 4 die gleiche Energieverschiebung, womit sich keine Spektrallinien-Aufspaltung feststellen lässt. Bei $^3S_1 \leftrightarrow ^3P_1$ sind die Energieverschiebungen der beiden Niveaus nach Gleichung 9 aufgrund von verschiedenen Landé-Faktoren unterschiedlich, weshalb die Spektrallinie sich in drei aufteilt. Aufgrund der geringen Aufspaltung bei den, in diesem Versuch verfügbaren, Magnetflussstärken sind diese aber kaum oder gar nicht zu unterscheiden.

Die Spektrallinien der σ_{\pm} -Übergänge spalten sich alle auf, aber auch hier ist im Rahmen dieses Experiments nur eine Aufspaltung in jeweils drei Linien unterscheidbar.

2.5 Lummer-Gehrcke Platte

Die Lummer-Gehrcke Platte besteht aus einem optischen Element durch das ein einfallender Strahl auf zwei planparallele Platte geleitet wird. Dort wird der Strahl zwischen den beiden Platten hin und her reflektiert und bei jeder Reflexion tritt ein Bruchteil aus der Lummer-Gehrcke Platte aus. Diese Strahlen sind parallel und haben einen äquidistanten Abstand zueinander.

Der Austrittswinkel hängt unter anderem von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung ab, wodurch sich damit die Aufspaltung einer Spektrallinie beobachten lässt in Form

⁴Vgl. Haken und Wolf, Atom- und Quantenphysik, ISBN 978-3-540-67453-5, 2000, S. 295.

einer räumlichen Aufteilung der Austretenden Strahlung. Das Auflösungsvermögen der Lummer-Gehrke Platte wird beschrieben durch:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{L(n^2 - 1)}{\lambda} \quad (10)$$

Das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda$ in welchem die Strahlen nicht interferieren ist gegeben durch:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d\sqrt{n^2 - 1}} \quad (11)$$

3 Fehler

Der Mittelwert:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=0} x_i \quad (12)$$

Die Standardabweichung:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n - 1}} \quad (13)$$

Der Fehler des Mittelwertes:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (14)$$

Die Gaußsche Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_x = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2} \quad (15)$$

Die Prozentuale Abweichung:

$$Abweichung = \frac{\text{ExperimentellerWert} - \text{Theoriewert}}{\text{Theoriewert}} \times 100 \quad (16)$$

4 Durchführung

In diesem Kapitel werden die einzelnen Schritte des Versuches erklärt.

Zunächst wird mittels einer Hall-Sonde die Magnetflussstärke des verwendeten Elektromagneten vermessen, um den Zusammenhang zwischen der Flussstärke und der eingestellten Stromstärke berechnen zu können.

Danach wird der Versuch wie in Abbildung 1 aufgebaut. Das aus der Spektrallampe tretende Licht wird auf ein Geradsichtprisma fokussiert. Dieses lenkt das Licht wellenlängenabhängig ab. Ein eingebrachter Polarisationsfilter lässt danach die verschiedenen Übergänge voneinander trennen. Der Spalt S_2 lässt je nach Einstellung nur einen kleinen Wellenlängenbereich, um die zu untersuchende Wellenlänge hindurch. Zuletzt wird das Licht durch eine Linse auf die Lummer-Gehrcke Platte geleitet und danach mittels einer Kamera fotografiert.

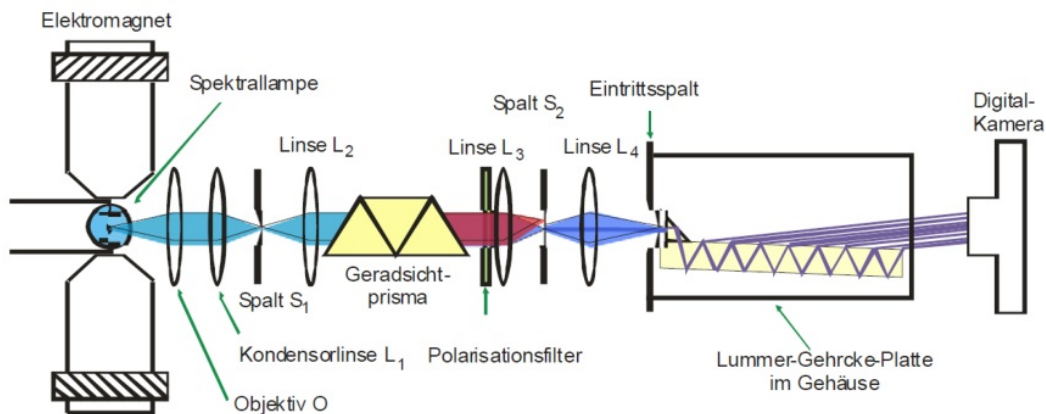


Abbildung 1: Versuchsaufbau⁵

Bei der Justage musste zunächst das Objektiv möglichst nah an die Spektrallampe herangeführt werden, um letztendlich die Intensität des auf die Lummer-Gehrcke Platte einfallenden Strahls zu maximieren. Der Strahlgang sollte mittig durch alle Linsen führen, um Verluste zu minimieren und in so einem Winkel auf das Eingangsfenster der Lummer-Gehrcke Platte treffen, dass der Strahl in die eigentliche Platte totalreflektiert wird. Der Winkel bestimmt auch wo auf der Platte die Linien vorwiegend zu sehen sind und sollte für die Spektrallinie mit 480 nm möglichst nahe am Eingangsfenster der Platte liegen, da dies ein besseres Bild ergab. Die Position der Kamera musste auf die Lummer-Gehrcke Platte abgestimmt werden und damit die entstehenden Linien deutlich sichtbar sind, musste der Fokus der Kamera ins Unendliche gelegt, sowie die Belichtungszeit sehr hoch gewählt werden.

Untersucht wurde die Aufspaltung der Spektrallinien bei 480 nm und 643,8 nm Wellenlänge. Dazu wurde jeweils vier Photos gemacht. Zwei Photos mit eingeschaltetem Magnetfeld

⁵V27 Der Zeemaneffekt, TU Dortmund

für parallel zum Magnetfeld und senkrecht dazu polarisierte Strahlung und zwei Photos ohne Magnetfeld für dieselben Polarisationen.

5 Auswertung

In diesem Kapitel werden die aufgenommenen Messwerte ausgewertet.

5.1 Vorbereitung

5.1.1 Lumer-Gehrcke Platte

Die Eigenschaften der Lumer-Ghercke, Platte lassen sich mit den Materialeigenschaften der Platte bestimmen. Die in diesem Versuch verwendete Lumer-Ghercke Platte hat die Maße $d = 4 \text{ mm}$, $L = 120 \text{ mm}$. Die beiden Spektrallinien welche betrachtet werden sollen sind:

$$\lambda_{rot} = 643,8 \text{ nm und } \lambda_{blau} = 480,0 \text{ nm.}$$

Für diesen Versuchsaufbau ergeben sich die wellenlängenabhängigen Brechungsindizes:

$$n_{rot} = 1.4567 \text{ und } n_{blau} = 1.4635.$$

Mit diesen Angaben kann dann über Gleichung 10 das Auflösungsvermögen A und über Gleichung 11 das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda$ berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Wellenlängenabhängige Werte der Lummer-Gehrcke Platte, für Auflösungsvermögen und Dispersionsgebiet.

Größe	643,8 nm	480,0 nm
A	209128.59	285458.06
$\Delta\lambda_D/\text{pm}$	48.91	26.95

5.1.2 Bestimmung der Landé-Faktoren

Die Unterschiede in der Aufspaltung der Spektrallinien ist abhängig von den Landé Faktoren g_j . Für den roten Übergang zwischen den Niveaus $^1P_1 \leftrightarrow ^1D_2$ und den blauen Übergang zwischen den Niveaus $^3S_1 \leftrightarrow ^3P_1$ ergeben sich für die einzelnen Landé Faktoren, mit Gleichung 8 die Werte in Tabelle 2. Mit der Notation $^{2S+1}L_j$ für die Niveaus, wobei L die Bezeichnung des Niveaus ist, welchem ein fester Drehimpuls zugeordnet ist, ergeben sich Für die Energiedifferenz zwischen den einzelnen Niveaus ergeben sich nun aus Gleichung 4 folgend die Werte für den normalen Zeeman Effekt in Tabelle 3. Für den anormalen Zeeman Effekt können die Faktoren über Gleichung 9 bestimmt werden. Sie sind in Tabelle 4 dargestellt.

Tabelle 2: Berechnung der Landé-Faktoren.

Niveau	J	S	L	g_j
1P_1	1	0	1	1
1D_2	2	0	2	1
3S_1	1	1	0	2
3P_1	1	1	1	$\frac{2}{2}$

Tabelle 3: Berechnung der Landé-Faktoren des normalen Zeemann-Effektes.

643,8 nm	m = -1	m = 0	m = +1
	$\mu_B B$	0	$\mu_B B$

5.1.3 Berechnung der optimalen B-Feldstärken

Um zu vermeiden, dass sich Linien überschneiden da sie sich entweder zu weit voneinander entfernen oder nicht weit genug, werden hier die optimalen Feldstärken berechnet. Das optimale B-Feld ergibt sich über:

$$B = \frac{hc}{4\mu_B \lambda^2 g_{ij}} = \frac{\Delta E}{\mu_B g_{ij}} \quad (17)$$

Die sich daraus ergebenden idealen B-Feldstärken sind in Tabelle 5 dargestellt.

5.2 Vermessung des Elektromagneten

Es ist aufgrund des Versuchsaufbaus nicht möglich die magnetische Flussdichte B zwischen den beiden Polschuhen des Elektromagneten zu bestimmen während die Cadmiumdampf-lampe eingeführt ist. Daher muss das Magnetfeld vorher mittels einer Hallsonde in abhängigkeit vom Spulenstrom ausgemessen werden. Wenn die Cadmiumdampf-lampe dann eingeführt ist muss nurnoch der passende Spulenstrom eingestellt werden. In Tabelle 6 sind die Messdaten für die Neukurve dargestellt.

Tabelle 4: Berechnung der Landé-Faktoren des anormalen Zeemann-Effektes.

480,0 nm	m = -1	m = 0	m = +1
	$\frac{3}{2}\mu_B B$	$-\frac{1}{2}\mu_B B$	--
	$2\mu_B B$	0	$-2\mu_B B$
	--	$\frac{1}{2}\mu_B B$	$\frac{3}{2}\mu_B B$

Tabelle 5: Optimale B-Feldstärken für die verschiedenen Landé-Faktoren.

λ/nm	Δg_{ij}	B/T
480.0	0.5	1.25
648.8	1.0	0.63
480.0	1.5	0.42
648.8	2.0	0.31

Tabelle 6: In der Tabelle sind die Messdaten für den Spulenstrom I und die resultierende Flussdichte B dargestellt.

$I/[\text{A}]$	$B/[\text{mT}]$
5.0	452.1
4.8	440.4
4.6	430.2
4.4	415.4
4.2	403.4
4.0	388.0
3.8	371.7
3.6	356.7
3.4	338.8
3.2	320.9
3.0	305.5
2.8	288.2
2.6	266.8
2.4	248.8
2.2	229.6
2.0	209.2
1.6	169.8
1.2	131.1
0.8	89.4
0.4	50.7
0.0	9.9

Die Daten aus Tabelle 6 wurden in Abbildung 2 dargestellt. Zudem wurde an die Daten ein Polynom dritten Grades angepasst die verwendeten Parameter lauten:

$$a_3 = (-0.00105 \pm 0.00008) \text{T/A}^3$$

$$a_2 = (0.00359 \pm 0.00062) \text{T/A}^2$$

$$a_1 = (0.09673 \pm 0.00135) \text{T/A}$$

$$a_0 = (0.01059 \pm 0.00080) \text{T}$$

Das zugehörige Polynom hat die Form:

$$B(I) = a_3 I^3 + a_2 I^2 + a_1 I + a_0$$

5.3 Vermessung der Spektrallinien

Um die Linien zu vermessen wurde das Licht aus der Lummer-Gehrcke Platte mit einer CAD-Kamera aufgenommen. Die aufgenommenen Bilder wurden dann händisch zugeschnitten. Anschließend wurde mittels eines Python-Programms jeweils die vertikal mittlere Pixelzeile herausgeschnitten und in Graustufen umgerechnet. Die jeweiligen Werte für die Helligkeit wurden gegen die Pixelposition aufgetragen, Die jeweiligen Plots sind in Unterabschnitt 5.5 zu sehen. Das Programm zählte dann die Pixel welche zwischen zwei Maxima liegen.

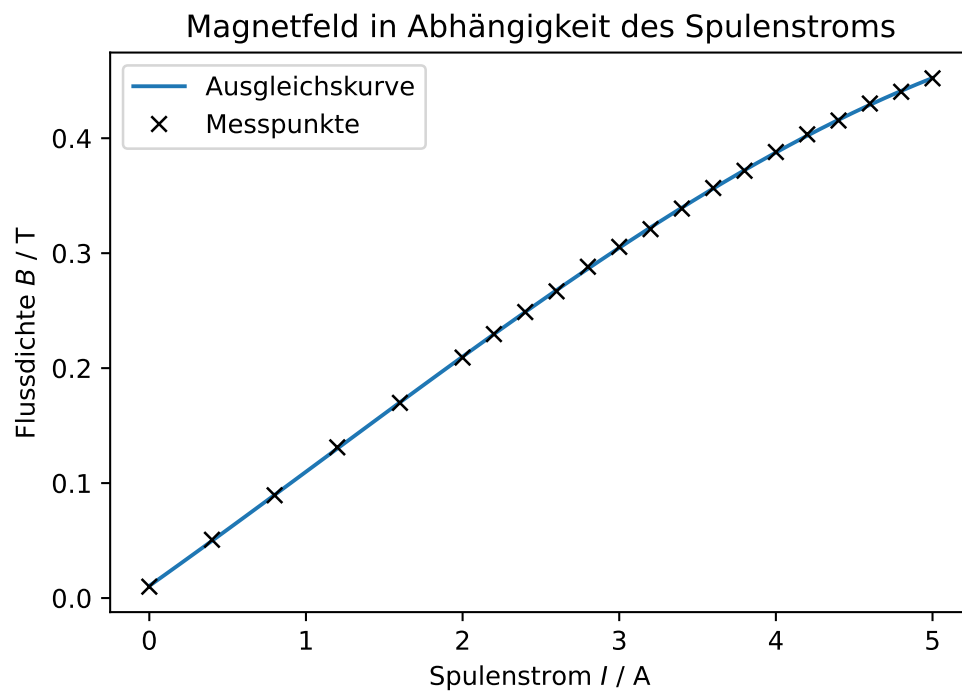


Abbildung 2: Magnetische Flussdichte des verwendeten Elektromagneten in Abhängigkeit des Spulenstroms.

5.3.1 Die rote Sigma-Linie

Zunächst wird der normale Zeeman-Effekt an der roten σ -Linie der Cadmiumdampfampe vermessen. In Abbildung 3 sind die Aufnahmen der Lummer-Gehrcke-Platte zu sehen. Dabei stand der Polarisationsfilter bei $\phi = 90^\circ$. Im oberen Teil der Grafik ist das Magnetfeld abgeschaltet, im unteren eingeschaltet. Im direkten Vergleich ist sofort die Aufspaltung erkennbar.

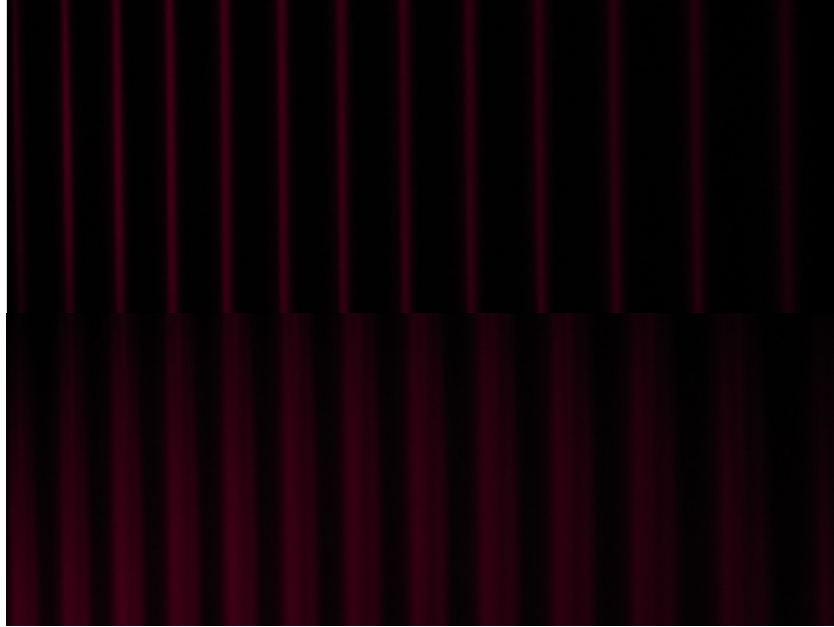


Abbildung 3: Die rote Spektrallinie, oben ohne Magnetfeld, unten mit Magnetfeld.

Aus den mit dem beschriebenen Programm berechneten Daten wurde dann die Wellenlängenverschiebung $\delta\lambda$ berechnet. Sie ist zusammen mit den gefundenen Daten für δs und Δs in Tabelle 7 dargestellt. Die Wellenlängenverschiebung berechnet sich über:

$$\delta\lambda = \frac{\delta s}{2\delta S} \Delta\lambda_D \quad (18)$$

Aus diesen Daten wurde dann der Mittelwert nach Gleichung 12 mit zugehörigem Fehler nach Gleichung 14 berechnet.

Tabelle 7: Wellenlängenverschiebung der roten Sigma-Linie.

Mode Nr.	$\Delta S/\text{px}$	$\delta S/\text{px}$	$\delta\lambda/\text{pm}$
0	119	37	7.6
1	124	31	6.11
2	124	41	8.09
3	133	52	9.56
4	134	47	8.58
5	145	53	8.94
7	149	44	7.22
8	160	56	8.56
9	165	48	7.11
10	180	71	9.65
11	196	81	10.11
12	218	75	8.41
\emptyset			8.33 ± 0.34

5.3.2 Die blaue Pi-Linie

Um die blaue π -Linie des anormalen Zeemaneffektes beobachten zu können muss der Aufbau des Experiments geringfügig verändert werden. Als erstes wird der Spalt des optischen Aufbaus so eingestellt, dass nun die blaue Spektrallinie auf die Lummer-Gehrcke-Platte trifft. Anschließend wird der Polarisationsfilter auf $\phi = 90^\circ$ eingestellt. Dann kann analog zu Unterunterabschnitt 5.3.1 vorgegangen werden. Die dabei errechneten Werte sind in Tabelle 8 dargestellt. Zur berechnung des Mittelwertes wurde das $\delta\lambda$ der Mode Nr. 7 ausgelassen da dieses besonders stark abweicht. In Abbildung 4 ist der direkte Vergleich der π -Linie mit ein- und ausgeschaltetem Magnetfeld zu sehen.

Tabelle 8: Wellenlängenverschiebung der blauen Pi-Linie.

Mode Nr.	$\Delta S/\text{px}$	$\delta S/\text{px}$	$\delta\lambda/\text{pm}$
0	38	4	1.42
1	3	3	13.48
2	35	12	4.62
3	39	28	9.67
4	39	33	11.4
6	35	6	2.31
7	3	36	161.7
8	37	38	13.84
9	38	14	4.96
\emptyset			7.71 ± 1.76

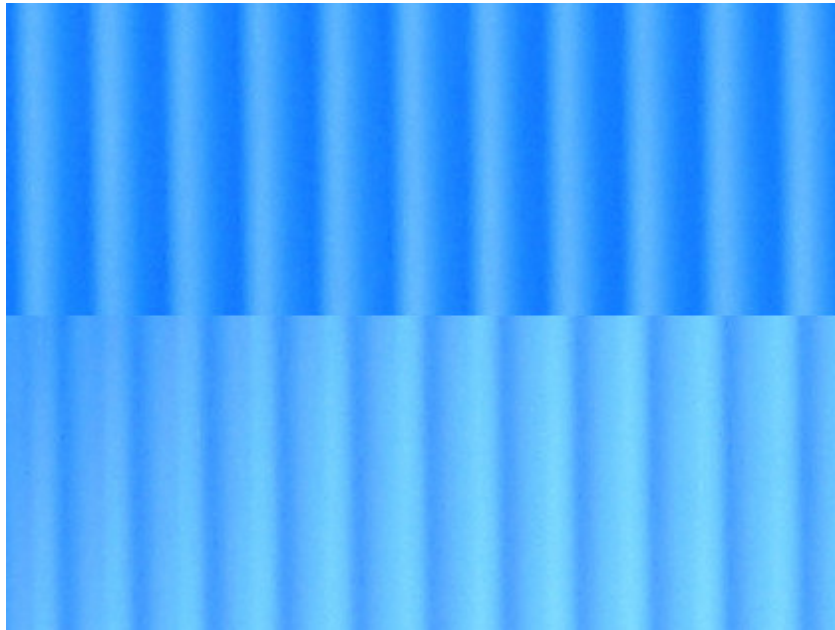


Abbildung 4: Die Pi-Linie, oben ohne Magnetfeld, unten mit Magnetfeld.

5.3.3 Die blaue Sigma-Linie

Für die blaue σ -Linie wurden exakt analog zu Unterunterabschnitt 5.3.1 vorgegangen. Die Aufspaltung der Linien ist in Abbildung 5 zu sehen. Die Daten sind zusammen mit ihrem Mittelwert in Tabelle 9 dargestellt. Zur berechnung des Mittelwertes wurde das $\delta\lambda$ der Mode Nr. 9 ausgelassen da dieses besonders stark abweicht

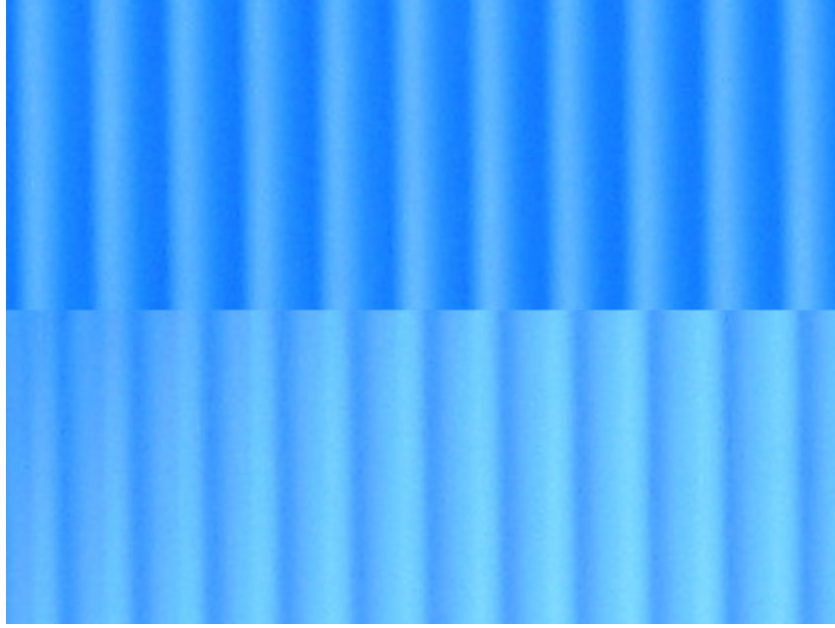


Abbildung 5: Die blaue Sigma-Linie, oben ohne Magnetfeld, unten mit Magnetfeld.

Tabelle 9: Wellenlängenverschiebung der blauen Sigma-Linie.

Mode Nr.	$\Delta S/\text{px}$	$\delta S/\text{px}$	$\delta\lambda/\text{pm}$
0	33	22	8.98
1	35	12	4.62
2	2	4	26.95
3	34	24	9.51
4	35	23	8.86
5	36	22	8.23
6	37	16	5.83
8	36	6	2.25
9	4	23	77.48
10	33	4	1.63
11	36	18	6.74
12	3	4	17.97
13	34	21	8.32
\emptyset			9.16 ± 2.02

5.4 Bestimmung der Landé-Faktoren

Um die Landé Faktoren zu bestimmen, wird von der Formel für die Veränderung der Energie Gleichung 9 ausgegangen:

$$\Delta E = g_{ij}\mu_B B m_J \Leftrightarrow g_{ij} = \frac{\Delta E}{\mu_B B}$$

μ_B ist dabei das Bohrsche Magneton und $g = g_{ij}$ der gewünschte Landé Faktor, nach dem direkt umgestellt wurde. In erster Näherung

$$\Delta E = E(\lambda + \delta\lambda) - E(\lambda)$$

ergibt die Taylorentwicklung:

$$\Delta E = \frac{\delta E}{\delta\lambda} E(\lambda).$$

Diese wird mit der quantenmechanischen Energie $E(\lambda) = \frac{hc}{\lambda}$ in den Landé Faktor eingesetzt und es folgt:

$$g = \frac{\delta\lambda hc}{\mu_B B \lambda^2}$$

Nun können mithilfe der in Unterabschnitt 5.3 bestimmten Wellenlängenverschiebungen die Landé-Faktoren berechnet werden.

Tabelle 10: Die berechneten Landé-Faktoren

λ/nm	Übergang	$\delta\lambda/\text{pm}$	g_j
648.8	σ	8.31 ± 0.34	0.94 ± 0.04
480.0	σ	9.16 ± 2.02	2.50 ± 0.50
480.0	π	7.71 ± 1.76	1.60 ± 0.4

5.5 Helligkeitsplots

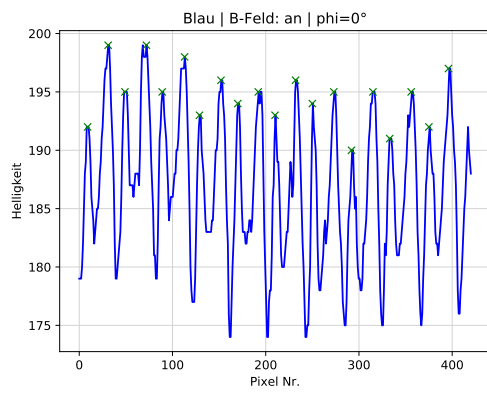


Abbildung 6

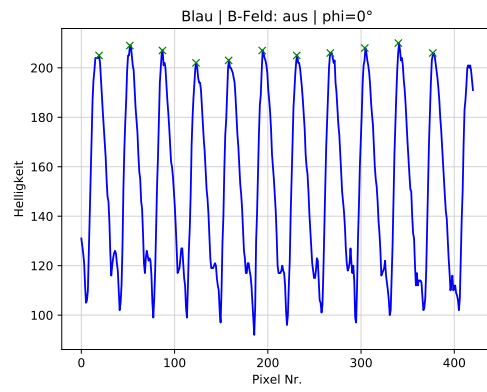


Abbildung 8

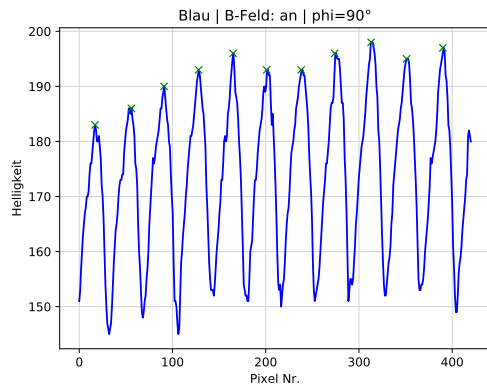


Abbildung 7

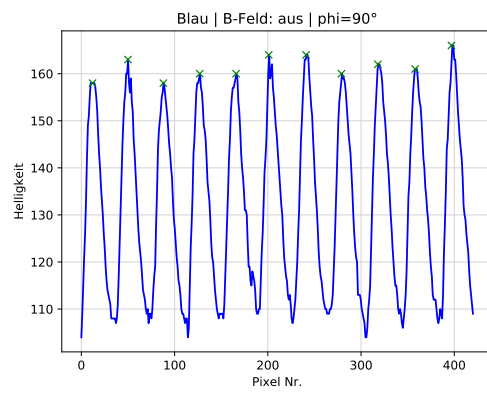


Abbildung 9

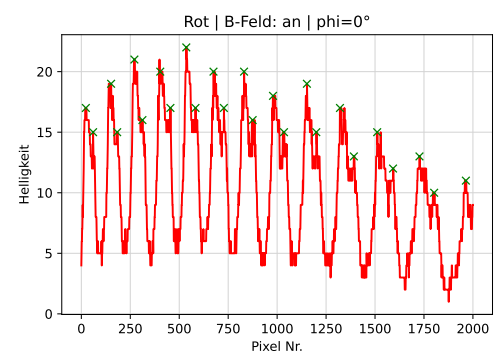


Abbildung 10

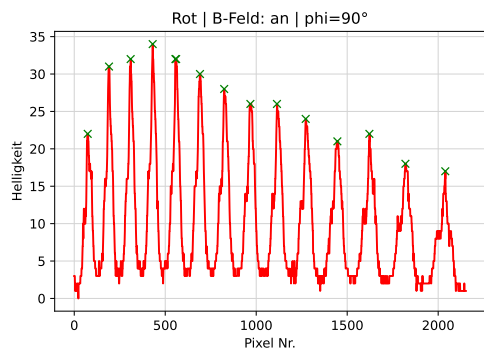


Abbildung 11

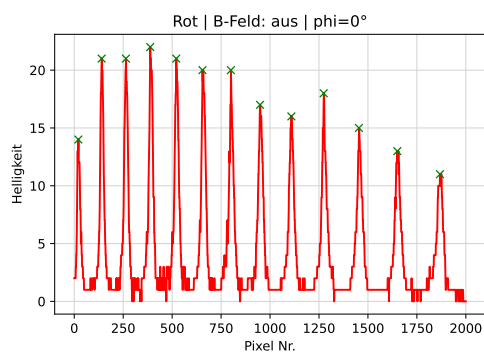


Abbildung 12

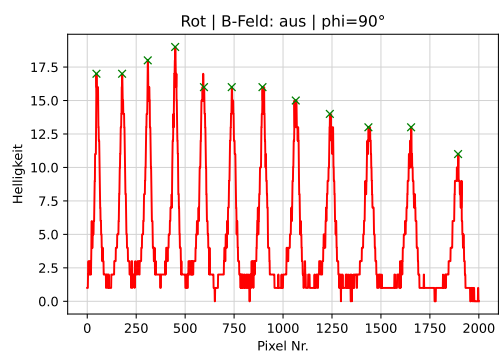


Abbildung 13

6 Diskussion

Dieses Kapitel befasst sich mit der Diskussion der im Abschnitt 5 erhaltenen Ergebnisse. In Tabelle 11 werden die berechneten mit den experimentell bestimmten Landé-Faktoren verglichen und die entsprechende Abweichung nach Gleichung 16 berechnet.

Tabelle 11: Abweichung der Landé-Faktoren.

λ/nm	Übergang	g_{theo}	g_j	Abweichung / %
648.8	σ	1.0	0.94 ± 0.04	6 ± 4
480.0	σ	1.5	2.50 ± 0.50	60 ± 40
480.0	π	0.5	1.60 ± 0.4	220 ± 70

Die Abweichungen sind unter anderem damit zu erklären, dass das B-Feld für den anomalen Zeemaneffekt zu klein war da der Elektromagnet keine größere Leistung bringen konnte. Das führt dazu das bei dem blauen Pi-Übergang nahezu keine Aufspaltung der Linien erkennbar ist. Hier kann nur eine Verbreiterung beobachtet werden. Das wird noch von der Tatsache, dass der Polarisationsfilter nicht ideal ist, die dritte Linie also jeweils nur abschwächt und nicht vollständig herausfiltert, verstärkt. Ein weiteres Problem dürfte sein das insbesondere bei den blauen Linien eine Vielzahl an Moden aufgenommen wurde, das führt dazu das jede einzelne Mode weniger Pixel breit ist und sich somit Linien schlechter unterscheiden lassen.