

Durchführung: 02.12.2019
Abgabe: 06.01.2020

PRAKTIKUMSPROTOKOLL V27

ZEEMANN-EFFEKT

Anneke Reinold¹,
Paul-Simon Blumenkamp²

¹anneke.reinold@tu-dortmund.de

²paul-simon.blumenkamp@tu-dortmund.de

1 Einleitung

Das Ziel dieses Versuchs ist die Untersuchung des Zeeman-Effekts durch die Betrachtung von Spektrallinien einer Cadmiumdampflampe. Insbesondere sollen hierbei die Landéschen-Faktoren der jeweiligen Übergänge bestimmt werden.

2 Theorie

2.1 Das magnetische Moment der Elektronenhülle

Das magnetische Moment der Elektronenhülle eines Atoms entsteht aus dem Zusammenspiel der magnetischen Momente der einzelnen Elektronen. Diese wiederum sind zurückzuführen auf die beiden bekannten Drehimpulse eines Elektrons:

Den Spin \vec{s} , mit

$$|\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad \text{mit } s = \frac{1}{2}, \quad (1)$$

und den Bahndrehimpuls l

$$|\vec{l}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad \text{mit } l = 0, 1, 2, \dots, n-1. \quad (2)$$

Die daraus resultierenden magnetischen Momente sind:

$$\vec{\mu}_l = -\mu_B \sqrt{l(l+1)} \vec{l}_e, \quad (3)$$

wobei μ_B das Bohrsche Magneton

$$\mu_B = -\frac{1}{2} e_0 \frac{\hbar}{m_0}, \quad (4)$$

mit der Elementarladung e_0 und der Elektronenmasse m_0 , ist und \vec{l}_e ein Einheitsvektor in \vec{l} -Richtung ist und:

$$\vec{\mu}_s = -g_S \mu_B \sqrt{s(s+1)} \vec{s}_e. \quad (5)$$

Der hier auftretende Faktor $g_s \approx 2$ ist dabei der Landé-Faktor des Elektrons, welcher für das anomale magnetische Moment des Spins verantwortlich ist und durch relativistische Effekte mit der Dirac-Gleichung erklärt werden kann.

Das magnetische Moment der kompletten Elektronenhülle entsteht dann durch die Wechselwirkung der Drehimpulse und magnetischen Momente aller Elektronen miteinander und jeweils für die einzelnen Elektronen. Da dieses System jedoch für die meisten Atome zu kompliziert wird, sind zwei mögliche Vereinfachungen möglich: für leichtere Atomkerne gilt die L - S -Kopplung, oder auch Russel-Saunders-Kopplung, während für schwere Kerne die jj -Kopplung genutzt wird.

2.1.1 *L-S-Kopplung*

Für leichtere Kerne dominiert die Wechselwirkung der Drehimpulse und magnetischen Momente der Elektronen untereinander, sodass sich jeweils ein Gesamtbahndrehimpuls

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad \text{mit} \quad |\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)}\hbar \quad (6)$$

und ein Gesamtspin

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad \text{mit} \quad |\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar \quad (7)$$

bilden. Gesamtdrehimpuls und Gesamtspin für abgeschlossene Schalen sind dabei immer 0, sodass nur unabgeschlossene betrachtet werden müssen. Aus historischen Gründen werden Gesamtbahndrehimpulsterme mit $L = 0, 1, 2, 3$ als S, P, D, F-Terme bezeichnet. Es können nur ganzzahlige Werte von L auftreten. Als magnetisches Moment des Gesamtbahndrehimpuls ergibt sich

$$|\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \quad (8)$$

und für den Gesamtspin

$$|\vec{\mu}_S| = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)}. \quad (9)$$

Für hinreichend schwache externe Magnetfelder können sich dann Gesamtbahndrehimpuls und Gesamtspin zum Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle \vec{J} zusammenschließen:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad \text{mit} \quad |\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar. \quad (10)$$

Bei starken externen Magnetfeldern hingegen tritt der Paschen-Back-Effekt auf und die *L-S-Kopplung* wird aufgehoben.

2.1.2 *jj-Kopplung*

Für schwere Kerne koppeln Spin und Bahndrehimpuls der einzelnen Elektronen zunächst aneinander, bevor sich ein Gesamtdrehimpuls aufstellen lässt. Es ergeben sich also die Gesamtdrehimpulse der einzelnen Elektronen \vec{j}_i

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i, \quad (11)$$

aus welchen dann der Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle aufgestellt werden kann

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i. \quad (12)$$

Der Übergang zwischen den Bereichen, in welchen die beiden Näherungen gültig sind, ist dabei fließend.

Das magnetische Moment der Elektronenhülle $\vec{\mu}_J$ ergibt sich aus den magnetischen Momenten $\vec{\mu}_L$ und $\vec{\mu}_S$

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S \quad \text{mit} \quad |\vec{\mu}_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}, \quad (13)$$

wobei g_J ein Landé-Faktor ist

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (14)$$

Wegen der Richtungsquantelung hat der Winkel zwischen $\vec{\mu}_J$ und \vec{B} nur Werte, bei denen für die Komponente in Feldrichtung gilt:

$$\mu_{J_z} = -m g_J \mu_B, \quad (15)$$

wobei m die magnetische Quantenzahl ist und ganzzahlige Werte zwischen $-J$ und J annehmen kann.

2.2 Aufspaltungen von Energieniveaus in externen Magnetfeldern

Befindet sich ein Atom mit einem magnetischem Moment $\vec{\mu}_J$ in einem externen B-Feld, so existiert ein Energieterm E_{mag} der Form

$$E_{\text{mag}} = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B} \quad (16)$$

bzw.

$$= m g_J \mu_B. \quad (17)$$

Es zeigt sich also, dass die Energieniveaus des Atoms in $2J+1$ äquidistante Unterniveaus aufspalten, wobei die Energiedifferenz der einzelnen Niveaus linear von der externen Feldstärke \vec{B} abhängt. Es folgt, dass durch die Aufspaltung auch neue Übergänge und somit neue Spektrallinien auftreten können. Auf die Regeln, die solche Übergänge befolgen müssen, soll im Folgenden weiter eingegangen werden.

2.2.1 Übergangsregeln

Durch Lösen der zeitabhängigen Schrödingergleichung für einen Übergang zwischen zwei Niveaus mit den Energien E_m und E_n , was zur Emission eines Photons mit Frequenz

$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h} \quad (18)$$

führen würde, lässt sich zeigen, dass die Übergangsregeln

$$\Delta l = \pm 1 \quad (19)$$

und

$$\Delta m = 0, \pm 1 \quad (20)$$

erfüllt sein müssen. Ferner stellt sich heraus, dass diejenigen Übergänge, welche $\Delta m = \pm 1$ haben, um die Feldachse zirkular polarisiert sind. Sie werden auch als σ^\pm -Übergänge bezeichnet. Ein Übergang mit $\Delta m = 0$ wird hingegen als π -Übergang bezeichnet und ist linear in Feldrichtung polarisiert.

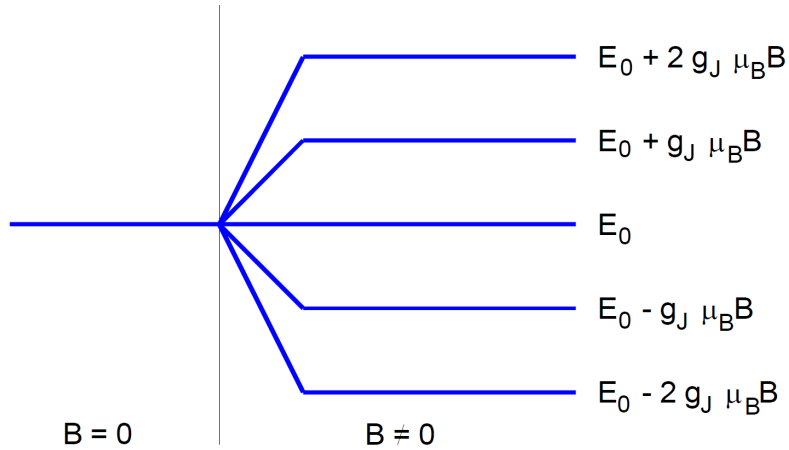


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Niveaueinfaltung eines Atoms mit $J = 2$ in einem externen B-Feld.

2.3 Der Zeeman-Effekt

2.3.1 Der normale Zeeman-Effekt

Der aus historischen Gründen so benannte normale Zeeman-Effekt tritt in Atomen mit $S = 0$ auf. Der verschwindende Gesamtspin bewirkt, dass die Energiedifferenz zwischen den einzelnen Zeemanniiveaus stets gleich groß ist:

$$\Delta E = m \mu_B B. \quad (21)$$

Es entsteht also immer eine Aufspaltung in drei Liniengruppen mit gleichem Δm .

2.3.2 Der anomale Zeeman-Effekt

Anders als beim normalen Zeeman-Effekt gilt hier $S \neq 0$, weswegen die Energiedifferenz hier mit variablen Landé-Faktoren durch

$$\Delta E = (m_1 g(L_1, S_1, J_1) - m_2 g(L_2, S_2, J_2)) \mu_B B, \quad (22)$$

gegeben ist.

3 Durchführung

3.1 Versuchsaufbau

Der für den Versuch genutzte Aufbau ist in Abbildung 2 schematisch dargestellt. Als

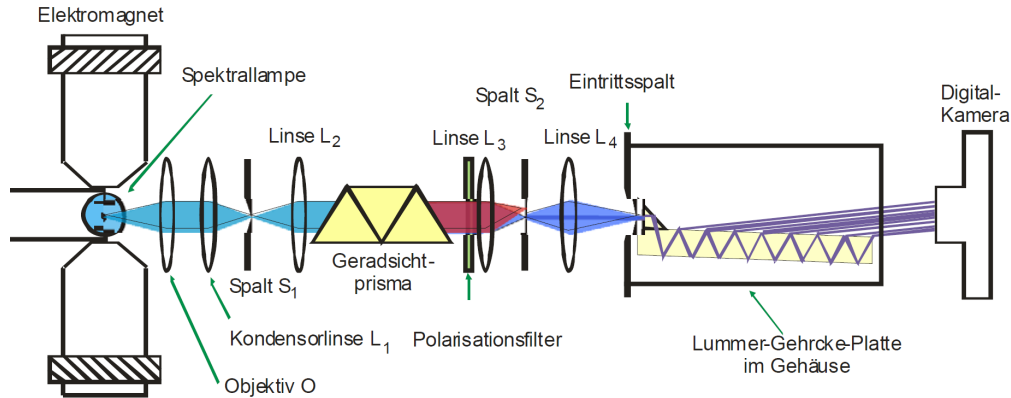


Abbildung 2: Schematische Darstellung des im Versuch genutzten Aufbaus [1].

Lichtquelle zur Untersuchung der Spektrallinien dient eine Cadmiumdampfampe, die in einem Elektromagneten platziert ist, welcher sich über seine Stromversorgung steuern lässt. Das Licht wird mit einem Objektiv und einer Kondensorlinse auf einen Spalt fokussiert. Mit einer zweiten Linse wird dann ein möglichst paralleles Lichtbündel auf ein Geradsichtprisma gelenkt, welches das Licht in seine Spektrallinien aufteilt. Ein Polarisationsfilter erlaubt die Untersuchung der Polarisationseigenschaften der Strahlung. Nach Fokussierung durch eine dritte Linse fällt das Licht auf einen weiteren Spalt, der auf einer senkrecht zur Richtung der optischen Achse verlaufenden Schiene befestigt ist und es somit erlaubt, die gewünschte Spektrallinie zu isolieren. Diese wird danach ein letztes mal mit einer Linse fokussiert und trifft dann auf eine Lummer-Gehrke-Platte. Bei der Lummer-Gehrke-Platte handelt es sich um ein optisches Instrument, welches Interferenz an planparallelen Platten ausnutzt, um ein sehr hohes Auflösungsvermögen zu erzielen. Das Licht wird durch ein Prisma so auf ein paar planparallele Platten gelenkt, dass bei jeder Reflektion nur ein geringer Teil der Strahlung transmittiert wird. Dieser geringe Anteil des austretenden Lichts kann dann gemäß der Bedingung

$$2d \cos \theta = n\lambda, \quad (23)$$

wobei d die Dicke der Platte und λ die Wellenlänge des Lichts ist, mit anderen Strahlenbündeln interferieren. Dies erlaubt es für monochromatisches Licht aus dem Gangunterschied der Maxima die Wellenlänge zu bestimmen. Des Weiteren wird beim Einschalten eines externen Magnetfelds, wegen der sich ändernden Wellenlänge, der Abstand der Maxima um δs verschoben. Das Auflösungsvermögen einer Lummer-Gehrke-Platte ist gegeben durch

$$A = \frac{L}{\lambda} (n^2 - 1), \quad (24)$$

wobei L die Länge der Platte und n der Brechungsindex ist. Es existiert auch eine maximale Wellenlängendifferenz, die notwendig ist, damit sich zwei Wellenlängen nicht überlagern. Dieses Dispersionsgebiet ist gegeben durch:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d} \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} . \quad (25)$$

Das Interferenzmuster der Lummer-Gehrke-Platte lässt sich mit einer Digitalkamera aufnehmen.

3.2 Versuchsdurchführung

Zu Beginn des Versuchs muss der Elektromagnet mit einer Hall-Sonde geeicht werden. Hierzu wird der Betriebsstrom stückweise erhöht und jeweils die Feldstärke gemessen. Anschließend wird mit dem Aufbau ein Interferenzmuster erzeugt, welches in der Kamera gut sichtbar ist. Es wird eine rote Linie ($\lambda = 643,8 \text{ nm}$) und eine blaue Linie ($\lambda = 480 \text{ nm}$) jeweils mit und ohne Magnetfeld für verschiedene Polarisationsrichtungen untersucht.

4 Vorbereitung

4.1 Dispersionsgebiet und Auflösungsvermögen

Zur Auswertung des Versuchs ist es zunächst noch notwendig das Auflösungsvermögen und das Dispersionsgebiet für die zu untersuchenden Spektrallinien zu bestimmen. Mit (24) und (25) ergibt sich:

	Rot	Blau
A	209064	285458
$\delta\lambda_D$	48,94 pm	27,94 pm

Hierbei sind die Parameter der Lummer-Gehrke-Platte:

$$d = 4 \text{ nm}$$

$$L = 120 \text{ mm}$$

$$n (@644 \text{ nm}) = 1,4567$$

$$n (@480 \text{ nm}) = 1,4635 .$$

4.2 Optische Übergänge in Cadmium-Atomen

Die Termschemata der blauen und roten Linie sind in den Abbildungen 4 und 3 dargestellt. Für die blaue Linie bestimmen sich die Landé-Faktoren der Energieniveaus gemäß (22) zu:

$$\begin{array}{c|c} & g_J \\ \hline {}^3P_1 & 1,5 \\ {}^3S_1 & 2 \end{array}$$

Für die rote Linie liegt der normale Zeeman-Effekt vor, weswegen $g_J = 1$ gilt. Die daraus folgenden Energiedifferenzen der Niveaus ΔE sind in Tabelle 1 dargestellt.

	$\Delta m = 1$	$\Delta m = 0$	$\Delta m = -1$
Rot	$-\mu_B B$	0	$\mu_B B$
Blau ($m_1 = +1$)	—	$-\frac{1}{2}\mu_B B$	$\frac{3}{2}\mu_B B$
Blau ($m_1 = 0$)	$-2\mu_B B$	0	$2\mu_B B$
Blau ($m_1 = -1$)	$-\frac{3}{2}\mu_B B$	$\frac{1}{2}\mu_B B$	—

Tabelle 1: Energieaufspaltung der Zeeman-Linien für die rote und die blaue Linie.

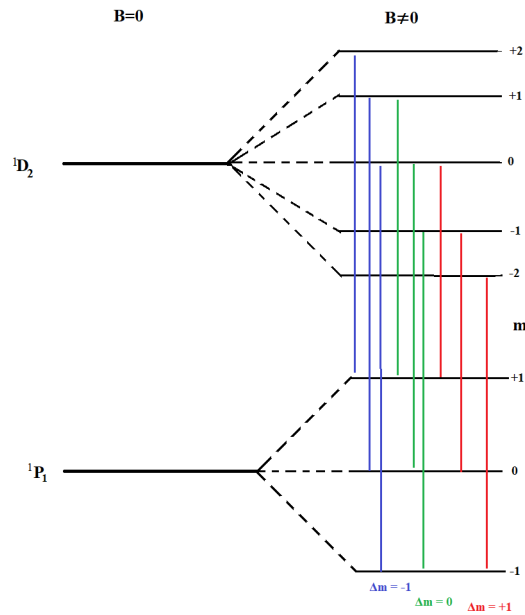


Abbildung 3: Termschema der Zeeman-Aufspaltung bei der roten Linie.

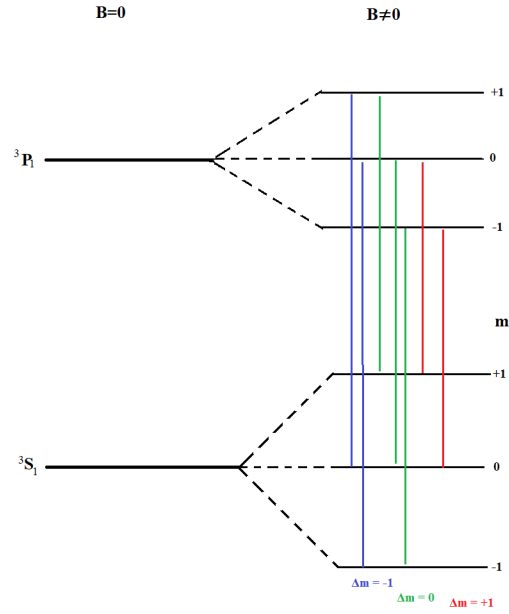


Abbildung 4: Termschema der Zeeman-Aufspaltung bei der blauen Linie.

4.3 Optimale Magnetfeldstärke

Um garantieren zu können, dass die Aufspaltungen innerhalb des Dispersionsgebiets liegen, ist es notwendig, die optimale Magnetfeldstärke zu bestimmen. Mit den vorhandenen Gleichungen lässt sich zeigen, dass zwischen B-Feld und Dispersionsgebiet gilt:

$$B = \frac{hc}{4\lambda^2} \Delta\lambda_D \frac{1}{g\mu_B} . \quad (26)$$

Mit den bereits berechneten Dispersionsgebieten folgt:

$$\begin{aligned} B(\lambda = 480 \text{ nm}, g = 1,75) &= 371,20 \text{ mT} \\ B(\lambda = 480 \text{ nm}, g = 0,5) &= 1299,21 \text{ mT} \\ B(\lambda = 643,8 \text{ nm}, g = 1) &= 632,28 \text{ mT} . \end{aligned}$$

5 Auswertung

Das für die Auswertung der angefertigten Bilder und der Bestimmung der Interferenzmaxima verwendete Programm ist das Paket *Fiji* der open-source-Anwendung *ImageJ* [2].

5.1 Eichung des Magnetfeldes

Zu Beginn der Auswertung soll das Magnetfeld des Elektromagneten geeicht werden. Hierzu werden die Strom-Magnetfeld-Paare für das ansteigende und das abfallende Magnetfeld aus Tabelle 3 grafisch aufgetragen. Durch eine lineare Ausgleichsrechnung der Form

$$B(I) = aI + b \quad (27)$$

soll ein möglichst exaktes Bestimmen des über den Strom I eingestellten Magnetfeldes B erreicht werden. Zu sehen ist dieser Zusammenhang in Abbildung 5. Als Parameter der Ausgleichsrechnung ergeben sich

$$a = (183,3 \pm 7,9) \frac{\text{mT}}{\text{A}},$$
$$b = (-36,0 \pm 27,8) \text{ mT}.$$

Insgesamt lassen sich somit die Magnetfelder für die im Experiment eingestellten Ströme zu 2 berechnen:

Tabelle 2: Aus der linearen Ausgleichsrechnung bestimmte Magnetfelder B für die im Experiment angelegten Ströme I .

I / A	B / mT
2,5	422 ± 34
3,8	660 ± 40
6,0	1060 ± 50

Tabelle 3: Messwerte der Magnetfeldstärke B in Abhängigkeit der Stromstärke I des verwendeten Elektromagneten jeweils bei ansteigenden und abfallenden Feldern.

I / A	$B_{\text{steigend}} / \text{mT}$	$B_{\text{fallend}} / \text{mT}$
0.0	5,5	6,3
0.5	111,8	105,3
1.0	155,5	163,7
1.5	242,4	244,1
2.0	318,2	310,3
2.5	390,0	406,9
3.0	469,9	474,7
3.5	550,7	554,9
4.0	629,2	642,8
4.5	734,7	746,6
5.0	880,9	879,2
5.5	1042,0	1015,4
6.0	1150,5	1150,5

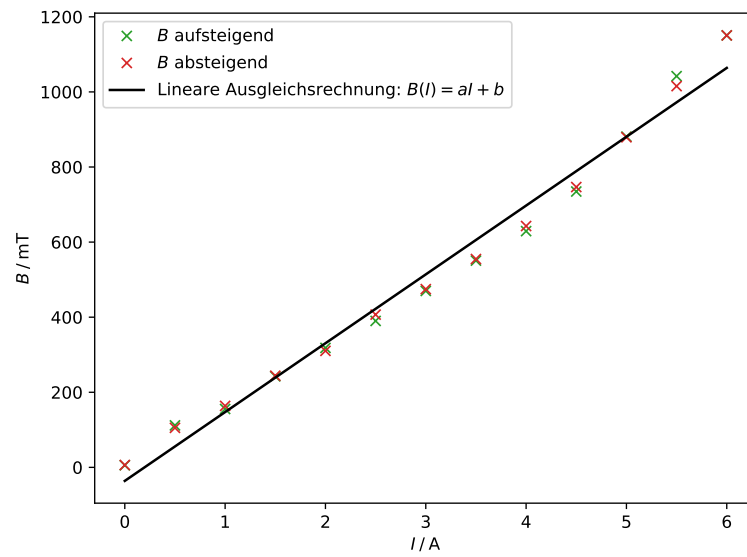


Abbildung 5: Das mit einer Hall-Sonde gemessene Magnetfeld B in Abhängigkeit des eingestellten Stroms I für ein Auf- und ein Absteigen. Ebenso eine lineare Ausgleichsrechnung zur Bestimmung des Wertepaarzusammenhangs.

5.2 Messung des Landé-Faktors

Im Folgenden sollen nun die Breiten der Interferenzstreifen ohne angelegtes Magnetfeld δ und unter Einfluss eines angelegten Magnetfeldes Δ bestimmt werden. Für die Wellenlängendifferenzen ergibt sich unter Verwendung der in Abschnitt 4.1 bestimmten $\Delta\lambda$:

$$\delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{\delta s}{\Delta s} \Delta\lambda. \quad (28)$$

Die Energiedifferenz aufgrund eines angelegten Magnetfeldes ergibt sich zu

$$|\Delta E| = |\Delta m| g \mu_B B. \quad (29)$$

Für die Energie lässt sich $E = \frac{hc}{\lambda}$ einsetzen und nach λ ableiten. Über Umformen des für $\delta\lambda$ eingesetzten Zusammenhangs (28) nach dem Landé-Faktor ergibt sich für die erlaubten Übergänge mit $|\Delta m| = 1$

$$g = \frac{\hbar c \delta \lambda}{\lambda^2 \mu_B B}. \quad (30)$$

Mittels des Pakets *Fiji* werden nun die aufgenommenen Photographien auf ihren Farbkontrast hin ausgewertet. Hierüber lassen sich die Abstände Δ und δ bestimmen. Bei der Aufnahme der Bilder ist mit einem konstanten Zoom von $30x$ gearbeitet worden, sodass ein Herausrechnen nicht nötig ist.

5.3 Vermessung der σ -Komponente der roten Linie

Zu Beginn werden die erhaltenen Maxima aus Tabelle 4 gezählt und mithilfe der Abstände auf einen gemittelten Abstand von

$$\delta s = 59,05 \text{ px} \quad (31)$$

heruntergerechnet. Da bei der Versuchsdurchführung kein Bild von dieser Polarisation ohne Magnetfeld aufgenommen wurde, muss hier eine weitere Auswertung entfallen.

Tabelle 4: Mit dem Programm *Fiji* [2] ausgelesene Intensitätsmaxima zur Bestimmung der Abstände δs für die rote Spektrallinie mit einem angelegten Magnetfeld $B = (660 \pm 40)$ mT unter einem Polarisationswinkel von 0° .

Nummer	x / px	y / bel. Einheiten
1	59	26,26
2	94	26,67
3	162	28,25
4	233	29,17
5	294	30,53
6	366	31,15
7	426	32,12
8	491	33,44
9	551	33,45
10	615	32,98
11	673	34,43
12	735	34,33
13	791	35,11
14	850	34,92
15	903	34,16
16	964	33,92
17	1014	34,41
18	1073	33,10
19	1122	31,97

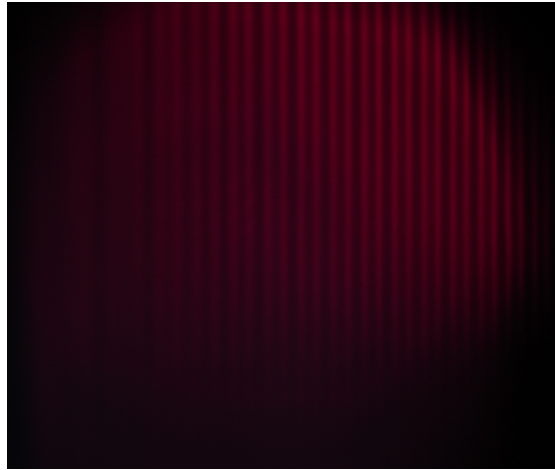


Abbildung 6: Fotografie der Interferenzlinien der Lummer-Gehrcke-Platte für die σ -Linie des roten Lichts bei einem angelegten Magnetfeld von $B = (660 \pm 40)$ mT.

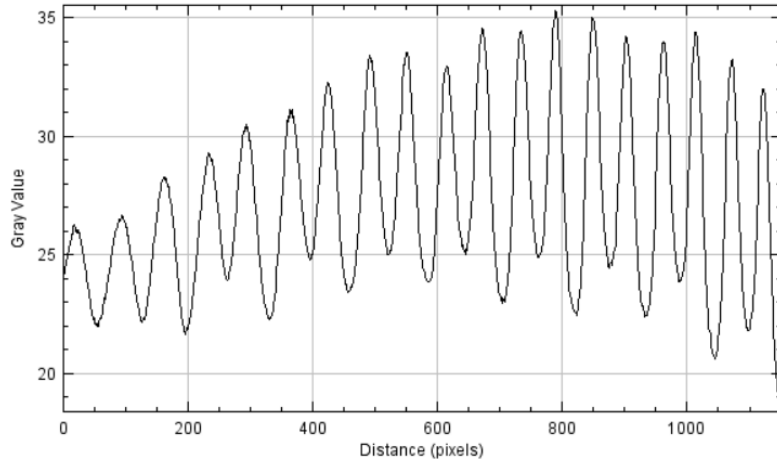


Abbildung 7: Kontrastauswertung der Interferenzintensität für die σ -Linie des roten Lichts bei einem angelegten Magnetfeld von $B = (660 \pm 40)$ mT. Aufgetragen ist die Intensität in beliebigen Einheiten gegen den Abstand in x -Richtung in Einheiten von Pixeln.

5.4 Vermessung der σ -Komponente der blauen Linie

Für die σ -Komponente sind Bilder mit und ohne Magnetfeld aufgenommen worden, sodass hier eine komplette Auswertung vorgenommen werden kann. Betrachtet man Tabelle 5, so lässt sich ein mittlerer Abstand von

$$\Delta s = 104,5 \text{ px} \quad (32)$$

bestimmen. Die zugeschnittene Bildaufnahme ist in Abbildung 8 zu sehen; der Grayscale-Auswertungsplot zur Bestimmung der Intensitätsmaxima in Abbildung 9.

Nach Zuschalten eines Magnetfeldes von $B = (422 \pm 34)$ mT ergeben sich folgende Abbildungen 8 und 9. Mithilfe von Tabelle 6 kann ein gemittelter Maximaabstand von

$$\delta s = 58,3 \text{ px} \quad (33)$$

ermittelt werden. Über die Formeln (28) und (30) lässt sich ein g -Faktor für die blaue σ -Linie von

$$g_{\text{blau},\sigma} = 1,72 \quad (34)$$

bestimmt werden. Dem Vergleich mit dem Theoriewert, der sich als Mittelwert von 1,5 und 2,0 zu $g_{\text{blau},\sigma,\text{theo}} = 1,75$ ergibt, folgt eine Abweichung von 1,7%.

Tabelle 5: Mit dem Programm *Fiji* [2] ausgelesene Intensitätsmaxima zur Bestimmung der Abstände Δs für die blaue Spektrallinie ohne angelegtes Magnetfeld unter einem Polarisationswinkel von 0° .

Nummer	x / px	y / bel. Einheiten
1	30	24,68
2	159	32,23
3	279	38,19
4	385	43,61
5	495	46,26
6	596	48,02
7	697	48,52
8	792	49,89
9	890	48,70
10	983	47,78
11	1075	45,08

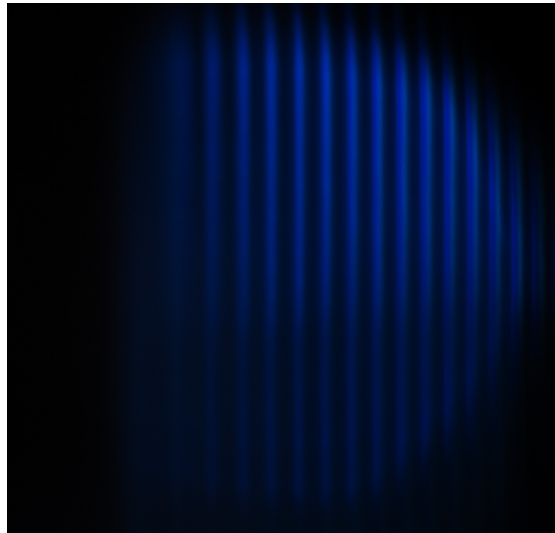


Abbildung 8: Fotografie der Interferenzlinien der Lummer-Gehrcke-Platte für die σ -Linie des blauen Lichts ohne ein angelegtes Magnetfeld.

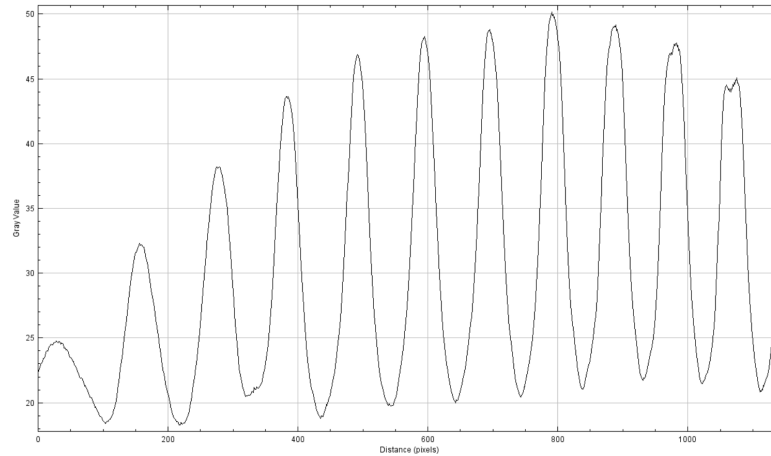


Abbildung 9: Kontrastauswertung der Interferenzintensität für die σ -Linie des blauen Lichts ohne angelegtes Magnetfeld. Aufgetragen ist die Intensität in beliebigen Einheiten gegen den Abstand in x -Richtung in Einheiten von Pixeln.

Tabelle 6: Mit dem Programm *Fiji* [2] ausgelesene Intensitätsmaxima zur Bestimmung der Abstände δs für die blaue Spektrallinie mit einem angelegten Magnetfeld $B = (422 \pm 34)$ mT unter einem Polarisationswinkel von 0° .

Nummer	x / px	y / bel. Einheiten
1	282	50,83
2	398	58,45
3	497	60,53
4	604	63,20
5	703	63,85
6	801	65,75
7	902	67,11
8	996	66,50
9	1088	66,26
10	1181	66,03

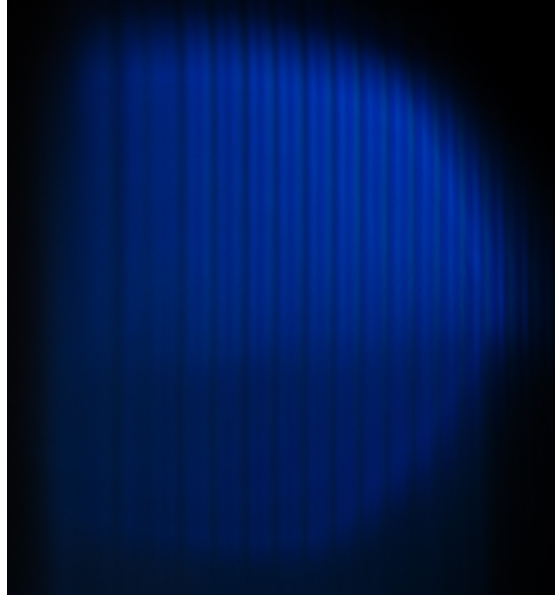


Abbildung 10: Fotografie der Interferenzlinien der Lummer-Gehrcke-Platte für die σ -Linie des blauen Lichts bei einem angelegten Magnetfeld von $B = (422 \pm 34) \text{ mT}$.

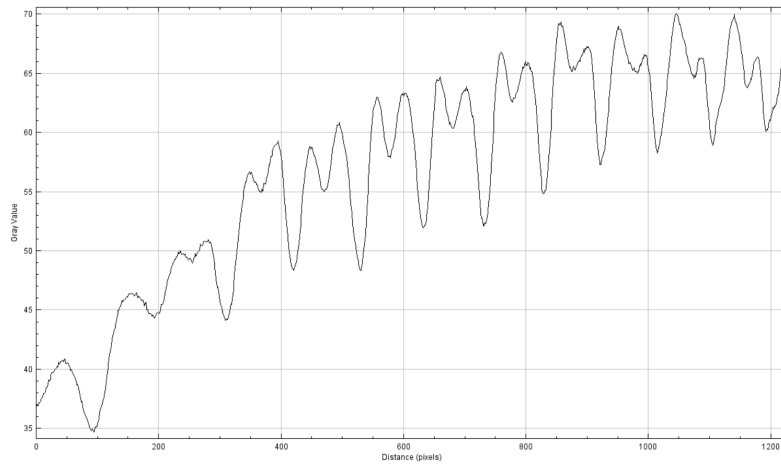


Abbildung 11: Kontrastauswertung der Interferenzintensität für die σ -Linie des blauen Lichts bei einem angelegten Magnetfeld von $B = (422 \pm 34) \text{ mT}$. Aufgetragen ist die Intensität in beliebigen Einheiten gegen den Abstand in x -Richtung in Einheiten von Pixeln.

5.5 Vermessung der π -Komponente der blauen Linie

Gleiches Vorgehen folgt ebenso für die π -Komponente der blauen Linie. Es folgen

$$\Delta s = 100,8 \text{ px} \quad (35)$$

und

$$\delta s = 35,2 \text{ px} . \quad (36)$$

Folgend ist ein g-Faktor von

$$g_{\text{blau},\pi} = 0,43 \quad (37)$$

und eine Abweichung von 14 % von dem Theoriewert von $g_{\text{blau},\pi,\text{theo}} = 0,5$.

Tabelle 7: Mit dem Programm *Fiji* [2] ausgelesene Intensitätsmaxima zur Bestimmung der Abstände Δs für die blaue Spektrallinie ohne angelegtes Magnetfeld unter einem Polarisationswinkel von 90° .

Nummer	x / px	y / bel. Einheiten
1	32	50,38
2	152	56,97
3	260	61,86
4	365	65,09
5	469	65,66
6	567	65,99
7	667	66,51
8	760	65,53
9	859	64,31
10	948	62,67
11	1040	62,72

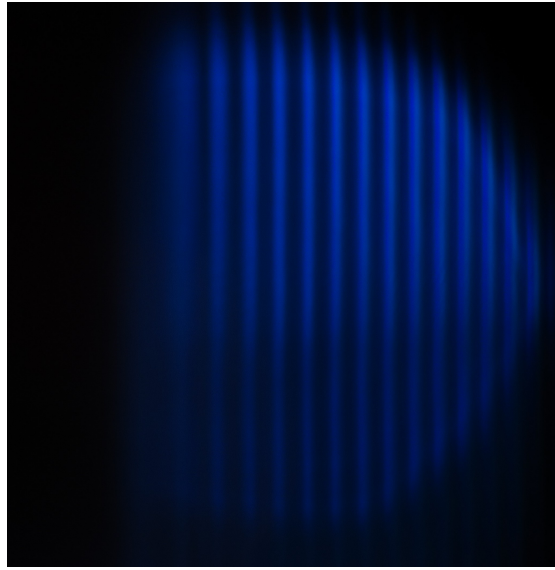


Abbildung 12: Fotografie der Interferenzlinien der Lummer-Gehrcke-Platte für die π -Linie des blauen Lichts ohne angelegtes Magnetfeld.

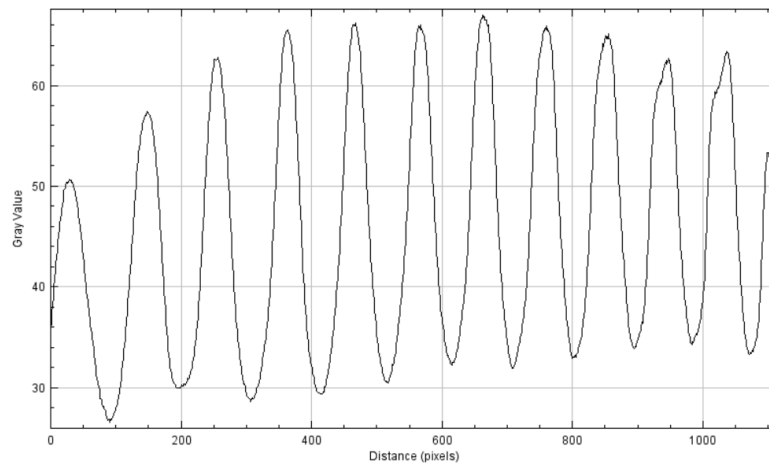


Abbildung 13: Kontrastauswertung der Interferenzintensität für die π -Linie des blauen Lichts ohne ein angelegtes Magnetfeld. Aufgetragen ist die Intensität in beliebigen Einheiten gegen den Abstand in x -Richtung in Einheiten von Pixeln.

Tabelle 8: Mit dem Programm *Fiji* [2] ausgelesene Intensitätsmaxima zur Bestimmung der Abstände δs für die blaue Spektrallinie mit einem angelegten Magnetfeld $B = (1060 \pm 50)$ mT unter einem Polarisationswinkel von 90° .

Nummer	x / px	y / bel. Einheiten
1	101	87,06
2	202	94,00
3	296	97,47
4	389	99,59
5	478	101,47
6	566	101,63
7	651	102,47
8	732	101,96
9	816	101,96
10	895	102,59
11	972	104,19
12	1049	103,60
13	1122	102,80
14	1196	102,14
15	1267	100,67

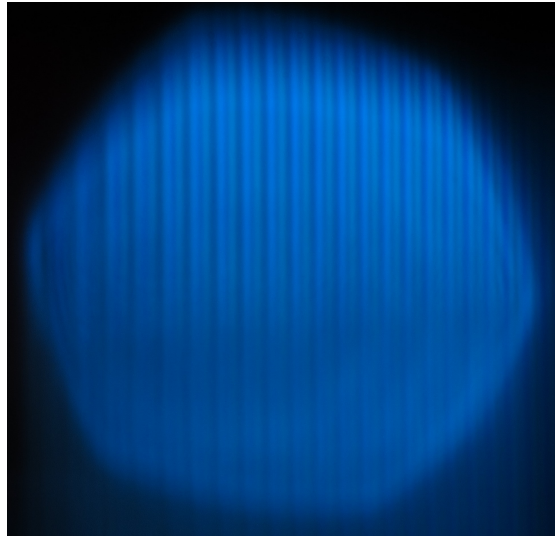


Abbildung 14: Photographie der Interferenzlinien der Lummer-Gehrcke-Platte für die π -Linie des blauen Lichts bei einem angelegten Magnetfeld von $B = (1060 \pm 50)$ mT.

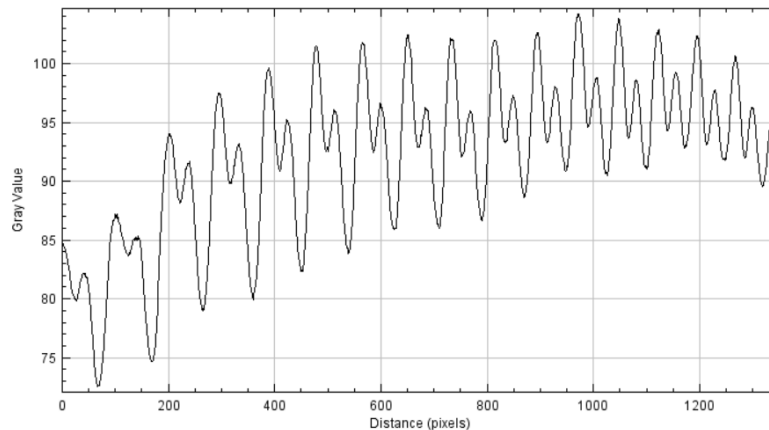


Abbildung 15: Kontrastauswertung der Interferenzintensität für die π -Linie des blauen Lichts bei einem angelegten Magnetfeld von $B = (1060 \pm 50)$ mT. Aufgetragen ist die Intensität in beliebigen Einheiten gegen den Abstand in x -Richtung in Einheiten von Pixeln.

6 Diskussion

Festgestellt werden kann im Generellen, dass die experimentell ausgerechneten Landéschen g -Faktoren gut mit den Theoriewerten übereinstimmen. Für die rote Linie konnte leider aufgrund eines experimentellen Fauxpas keine weitere Auswertung stattfinden. Für die σ -Linie ergab sich eine Abweichung von 14 %; für die π -Linie eine von 1,7 %. Zurückzuführen ist dies zu kleinen Teilen auf die Auswertung mittels des Programms *Fiji*, das unter Umständen die Intensitätsmaxima nicht immer korrekt ausgelesen hat. Zur Bestimmung der Aufspaltung muss beachtet werden, dass es zwei Methoden gibt diese zu ermitteln: In der ersten Methode wird der Abstand der Submaxima eines Peaks bestimmt bei der zweiten Methode der Abstand zwischen den nächsten beiden Submaxima von zwei verschiedenen Peaks. In der Auswertung wurde hierbei die erste Methode für die π -Linie genutzt und die zweite Methode für die σ -Linie.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch 27*. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/951412/mod_resource/content/1/V27-Mai2019.pdf (besucht am 29.12.2019).
- [2] J. Schindelin, I. Arganda-Carreras, E. Frise u. a. „Fiji: an open-source platform for biological-image analysis“. In: *Nature Methods* 9.7 (2012), S. 676–682. ISSN: 1548-7105. DOI: 10.1038/nmeth.2019. URL: <https://doi.org/10.1038/nmeth.2019>.