FP

Zeeman-Effekt

Katharina Brägelmann
Tobias Janßen

Durchführung: 30. Januar 2019,
Abgabe: 25. März 2019

katharina.braegelmann@tu-dortmund.de, tobias2.janssen@tu-dortmund.de

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung **3**

2 Theorie **3**
2.1 Einleitung . . . 3
2.2 Wechselwirkung der Drehimpulse und magnetischer Momente untereinader 3
2.3 Aufspaltung der Energienivaus eines Atoms im homogenen Magnetfeld . . 5
2.4 Energieaufspaltung und Übergänge . . . 6
2.5 Vorbereitungsaufgabe . . . 7

3 Aufbau und Durchführung **9**
3.1 Aufbau . . . 9
3.2 Durchführung . . . 10

4 Auswertung **11**
4.1 Kalibrierung des B-Felds . . . 11
4.2 Rot: Normaler Zeeman-Effekt . . . 12
4.3 Blau: Anormaler Zeeman-Effekt . . . 13

5 Diskussion **15**

1 Zielsetzung

Hier könnte Ihre Werbung stehen.

2 Theorie

2.1 Einleitung

Der Zeeman-Effekt beschreibt die Aufsplatung und Polarisation von Spekrtallinien eines Atoms unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes. Durch das Aufspalten der diskreten Energieniveaus kommt es bei der Lichtemmision zu kleinen unterschieden in der Wellenlänge.

Magnetische Moment Hüllenelektronen können mit Bahndrehimpuls $\vec{l}$ und mit dem Eigendrehimpuls $\vec{s}$ beschrieben werden. Dabei gilt:

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

Die magnetischen Momente welche durch die Drehimpulse und die Ladung der Elektronen entstehen können beschriben werden mit:

$$\vec{\mu}_l = -\mu_B \frac{\vec{l}}{\hbar} = -\mu_B \sqrt{l(l+1)}\vec{l}_e$$
$$\vec{\mu}_s = -g_S \frac{\mu_B}{\hbar}\vec{s} = -g_S \mu_B \sqrt{s(s+1)}\vec{s}_e$$

$\vec{l}_e$ und $\vec{s}_e$ sind die Einheitsvektoren in die jeweilige Richung. Die Größe g_S ist der Lande´-Faktor. μ_B beschreibt das Borsche Magneton und ist dabei gegebne als:

$$-\frac{1}{2} e_0 \frac{\hbar}{m_0}$$

Weiter gilt, dass e_0 die Elementarladung und m_0 die Elektronenmasse beschreibt.

2.2 Wechselwirkung der Drehimpulse und magnetischer Momente untereinader

Für Atome mit mehreren Elektronen gibt es viele unterschiedliche Arten wie Bahndrehimpuls und Spin miteinander wechselwirken können. Im wesnetlichen sind können zwei einfache Grenzfälle betrachtet werden, welche häufig in der Natur vorkommen.
Für Atome mit niedriger Kernladungszahl kann der Gesammtdrehimpuls $\vec{L}$ der Hülle aus den Bahndrehimpulsen $\vec{l}$ vektoriell zusammengesetzt werden. Das liegt an der großen Wechselwirkung zwischen den Bahndrehimpulsen.

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

Für den Gesamtbahndrehimpulls müssen nur unabgeschlossene Schalen betrachtet werden, da abgschlossene Schalen immer einen Bahndrehimpulls von 0 besitzen. $\vec{l}$ kann dabei nur ganzzahlige Quantenzahlen von 0,1,2 oder 3 annehmen. Je nach Quantenzahl kann zwischen S,P,D und F-Term unterschieden werden. Das magnetische Moment $\vec{\mu}_L$ vom Gesamtbahndrehimpuls $\vec{L}$ läst sich errechnen mit:

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

Für den Gesamtspin der Elektronenhülle $\vec{S}$ gilt für Atome mit nut zu hoher Ordnungszahl ebenfalls die verktorielle Summation der einzelnen Komponenten. Die Einzelkomponenten sind hier die Einzelspins $\vec{s}_i$.

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}i$$

Die Gesamtspinquantenzahl S kann der Werte $\frac{N}{2}, \frac{N}{2} - 1, ..., \frac{1}{2}, 0$ annehmen. N beschribt dabei die Anzahl der Elektronen aus den unabgeschlossenen Schalen. Der Betrag des Gesamtspins läst sich aufstellen zu:

$$|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar.$$

Der dazugehörige Betrag des magnetischen Momentes ist gegeben als:

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

Im Falle, dass das Atom keinem zu großen Magnetfeld ausgesetzt ist kann der Gesammtdrehimpuls $\vec{J}$ geschreiben werden als:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

Die beschriebene LS-Kopplung ist für die Betrachtung des Zeeman-Effekts zugrunde gelegt. $\vec{J}$ kann abhängig von S ganz- oder habzahlig sein. Der Betrag vom Gesamtdrehimpuls ist gegeben als:

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar$$

Beschreibt man ein Energie Nivau kann das mit

$$^M\mathcal{L}_J$$

erfolgen. M ist dabei von S abhängig in der Form $M = 2S + 1$. Für das Drehimpulssymbol $\mathcal{L}$ gilt: $\mathcal{L} \in \{S(L=0), P(L=1), D(L=2), F(L=3)\}$. Wobei L wieder der Gesamtdrehimpuls ist.

Der zweite Grenzfall betrachtet die j-j-Kopplung bei Atomen mit höheren Kernladungszahlen. Durch die starke Kopplung zwischen den Spin und den Bahndrehimpuls eines Einzelelektrons setzt sich der Gesamtdrehimpuls des Elektrons nun zusammen aus:

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i.$$

Der gesammt Drehimpuls der Elektronenhülle läst sich schreiben als:

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i.$$

Es bei dieser Betrachtung kann kein Gesammtdrehimpuls $\vec{L}$ oder ein Gesammtspin $\vec{S}$ deviniert werden.
Für Atome mit mittlerer Kernadungszahl besteht ein fließender Übergang zwischen den beiden Grenzfällen.

2.3 Aufspaltung der Energienivaus eines Atoms im homogenen Magnetfeld

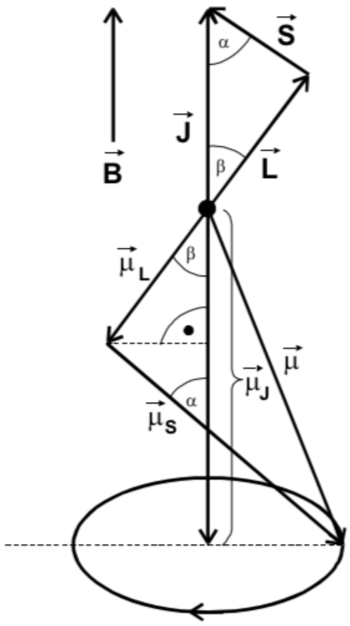

Abbildung 1: Darstellung der verschiedenen magnetischen Momente von Spin, Bahndrehimpuls und Gesamtdrehimpuls

Das magnetische Moment welches zum Gesammtdrehimpuls $\vec{J}$ gehört läst sich brerchnen mit

$$\vec{\mu}_J = \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)},$$

wobei für den Landé-Faktor g_J des entsprechneden Atoms gilt:

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

2.4 Energieaufspaltung und Übergänge

Durch die Richtungsquantelung sind nur genau $2J+1$ Einstellungen des atomaren magnetischen Momentes zu der äußeren Feldrichtung möglich. Die zusätzliche Energie die das Moment $\vec{\mu}$ im äußeren Magntfeld bekommt ist gegeben als:

$$E_{\text{mag}} = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B} = m g_J \mu_B .$$

Für die Orientierungsquantenzahl m gilt $-J < m < J$. Für den Fall, dass $B \neq 0$ Salltet sich also das Enaginiveau E_0 eines Atoms aus in $2J+1$ äqidistante Niveaus. In der Abbildung ist diese aufspaltung für $J=2$ Abgebildet. Die Aufspaltung führt bei Lichtemmision zur aufspaltung des Spektrums die wird als Zeeman-Effekt bezeichnet.
Da nur bestimmte Energieübergänge möglich sind gibt es die Auswahlregeln.
Für die festlegung der Auswahlregeln wird die zeitabhängige Schrödingergleichung benötigt.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi(\vec{r},t) + U\psi(\vec{r},t) - i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r},t)}{\partial t} = 0 \tag{2}$$

Die Lösungen ψ beschreiben den Überganz zwischen den Energieniveaus α und β. Aus den Lösungen ergibt sich eine Schwingung des Elektrons zwischen den beiden Energieniveaus mit der Frequenz:

$$\nu_{\alpha\beta} := \frac{E_\alpha - E_\beta}{h}$$

Das Elektron läst sich dementsprechent als Dipol beschreiben welches in die x-Richtung mit:

$$D_x = -e_0 \text{const } 2\Re \left(\underbrace{\int x \psi_\beta^* \psi_\alpha dV}_{x_{\alpha\beta}} \exp(2\pi i \nu_{\alpha,\beta} t) \right)$$

abstrahl. Für die y und z Richtung kann die Formel analog aufgestellt werden. Das Integal $x_{\alpha\beta}$ und seine alalogen y und z Komponenten werden Matxixelemente bezeichnet und sind wichtig für dei berechnung des Poynting-Vektors $\vec{S}_{\alpha\beta}$ Der Poyning-Vektor berechnet sich nach:

$$|\vec{S}_{\alpha\beta}| \sim \left(|x_{\alpha\beta}|^2 + |y_{\alpha\beta}|^2 + |z_{\alpha\beta}|^2 \right) \sin^2(\gamma)$$

γ beschreibt dabei den Winkel zwischen Dipolmoment und Ausbreitungsrichtung der Strahlung. Es kann gezeigt werden, dass die Intensität der vom Dipol emitierten Strahlung mit den Matixelementen zusammenhängt. Für den Fall, dass das B-Feld in die Z-Richtung zeigt verschwindet $z_{\alpha\beta}$ außer wenn gilt, dass $m_\alpha = m_\beta$. $x_{\alpha\beta} \pm i y_{\alpha\beta}$ verschwindet ebenfalls außer wenn gilt, dass $m\beta = m_\alpha \pm 1$. Zum Zeeman-Effekt kommt es also nur wenn sich die Orienteirungsquantenzahlen m_α und m_β garnicht oder nur um ± 1 unterscheiden.

Für den Fall, dass $\Delta m = 0$ ($z_{\alpha\beta} \neq 0,\ x_{\alpha\beta} = iy_{\alpha\beta} = 0$) kommt es schwingung des Dipols parallel zu Magntfeldachse, dies führt bei der Emmision zu linear-polarisiertem Licht parallel zum $\vec{B}$. Durch die Polarisation kann das emmitierte Licht am besten senkrecht (Transversal) zur Feldrichunug beobachtet werden. Die Strahlungsart wird als π bezeichnet.
Für den Fall, das $\Delta m = \pm 1$ ($z_{\alpha\beta} = 0,\ x_{\alpha\beta} = \pm iy_{\alpha\beta} \neq 0$) kommt es zu links oder rechts zirkular-polarisierter Stahlung um dei Magnetfeldachse. Bei betrachtung aus der Transversaler Achse zur Feldachse erscheit emmitiertes Licht linear polarisiert. Die Strahlungsareten werden als σ bezeichnet.
Die oben getroffenen Aussagen gelten nur für den Fall, dass $S = 0$. Diesen Spezialfall bezeichnet man als normalen Zeeman-Effekt. Für Übergenge mit $S = 0$ gilt $g_J = 1$. Die Verschiebung der Energieniveaus ist dementsprächend unabhängig von den Quantenzahlen. Der Energieunterschied ΔE zwischen den niveaus ist unabhängig von L und J gleich groß.

$$\Delta E = m\mu_B B \text{ für } -J \leq m \leq J \tag{3}$$

Der annormale Zeeman-Effekt kommt deulich häufiger vor und tritt auf wenn $S \neq 0$. Es gelten für die Übergänge die selben Auswahlregeln $\Delta m = 0, \pm 1$. Da $g_J = 1$ nicht mehr gegeben ist, ergeben sich für die Übergänge die Energien von:

$$E = (m_i g_{J_i} - m_j g_{J_j})\mu_B B + E_0. \tag{4}$$

2.5 Vorbereitungsaufgabe

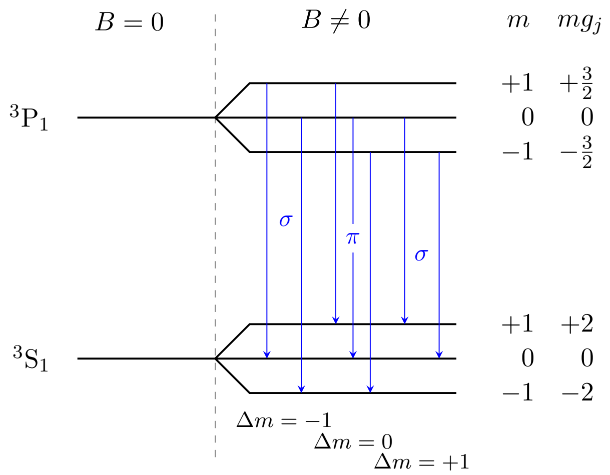

Abbildung 2: Thermschema eines $^3P_1 \leftrightarrow {^3S_1}$ Übergangs. Der Übergang liegt im blauen Wellenlängenbereich.

Übergang	m_1	g_1	m_2	g_2	g_{12}
	$^1P_1$		$^1D_2$		
	2	1	1	1	1
σ	1	1	0	1	1
	0	1	-1	1	1
	1	1	1	1	0
π	0	1	0	1	0
	-1	1	-1	1	0
	0	1	1	1	-1
σ	-1	1	0	1	-1
	-2	1	-1	1	-1

Tabelle 1: Hier sind die Landé-Faktoren der roten Spektrallinie aufgeführt.

Übergang	m_1	g_1	m_2	g_2	g_{12}
	$^3S_1$		$^3P_2$		
σ	+1	2	0	$\frac{3}{2}$	2
	0	2	-1	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$
	+1	2	+1	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$
π	2	2	0	$\frac{3}{2}$	0
	-1	2	-1	$\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$
	0	2	1	$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}$
σ	-1	2	0	$\frac{3}{2}$	-2

Tabelle 2: Hier sind die Landé-Faktoren der blauen Spektrallinie aufgeführt.

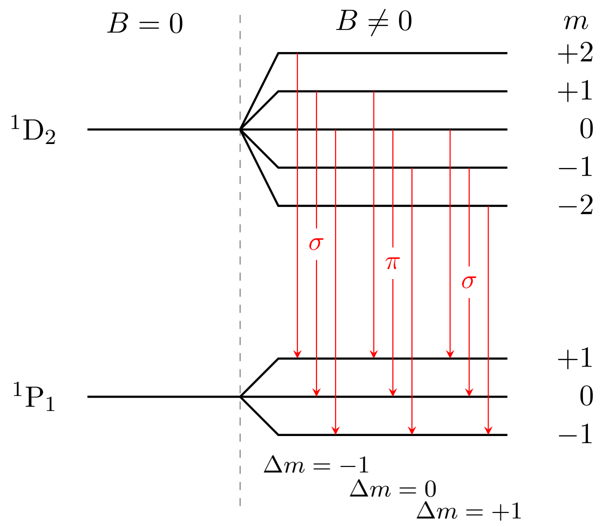

Abbildung 3: Thermschema eines ${}^1D_2 \leftrightarrow {}^1P_1$ Übergangs. Der Übergang liegt im roten Wellenlängenbereich.

3 Aufbau und Durchführung

3.1 Aufbau

Um den normalen und annormalen Zemman-Effekt zu messen werden die Spektrallinien einer Cadmium Lampe aufgenommen. Von Bedeutung sind dabei die Spektrallinien der Wellenlängen 643,8 nm (blau) welche beim Übergag ${}^1P_1 \leftrightarrow {}^1D_2$ entsteht und die Wellenlänge 480 nm (rot) welche beim Übergang ${}^1S_1 \leftrightarrow {}^3P_1$ entsteht. Mit der Wellenlänge im blauen Bereich kann der annormale Zeeman-Effekt beobachtett werde. Der normale Zeeman-Effekt kann mit der Wellenlänge im roten Bereich betrachtet werden.
Um die Zeeman-Aufspaltung zu erzeugen wird die Cadmium Lampe (Cd-Lampe) zwischen zwei Polschuhe eines Elektromagneten gebracht. Die Emissionslinien der Cd-Lampe werden Transversal zum Magnetfeld kollimiert. Unter Verwendung eines Gradsichtprismas werden die Wellenlängen separiert. Mithilfe eines Spaltes kann die zu untersuchende Spektrallinie von den andere Wellenlänge separiert werden. Druch einen Polarisationsfilter kann die Spektrallinie auf π- oder σ- Übergänge untersucht werden. Die Nachgeschaltete Lummer-Gehrcke-Platte erzeugt ein Interverenzmuster welches von einer Digitalkammera aufgezeichnet wird. Mithilfe der erzeugten Interferenz kann ein sehr hohe Auflösungsvermögen erzieht werden. Trift monoenergetishes Licht auf die Lummer-Gehrcke-Platte so entstehen Interferenzstreifen welche genau einen Gangunterschied von der eingestrahlen Wllenlänge besitzen. Bei eingeschaltetem Magnetfeld kommt es zur Aufspaltung der Wellenlängen. Die maximale Differenz der eingestzahlen Wellenlängen, damit sich die

Wellen nicht im Dispersionsgebiet überlagern, ist gegeben mit:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d}\sqrt{\frac{1}{n^2-1}} \tag{5}$$

d ist dabei die dicke der Lummer-Gehrcke-Platte und n der Brechungsindex für die jeweilige Wellenlänge. Die Wellenlängenänderung ist dabei gegeben als:

$$\delta\lambda = \frac{1}{2}\frac{\delta s}{\Delta s}\cdot\Delta\lambda_D \tag{6}$$

Die Lummer-Gehrcke-Platte der Länge L besitzt zudem ein Auflösungsvermögen von:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{L}{\lambda}(n^2-1) \tag{7}$$

3.2 Durchführung

Zunächst wird die Vermessung des Elektromagneten, mittels Messung des B-Feldes in Abhängigkeit vom Feldstrom, vorgenommen. Der Strom wird erhöht und anschließend verringert. Auf diese Weise lässt sich eine Hysteresekurve Messen. Anschließend wird die Cd-Lampe eingeschaltet und die Linsen werden justiert. Unter Verwendung von Linsen können bestimmt Spektrallinien betrachtet werden. Desweiteren wird ein Polarisator in den Strahlengang gebracht welcher erlaubt Strahlen mit bestimmter Polarisation einzeln zu betrachten. Eine am Ende des Strahlengangs angebrachte Digital-Kamera kann die Interferenzmuster aufnehmen und abspeichern.

Die erste Messung wird mit dem σ-Übergang der roten Linie durchgeführt(normaler Zeeman-Effekt). Durch lamgsammes hochfahren des Magnetfeldes kann darauf geachtet werden, dass sich sie Linien klar aufteilen, die Wellenlängendifferenz jedoch noch nicht ins Dispersionsgebiet gelangt. Das Interferenzmuster wird mit der Kamera aufgenommen. Die Messung wird für die π- und σ- Übergänge des blauen Lichtes analog Durchgeführt.

4 Auswertung

4.1 Kalibrierung des B-Felds

Die Messwerte zur Hysteresekurve der Kalibrierung des Magnetfelds sind in Tabelle 3 notiert. Die Werte werden in Abbildung 4 dargestellt. Da im folgenden Versuch kein höheres B-Feld als mit einem Strom von $I = 15{,}5\,\mathrm{A}$ verwendet wird, lässt sich der verwendete Bereich linear fitten. Aus dem Fit der Form $B = aI + b$ mit Python 3.6.3

Tabelle 3: Messdaten zur Kalibrierung des Magnetfelds

I/A	B/mT	I/A	B/mT	I/A	B/mT	I/A	B/mT
0	3.72	11	697.5	18	1012	7	436.7
1	76.65	12	763.7	17	981	6	386.6
2	132.1	13	820.0	16	943	5	313.5
3	198.2	14	872.5	15	926.2	4	250.0
4	261.7	15	922.3	14	873.9	3	178.7
5	321.9	16	964.1	13	811.2	2	118.7
6	390.6	17	974	12	756.8	1	53.88
7	453.4	18	1009	11	693.8	0	5.871
8	516.9	19	1039	10	612.8	-	-
9	578.5	20	1066	9	577.3	-	-
10	639.6	19	1038	8	503.5	-	-

($curve\_fit$) ergeben sich die Parameter a und b:

$$a = (61{,}2 \pm 0{,}5)\,\frac{\mathrm{mT}}{\mathrm{A}}$$

$$b = (11{,}7 \pm 4{,}7)\,\mathrm{mT}.$$

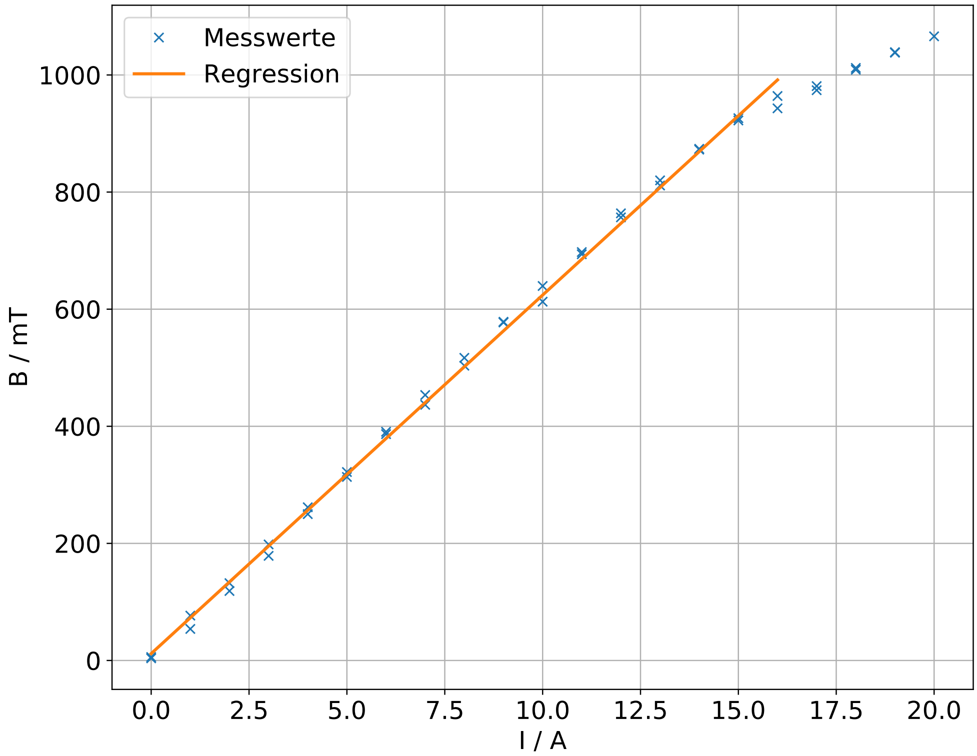

Abbildung 4: Hysteresekurve der Kalibrierung des B-Felds

4.2 Rot: Normaler Zeeman-Effekt

Die Werte zur Berechnung des Dispersionsgebietes der Lummer-Gehrke-Platte sind gegeben als

$$\begin{aligned} d &= 4 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m} \\ L &= 120 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m} \\ n(644\,\mathrm{nm}) &= 1.4567 \\ n(480\,\mathrm{nm}) &= 1.4635 \end{aligned}$$

Damit ergibt sich für das rote Licht (644 nm) das Dispersionsgebiet

$$\Delta\lambda_D = 4{,}89 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m}.$$

Das rote Licht hat eine zirkulare Polarisation. Die Abstände zwischen den Linien werden nach entsprechender Bearbeitung des Kontrasts und der Belichtung ausgewertet. Die

Messwerte sind in Tabelle 4 notiert. Es wird das Verhältnis der Aufspaltung bei angelegtem B-Feld zum Abstand der Linien ohne angelegtes B-Feld $\frac{\delta s_1}{\Delta s}$ berechnet. Mit dem Verhältnis und dem Dispersionsgebiet ergibt sich die Wellenlängenverschiebung $\delta\lambda$. Als gemittelte

Tabelle 4: Messdaten zum normalen Zeeman-Effekt

Δs/Pixel	δs_1/Pixel	$\frac{\delta s_1}{\Delta s}$	$\delta\lambda_1$
158	70	0.443	1.084 e-11
160	76	0.475	1.162 e-11
169	79	0.468	1.143 e-11
173	81	0.468	1.145 e-11
187	82	0.439	1.072 e-11
192	89	0.464	1.134 e-11
192	88	0.458	1.121 e-11
200	93	0.465	1.137 e-11
212	96	0.453	1.108 e-11
224	102	0.455	1.114 e-11
238	106	0.445	1.089 e-11
256	116	0.453	1.108 e-11

Wellenlängenverschiebung ergibt sich

$$\overline{\delta\lambda} = (1{,}12 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m}.$$

Das verwendetete Magnetfeld beim Strom $I = 9{,}5\,\mathrm{A}$ hat die Stärke

$$B = (593{,}5 \pm 6{,}7)\,\mathrm{mT} = (0{,}5935 \pm 0{,}0067)\,\mathrm{T}.$$

Der Fehler wird als Gaußfehler berechnet. Die Energie wird über die Energieänderung und (3) wie folgt berechnet:

$$\Delta E = |E\left(\lambda_0 + \overline{\delta\lambda}\right) - E\left(\lambda_0\right)| = \left|E(\lambda_0) + \frac{\partial E}{\partial\lambda}\overline{\delta\lambda} - E\left(\lambda_0\right)\right| = \left|\frac{\partial E}{\partial\lambda}\overline{\delta\lambda}\right| = \frac{hc}{\lambda^2}\overline{\delta\lambda}$$

Mit Gleichung (3) und der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ergibt sich

$$\begin{aligned} m &= \frac{hc}{\mu_B B\lambda^2}\overline{\delta\lambda} \\ &= 0{,}724 \pm 0{,}012. \end{aligned}$$

4.3 Blau: Anormaler Zeeman-Effekt

Als Dispersionsgebiet ergibt sich für das blaue Licht (480 nm):

$$\Delta\lambda_D = 2{,}70 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m}.$$

Die aus den Bildern aufgenommenen Messwerte sind in Tabelle 5 notiert. Zunächst wird nun das Verhältnis aus den Messwerten der Aufspaltungen mit entsprechender Polarisation (2≙zirkular, 3≙linear) zur unpolarisierten Messreihe ohne angelegtes B-Feld $\delta s_2/\Delta s$ bzw. $\delta s_3/\Delta s$ ausgerechnet. Mit dem Verhältnis und dem Dispersionsgebiet wird die Wellenlängenverschiebung $\delta\lambda$ für beide Polarisationen berechnet. Der Mittelwert der

Tabelle 5: Messdaten zum anormalen Zeeman-Effekt

Δs/Pixel	δs_2/Pixel	δs_3/Pixel	$\frac{\delta s_2}{\Delta s}$	$\frac{\delta s_3}{\Delta s}$	$\delta\lambda_2$	$\delta\lambda_3$
140	49	50	0.350	0.357	4.717 e-12	4.813e-12
154	52	65	0.338	0.422	4.550 e-12	5.688e-12
173	54	63	0.312	0.364	4.206 e-12	4.908e-12
177	62	57	0.350	0.322	4.720 e-12	4.340e-12
187	64	63	0.342	0.337	4.612 e-12	4.540e-12
197	68	69	0.345	0.350	4.652 e-12	4.720e-12
209	72	66	0.345	0.316	4.643 e-12	4.256e-12
233	74	74	0.318	0.318	4.280 e-12	4.280e-12
250	82	80	0.328	0.320	4.420 e-12	4.312e-12
282	89	90	0.316	0.319	4.253 e-12	4.301e-12
321	103	97	0.321	0.302	4.324 e-12	4.072e-12
399	120	135	0.301	0.338	4.053 e-12	4.560e-12

Wellenlängenverschiebung δs und der zugehörige Fehler als Standardabweichung werden mit der numpy-Bibliothek in Python (numpy.mean, numpy.std) berechnet. Es ergeben sich folgende Werte:

$$
\begin{aligned}
&\text{zirkular} \qquad \overline{\delta\lambda} = \qquad (4{,}5 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m} \\
&\text{linear} \qquad \overline{\delta\lambda} = \qquad (4{,}6 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m}.
\end{aligned}
$$

Der magnetfelderzeugende Strom wird bei der Messung erhöht. Es ergeben sich folgende Magnetfelder:

$$
\begin{aligned}
&\text{zirkular} \qquad I = 5\,\mathrm{A} \qquad B = (317{,}9 \pm 5{,}3)\,\mathrm{mT} \\
&\text{linear} \qquad I = 15{,}5\,\mathrm{A} \qquad B = (960{,}9 \pm 9{,}1)\,\mathrm{mT}.
\end{aligned}
$$

Die Energie ergibt sich durch Gleichung (4) und $E = h\nu$. E_0 ist die Energie des Lichts bei $B = 0$ mit $E_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 4{,}14 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{J} = 2{,}58\,\mathrm{eV}$ Analog zu (8) lässt sich die Energieänderung und der Landé-Faktor des Übergangs berechnen. Für die zirkulare Polarisation ergibt sich

$$g_{ij} = 1{,}30 \pm 0{,}02.$$

Für die lineare Polarisation

$$g_{ij} = 0{,}442 \pm 0{,}004.$$

5 Diskussion

Im Versuch werden die Übergänge des Cadmiums unter Aufspaltung durch den Zeeman-Effekt betrachtet. Dem roten Licht liegt dabei der normale Zeeman-Effekt zugrunde, dem blauen Licht der anormale Zeeman-Effekt.
Die Orientierungsquantenzahl m ergibt sich für den normalen Zeeman-Effekt (rot) zu

$$m_{\text{exp}} = 0{,}724 \pm 0{,}012,$$

was mit einer relativen Abweichung von $f = 27{,}6\,\%$ zur theoretischen Quantenzahl

$$m_{\text{theo}} = 1$$

des zirkularen Übergangs passt.

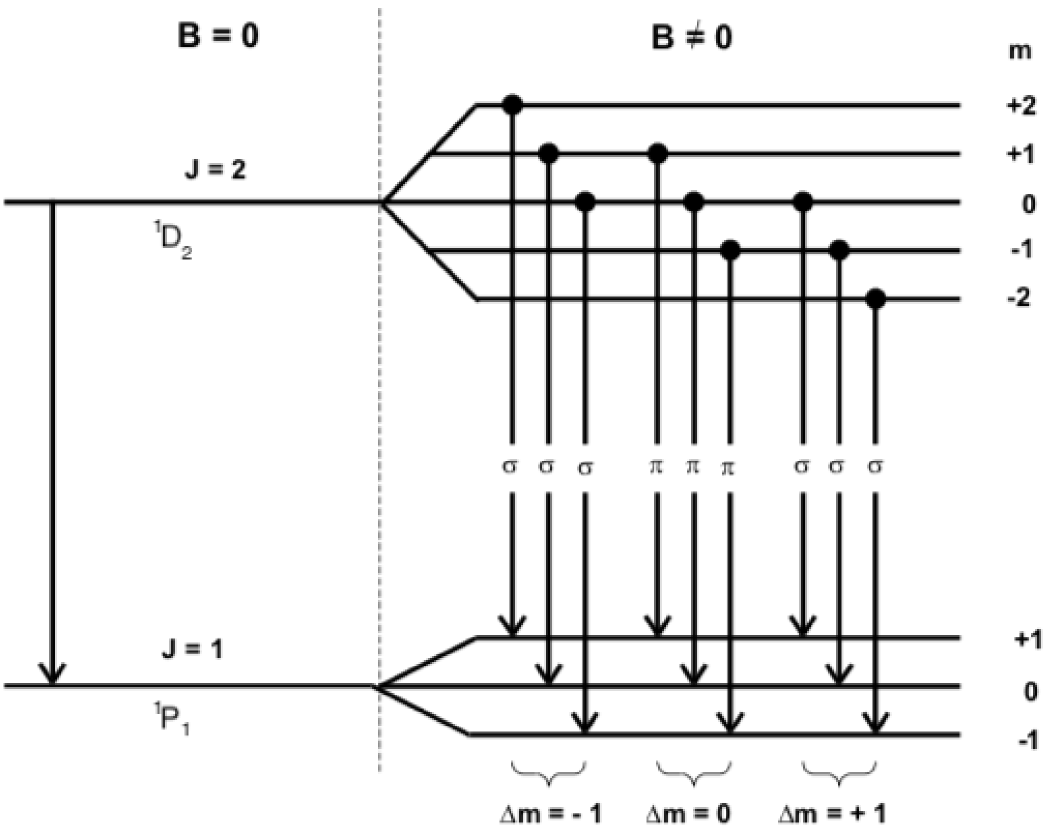

Abbildung 5: Aufspaltung durch den normalen Zeeman-Effekt [1]

Für die Übergänge des anormalen Zeeman-Effekts werden die Landé-Faktoren des Übergangs $g_{ij} = m_1 g_1 - m_2 g_2$ berechnet und mit der Theorie verglichen.

zirkular	$g_{ij,\text{exp}}$	$= 1{,}30 \pm 0{,}02$	$g_{ij,\text{theo}}$	$= 2$	$f = 35{,}0\,\%$
linear	$g_{ij,\text{exp}}$	$= 0{,}442 \pm 0{,}004$	$g_{ij,\text{theo}}$	$= 0{,}5$	$f = 11{,}6\,\%.$

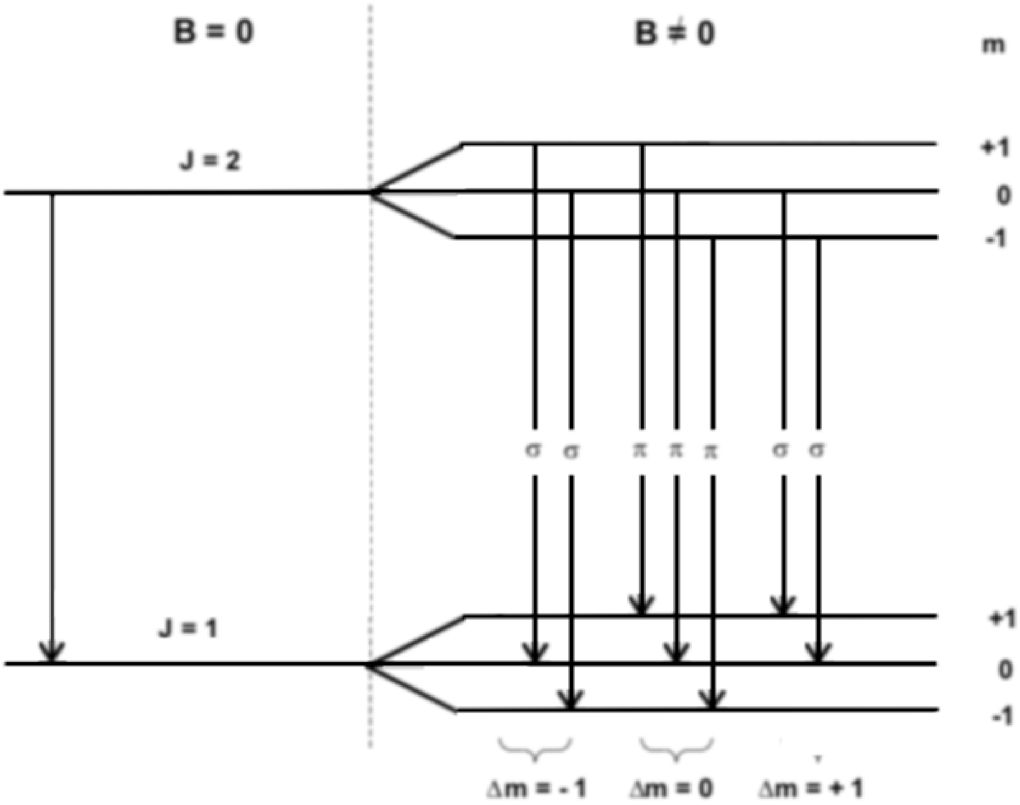

Abbildung 6: Aufspaltung durch den anormalen Zeeman-Effekt [1]

Literatur

[1] TU Dortmund. In: *Versuchsanleitung V27*.