

V27

Der Zeeman-Effekt

Jana Hohmann

jana.hohmann@web.de

Elena Darscht

elena.darscht@yahoo.de

Durchführung: 15.01.20

Abgabe: 21.02.20

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Ziel	3
2 Theorie	3
2.1 Quantenzahlen und magnetische Momente	3
2.2 Wechselwirkungsmöglichkeiten zwischen den Drehimpulsen und den magnetischen Momenten der Elektronen	4
2.2.1 jj-Kopplung	4
2.2.2 LS-Kopplung	4
2.3 Aufspaltung im Magnetfeld	5
2.4 Die optischen Übergänge	6
2.4.1 Der normale Zeeman-Effekt	6
2.4.2 Der anomale Zeeman-Effekt	7
3 Aufbau	8
4 Durchführung	9
5 Vorbereitende Aufgaben	10
5.1 Die Quantenzahlen und die Landé-Faktoren von Cd-Atomen	10
5.2 Dispersionsgebiet und spektrale Auflösung des Messapparatur	10
5.3 Optimale Einstellung der Magnetfeldstärke	11
6 Auswertung	11
6.1 Bestimmung des Magnetfeldes	11
6.2 Bestimmung der Wellenlängenverschiebung	13
6.2.1 Rote Spektrallinie	13
6.2.2 Blaue Spektrallinie	17
7 Diskussion	20
8 Literatur	20

1 Ziel

Ziel dieses Versuches ist es, den Zeeman-Effekt zu verifizieren. Dabei wird die Aufspaltung der roten und blauen Spektrallinie von Cadmium-Atomen untersucht, wenn die Atome unter Einfluss eines Magnetfeldes stehen.

2 Theorie

Der Zeeman-Effekt beschreibt das Phänomen, dass Spektrallinien von Atomen sich Aufspalten und eine gewisse Polarisation annehmen, wenn die Atome unter dem Einfluss eines Magnetfeldes stehen. Dieses Phänomen lässt sich vollständig nur quantenmechanisch beschreiben. Zunächst wird also die quantenmechanische Betrachtung eines Atoms erläutert.

2.1 Quantenzahlen und magnetische Momente

Bei einem Atom mit vielen Elektronen werden jedem Elektron andere Quantenzahlen zugeordnet. Nach dem Pauli-Prinzip können zwei Elektronen im selben Atom nicht exakt dieselben Quantenzahlen haben. Die Quantenzahlen beschreiben den Eigenspin des Elektrons durch die Spinquantenzahl s , den Bahndrehimpuls des Elektrons mit der Nebenquantenzahl l , den Gesamtdrehimpuls des Elektrons j , den Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle, also aller Elektronen J , den Kernspin I und der Gesamtdrehimpuls des Atoms $F = I + J$. Im Folgenden werden aber nur Atome betrachtet, die einen Kernspin von Null haben, sodass der Gesamtdrehimpuls des Atoms gleich dem Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle J ist.

Außerdem wird davon ausgegangen, dass die Elektronen in unterschiedlichen Schalen sitzen. Diese werden mit der Hauptquantenzahl n beschrieben. Die Elektronen besitzen auch magnetische Momente μ . So gibt es noch die magnetische Quantenzahl des Bahndrehimpulses oder auch Orientierungsquantenzahl m genannt.

Da die Elektronen geladen sind, und bewegte Ladung nach dem Biot-Savart-Gesetz ein B-Feld induzieren, sind die Drehimpulse und die magnetischen Momente miteinander verknüpft.

So gehört zu dem Bahndrehimpuls das magnetische Moment $\vec{\mu}_l$

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

und zu dem Eigenspin das magnetische Moment $\vec{\mu}_s$

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

Dabei ist $\mu_B = \frac{he}{2m_e}$ das Bohrsche Magneton, \vec{l}_e und \vec{s}_e sind die Einheitsvektoren in Richtung \vec{l} bzw. \vec{s} und g_S ist der Landé-Faktor des Elektrons, er kann als ungefähr 2 angenommen werden. Der Proportionalitätsfaktor zwischen dem magnetischen Moment und dem Drehimpuls bzw. dem Spin wird gyromagnetischer Faktor genannt. Somit ist der Unterschied zwischen dem gyromagnetischen Verhältnis von dem Elektronenspin

und dem für den Drehimpuls der Landé-Faktor des Elektrons $g_S \approx 2$. Das gesamte magnetische Moment der Elektronenhülle $\vec{\mu}$ setzt sich aus allen magnetischen Momenten aller Elektronen in der Hülle zusammen. Allerdings nicht immer auf dieselbe Weise, da bei mehreren Elektronen die Drehimpulse und die magnetischen Momente miteinander wechselwirken und es von den Atomeigenschaften abhängt in welcher Art und Weise. Dies wird im folgenden Näher erläutert.

2.2 Wechselwirkungsmöglichkeiten zwischen den Drehimpulsen und den magnetischen Momenten der Elektronen

Die Wechselwirkungsmöglichkeiten zwischen den Drehimpulsen und den magnetischen Momenten der Elektronen sind sehr vielfältig. Vereinfacht werden hier nur zwei Grenzfälle betrachtet.

2.2.1 jj-Kopplung

Einmal werden schwere Atome betrachtet. Diese haben sehr viele Elektronen. Hier ist die Wechselwirkung zwischen Spin und Bahndrehimpuls eines Elektrons dominanter als die Kopplung der verschiedenen Spins und Bahndrehimpulsen untereinander. So summieren sich zuerst die einzelnen Spins und Bahndrehimpulse zusammen zu einem Gesamtdrehimpuls der einzelnen Elektronen j zu

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

Die sich dann zu einem Gesamtdrehimpuls von der Elektronenhülle J zusammensetzen:

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

2.2.2 LS-Kopplung

Bei Atomen kleinerer Ordnungszahl, ist die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Spins und Bahndrehimpulsen dominant. Sie addieren sich erst zu einem Gesamtspin S

$$\vec{S} = \sum \vec{s}_i$$

und einem Gesamtbahndrehimpuls der Elektronenhülle L

$$\vec{L} = \sum \vec{l}_i$$

und dann zu dem Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle J

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

Dabei sind nur die unabgeschlossenen Schalen wichtig, da sich die Impulse von abgeschlossenen Schalen gegenseitig aufheben. Diese Art von Atom wird auch im folgendem Versuch näher untersucht.

2.3 Aufspaltung im Magnetfeld

Aufgrund der Schalen hat ein Atom verschiedene Energieniveaus. Diese Spalten sich aber weiter auf. Durch den Elektronenspin kann auch ohne äußeres Magnetfeld, durch das durch den Elektronenspin bedingte magnetische Moment, eine Aufspaltung der Energieniveaus erfolgen. Diese wird als Feinstruktur bezeichnet.

Wird nun ein Atom einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt, so richten sich die magnetischen Momente danach aus. Es erfolgt eine weitere Aufspaltung der Energieniveaus der Elektronen, die Zeeman-Aufspaltung. Es gibt dann $2J + 1$ Energieniveaus.

Das gesamte magnetische Moment der Elektronenhülle $\vec{\mu}$ setzt sich zusammen aus

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S.$$

Das gesamte magnetische Moment der Elektronenhülle $\vec{\mu}$ und der Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle \vec{J} zeigen dabei nicht in dieselbe Richtung, siehe Abbildung 1.

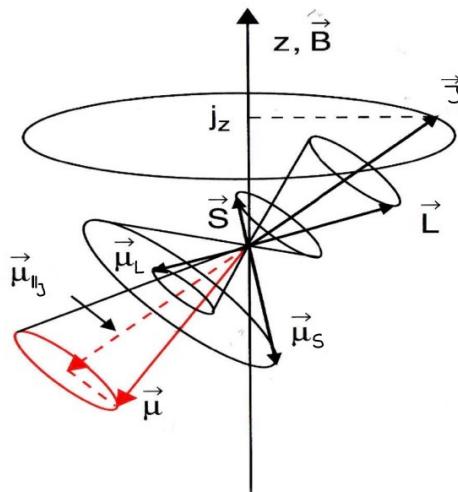


Abbildung 1: Drehimpulse und magnetische Momente [5] (mit geänderten Indizes und Bezeichnungen).

Das gesamte magnetische Moment der Elektronenhülle präzessiert aber um die zum Gesamtdrehimpuls parallele Komponente des gesamten magnetischen Moments $\vec{\mu}_{ll_J}$. Sodass der Erwartungswert nur $\vec{\mu}_{ll_J}$ ergibt. Der Betrag von dem gesamten magnetischen Moment ergibt sich durch

$$|\vec{\mu}| = \mu_B \sqrt{J(J+1)} \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = \mu_B \sqrt{J(J+1)} g_J.$$

Der Faktor

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (1)$$

wird als Landé-Faktor berechnet.

Die verschiedenen Energieniveaus ergeben sich dann aus der Richtungsquantelung. Zwischen dem Magnetfeld B und dem gesamten magnetischen Moment $\vec{\mu}$ sind nur ganzzahlige Vielfache von $g_J \mu_B$ erlaubt:

$$E_{\text{zu}} = mg_J \mu_B B,$$

wobei E_{zu} die zusätzliche Energie ist, die das gesamte magnetische Moment unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes bekommt. Die Orientierungsquantenzahl m kann nur die ganzzahligen Werte von J bis $-J$ annehmen. Das sind genau $2J + 1$ verschiedene Werte, also $2J + 1$ verschiedene Energieniveaus. Die zusätzliche Energie E_{zu} ergibt auch den Abstand zwischen den Energieniveaus. Bei stärkerem Magnetfeld driften die Energieniveaus weiter auseinander. Der Paschen-Back-Effekt beschreibt dabei das Phänomen, dass die Spin- und Bahndrehimpulse bei sehr hohen Magnetfeldern entkoppeln.

Aus Übergängen zwischen diesen Energieniveaus entsteht auch die Aufspaltung der Spektrallinien bei Atomen im äußeren Magnetfeld. Es sind aber nur bestimmte optische Übergänge erlaubt, was mit den Auswahlregeln beschrieben wird.

2.4 Die optischen Übergänge

Übergänge können nur stattfinden, wenn die Auswahlregeln erfüllt sind. Dabei gilt: Die Differenz der Orientierungsquantenzahl m der beiden Energieniveaus muss $\Delta m = \pm 1 \vee 0$ betragen. Dabei ist Licht, dass durch einen Übergang mit $\Delta m = 0$ entsteht ein π -Übergang und linear polarisiert. Ist $\Delta m = 1$ wird der Übergang als σ_+ bezeichnet und rechts zirkular polarisiert. Bei $\Delta m = -1$ entsteht ein links zirkular polarisierter σ_- -Übergang. Im diesem Versuch wird die rote und die blaue Spektrallinie einer Cd-Lampe betrachtet. Die Aufspaltung der Spektrallinie der roten wird dabei durch den normalen Zeeman-Effekt hervorgerufen, die Aufspaltung der blauen durch den anomalen.

2.4.1 Der normale Zeeman-Effekt

Der normale Zeeman-Effekt tritt dann auf, wenn für den Spin gilt: $s = 0$. Dann ergibt sich der Landé-Faktor g_J mit Formel 1 und immer zu 1. Der Energie E der Spektrallinien berechnet sich durch

$$E = (m_i g_{Ji} - m_j g_{Jj}) \mu_B B + E_0. \quad (2)$$

Da alle Landé-Faktoren gleich 1 sind, sind immer drei Spektrallinien möglich, für jeweils einen π - oder σ_\pm -Übergang:

$$\begin{aligned} \Delta m = 0 : \Delta E &= 0 \\ \Delta m = -1 : \Delta E &= \mu_B B \\ \Delta m = 1 : \Delta E &= -\mu_B B, \end{aligned}$$

und das unabhängig von den Quantenzahlen.

In Abbildung 2 ist das Termschema für die rote Linie der Cd-Lampe mit dem normalen Zeeman-Effekt zu sehen. Auf der linken Seite ohne Magnetfeld, auf der rechten Seite mit.

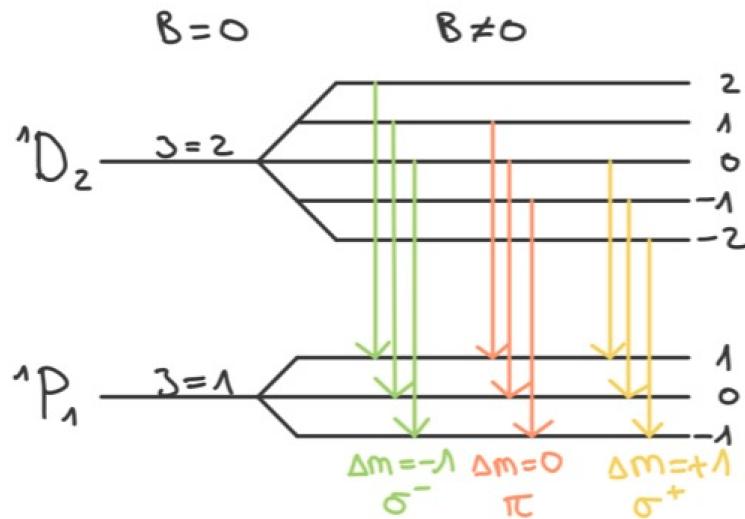


Abbildung 2: Termschema der roten Linie der Cd-Lampe.

2.4.2 Der anomale Zeeman-Effekt

Bei anomalen Zeeman-Effekt ist der Spin ungleich Null. Dieser Fall ist der häufigere. Hier sind die Landé-Faktoren der unterschiedlichen Energieniveaus nicht mehr gleich, da der Spin nicht mehr Null ist. Es sind also nicht mehr immer nur drei Spektrallinien, da die Energiedifferenz zwischen den Spektrallinien nun von den Quantenzahlen abhängt (vgl. Formel 2).

In Abbildung 3 ist das Termschema für die blaue Linie der Cd-Lampe mit dem anomalen Zeeman-Effekt zu sehen. Hier sind Spektrallinien der Energien $\Delta E = \pm 2\mu_B B, \pm \frac{1}{2}\mu_B B, \pm \frac{3}{2}\mu_B B$ oder 0 möglich. Diese Energiedifferenzen sind auch in der Abbildung eingezeichnet.

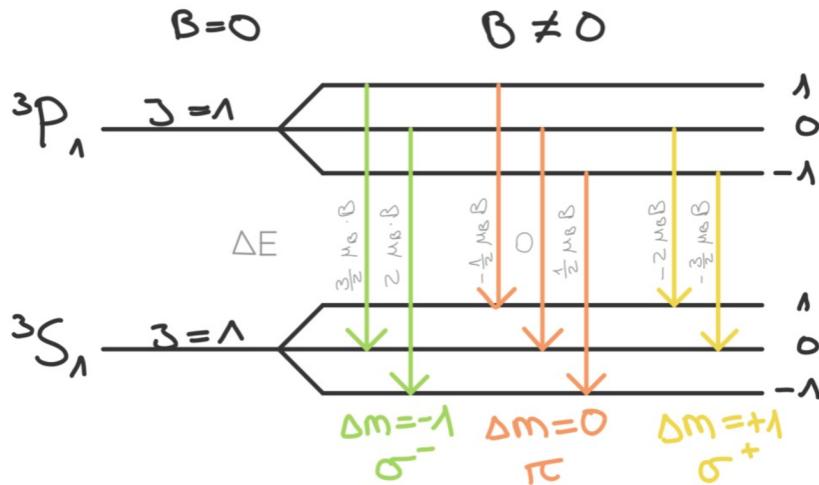


Abbildung 3: Termschema der blauen Linie der Cd-Lampe.

3 Aufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4 dargestellt. Zunächst wird um eine Cd-Lampe ein Elektromagnet aufgebaut, da ohne Magnetfeld kein Zeeman-Effekt zu sehen wäre. Dann wird senkrecht zum Magnetfeld das Licht kolliniert und durch ein Gradsichtprisma in seine verschiedenen Wellenlängen aufgeteilt. Anschließend wird ein Polarisationsfilter und ein Spalt angebracht, sodass das gewollte Licht herausgefiltert werden kann.

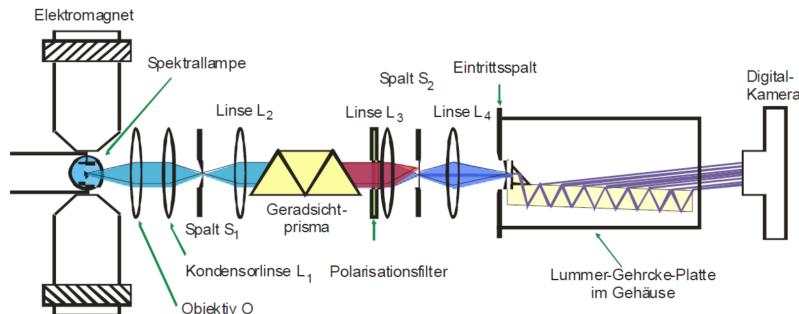


Abbildung 4: Versuchsaufbau[1].

Zum Schluss wird das ausgewählte Licht auf eine Lummer-Gehrcke-Platte geleitet, diese teilt den Lichtstrahl in mehrere parallele Lichtbündel die miteinander interferieren. Sie ist in Abbildung 5 dargestellt.

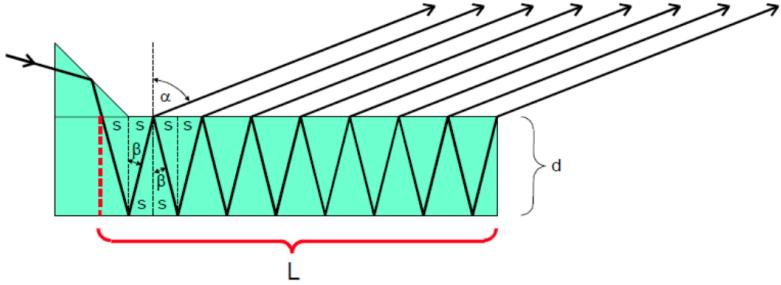


Abbildung 5: Lummer-Gehrcke-Platte[1].

Bei monochromatischem Licht ist die Bedingung für konstruktive Interferenz abhängig von der Wellenlänge und der Dicke der Platte d . Es entstehen Interferenzstreifen mit einem Gangunterschied von λ . Der Gangunterschied entspricht also der Wellenlänge des eingeschalteten Lichtes. Der Gangunterschied ändert sich durch einschalten des Magnetfeldes um die Aufspaltung

$$\delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{\delta s}{\Delta s} \Delta\lambda_D. \quad (3)$$

Mithilfe der Formel

$$g = \frac{hc\delta\lambda}{\lambda^2 \mu_B B}, \quad (4)$$

können daraus auch die Landé-Faktoren bestimmt werden.

Die Messung kann bei einem großen Austrittswinkel nur innerhalb des Dispersionsgebiets

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

stattfinden, wobei n der Brechungsindex ist. Das Dispersionsgebiet ist dabei die Differenz, die zwei Wellenlängen maximal haben dürfen, damit sie sich nicht überlagern. Das Auflösungsvermögen A berechnet sich dann durch

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_D} = \frac{L}{\lambda} (n^2 - 1), \quad (6)$$

wobei L die Länge der Platte ist.

4 Durchführung

Zunächst muss das Magnetfeld des Elektromagneten geeicht werden, d.h. den einstellbaren Stromstärken des Elektromagneten soll eine konkrete Feldstärke zugeordnet werden. Dafür werden die einstellbaren Stromstärken durchlaufen, und zu den Stromstärke-Werten die passenden Magnetfelder mit einer Hall-Sonde in der Nähe der Cd-Lampe ausgemessen und als Wertepaare aufgenommen.

Nun wird die rote Linie durch den Spalt ausgewählt, dann wird der Polarisationsfilter auf Null gestellt, sodass die π -Übergänge zu sehen sind. Dann muss der Aufbau so eingestellt

werden, dass nach durchlaufen der Lummer-Gehrcke-Platte ein Interferenzbild zu sehen ist. Dafür müssen die Linsen richtig positioniert sein. Anschließend wird das Bild mit einer Kamera aufgenommen. Da die Intensität des Lichtes auf der Lummer-Gehrcke-Platte sehr gering ist, müssen dafür alle anderen Lichtquellen abgedunkelt werden. Zum Schluss wird der Polarisationsfilter nochmal auf $\frac{\lambda}{4}$ gestellt, sodass nun die σ -Übergänge analog aufgenommen werden können.

Der Ablauf wird für die blaue Spektrallinie wiederholt.

Das Magnetfeld wird dabei optimal eingestellt, gemäß Teil 5.3.

5 Vorbereitende Aufgaben

5.1 Die Quantenzahlen und die Landé-Faktoren von Cd-Atomen

Die rote Spektrallinie von der Cd-Lampe entspricht dem Übergang $^1P_1 \leftrightarrow ^1D_2$, die blaue Spektrallinie $^3S_1 \leftrightarrow ^3P_1$. Die zugehörige Quantenzahlen und die mit Formel 1 berechneten Landé-Faktoren sind in Tabelle 1 zu sehen.

Tabelle 1: Quantenzahlen und Landé-Faktoren der verschiedenen Zustände.

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

5.2 Dispersionsgebiet und spektrale Auflösung des Messapparatur

Mit Formel 5 und 6 wird das Dispersionsgebiet λ_D und das Auflösungsvermögen A für die rote und die blaue Spektrallinie berechnet, was in Tabelle 7 eingetragen ist. Die dafür benötigten Werte

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{rot}} &= 643,8 \text{ nm}, \\ \lambda_{\text{blau}} &= 480 \text{ nm}, \\ d &= 4 \text{ mm}, \\ L &= 120 \text{ mm}, \\ n_{\text{rot}} &= 1,4567, \\ n_{\text{blau}} &= 1,4635\end{aligned}$$

werden der Versuchsanleitung [1] entnommen.

Tabelle 2: Dispersionsgebiet und Auflösungsvermögen der Lummer-Gehrcke-Platte.

Spektrallinie	λ_D/pm	A
rot	48,9	209 129
blau	27,0	285 458

5.3 Optimale Einstellung der Magnetfeldstärke

Die optimale Einstellung der Magnetfeldstärke berechnet sich durch die Formel

$$B_{\text{optim}} = \frac{1}{4} \lambda_D \frac{hc}{\lambda^2(m_i g_{Ji} - m_j g_{Jj}) \mu_B}.$$

Für die beiden Linien sind die optimalen Magnetfelder in Tabelle 3 zusammengefasst. Die rote hat für $m_i g_{Ji} - m_j g_{Jj}$ immer nur den Wert 1, für die blaue Linie werden zwei verschiedene Übergänge beobachtet. Dabei verschmelzen aufgrund fehlerhafter Auflösung die Übergänge mit $m_i g_{Ji} - m_j g_{Jj} = 2$ und $m_i g_{Ji} - m_j g_{Jj} = \frac{3}{2}$ zu einem, und es wird der Übergang mit $m_i g_{Ji} - m_j g_{Jj} = \frac{3}{2}$ beobachtet.

Tabelle 3: Optimale Magnetfelder.

Spektrallinie	λ/nm	λ_D/pm	$m_i g_{Ji} - m_j g_{Jj}$	$B_{\text{optim}}/\text{T}$
rot	643,8	48,9	1	0,62
beobachtetes blau 1	480	27,0	0,5	1,25
blau a	480	27,0	2	0,31
blau b	480	27,0	1,5	0,42
beobachtetes blau 2(Mischung aus blau a und b)	480	27,0	1,75	0,37

6 Auswertung

6.1 Bestimmung des Magnetfeldes

Zur Bestimmung der Magnetfeldstärke wird bei verschiedenen Stromstärken I die magnetische Feldstärke B mit einer Hall-Sonde gemessen. Die damit ermittelten Werte sind in Tabelle 5 eingetragen.

Tabelle 4: Magnetfeldstärke in Abhängigkeit von der Stromstärke.

I/A	B/T	I/A	B/T
1,0	0,138	4,0	0,621
1,4	0,205	4,2	0,663
1,8	0,278	4,4	0,688
2,0	0,308	4,8	0,815
2,2	0,335	5,0	0,862
2,4	0,362	5,2	0,885
2,8	0,421	5,4	0,970
3,2	0,484	5,6	1,064
3,6	0,544	5,8	1,108
3,8	0,585	6,0	1,155

Hierzu wird eine lineare Regression

$$B = a \cdot I + b \quad (7)$$

durchgeführt. Diese ist in Abbildung 6 dargestellt.

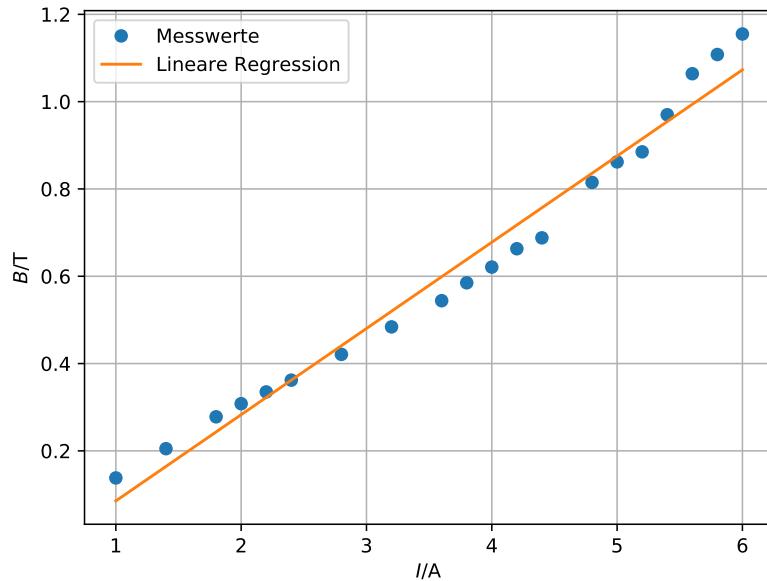


Abbildung 6: Magnetfeldstärke in Abhängigkeit von der Stromstärke mit linearer Regression.

Es ergeben sich die Werte

$$a = (0,198 \pm 0,007) \frac{\text{T}}{\text{A}}$$

$$b = (-0,112 \pm 0,029) \text{ T}.$$

6.2 Bestimmung der Wellenlängenverschiebung

6.2.1 Rote Spektrallinie

Zunächst wird das Interferenzmuster für rotes Licht untersucht. Hierbei wird ein Strom von $I = 4,0 \text{ A}$ eingestellt, was nach Formel 7 einem Magnetfeld von

$$B_{\text{rot}} = (0,678 \pm 0,040) \text{ T}$$

entspricht. In Abbildung 7 ist das Interferenzbild ohne Magnetfeld zu sehen. Dieses wurde nachträglich aufgehellt, um die Abstände zwischen den Maxima besser sehen zu können.

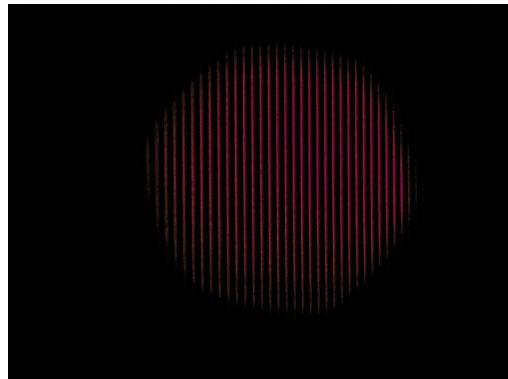


Abbildung 7: Interferenzmuster der roten Spektrallinie ohne Magnetfeld (nachbearbeitet).

Nachfolgend sind die Interferenzmuster bei einem Polarisationsfilter, der nur linear polarisiertes Licht durchlässt (8), und einem für zirkular polarisiertes Licht (9) bei eingeschaltetem Magnetfeld dargestellt. Auch diese Bilder wurden nachträglich bearbeitet.

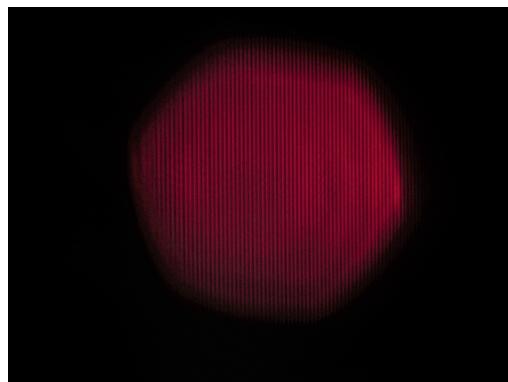


Abbildung 8: Interferenzmuster der roten Spektrallinie mit linear polarisiertem Licht mit Magnetfeld (nachbearbeitet).

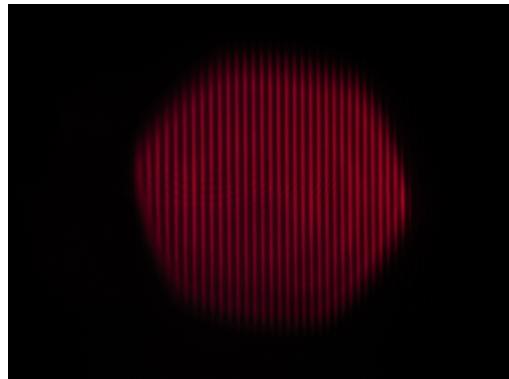


Abbildung 9: Interferenzmuster der roten Spektrallinie mit zirkular polarisiertem Licht mit Magnetfeld (nachbearbeitet).

Die gemessenen Abstände Δs und δs sowie die mit Formel ?? Wellenlängenunterschiede $\Delta\lambda$ sind in Tabelle ?? eingetragen. Da sich bei Abbildung 9 nichts im Vergleich zu Abbildung 7 geändert hat, werden die Werte auch nicht berücksichtigt.

Tabelle 5: Magnetfeldstärke in Abhängigkeit von der Stromstärke.

$\Delta s_r/\text{Pixel}$	$\delta s_{r,\sigma}/\text{Pixel}$	$\Delta\lambda/\text{pm}$
68	39	14,02
70	33	11,53
74	34	11,23
68	35	12,58
74	36	11,89
72	33	11,21
66	32	11,85
70	36	12,57
72	31	10,53
62	33	13,01
72	36	12,23
66	35	12,97
64	31	11,84
70	33	11,53
62	29	11,44
64	29	11,08
64	27	10,31
64	30	11,46
62	29	11,44
64	26	9,33
62	34	13,41
64	33	12,61
62	31	12,23
69	30	10,63
63	37	14,36
59	34	14,09
61	28	11,22
61	34	13,63
59	29	12,02
61	31	12,43
58	29	12,23

Gemittelt mit der Formel des Mittelwert

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_i) \quad (8)$$

und der für den Fehler des Mittelwerts

$$\Delta X = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{\sqrt{N-1}} \sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2} \quad (9)$$

ist die Wellenlängenverschiebung

$$\Delta\lambda = (12,05 \pm 0,20) \text{ pm.}$$

6.2.2 Blaue Spektrallinie

Bei der blauen Spektrallinie wird für die π -Linie ein Strom von $I_{b,\sigma} = 2,0 \text{ A}$ und für die π -Linie $I_{b,\pi} = 5,2 \text{ A}$ eingestellt. Das entspricht nach Formel 7 einer Magnetfeldstärke von

$$\begin{aligned} B_{b,\sigma} &= 0,283 \text{ T}, \\ B_{b,\pi} &= 0,915 \text{ T}. \end{aligned}$$

Die zugehörigen Interferenzbilder sind in Abbildung 10, 11 und 12 zu sehen.

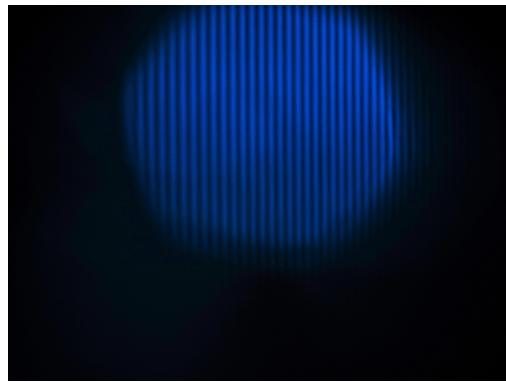


Abbildung 10: Interferenzmuster der blauen Spektrallinie ohne Magnetfeld (nachbearbeitet).

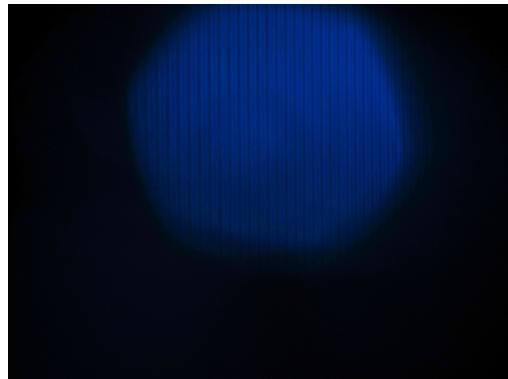


Abbildung 11: Interferenzmuster der blauen Spektrallinie mit linear polarisiertem Licht mit Magnetfeld (nachbearbeitet).

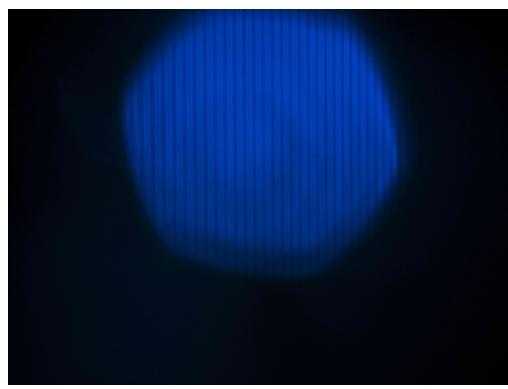


Abbildung 12: Interferenzmuster der roten Spektrallinie mit zirkular polarisiertem Licht mit Magnetfeld (nachbearbeitet).

Die gemessenen Abstände und die mit ?? berechneten Wellenlängenunterschiede sind in Tabelle 6 eingetragen. Weiter außen liegende Maxima werden nicht miteinbezogen, da sie zu schlecht zu erkennen sind.

Tabelle 6: Magnetfeldstärke in Abhängigkeit von der Stromstärke.

$\Delta s_b/\text{Pixel}$	$\delta s_{b,\sigma}/\text{Pixel}$	$\delta s_{b,\pi}/\text{Pixel}$	$\Delta \lambda_{b,\sigma}/\text{pm}$	$\Delta \lambda_{b,\pi}/\text{pm}$
84	37	37	10,77	10,77
85	42	39	12,08	11,22
87	36	31	10,12	8,71
84	42	35	12,23	10,19
80	40	33	12,23	10,09
83	33	33	9,72	9,72
79	35	30	10,83	9,28
77	33	28	10,48	8,89
73	25	38	8,37	12,73
80	37	29	11,31	8,86
78	27	30	8,46	9,40
74	33	28	10,90	9,25
71	28	27	9,64	9,30
76	28	31	9,01	9,97
69	31	31	10,98	10,98
73	32	30	10,72	10,05
67	31	26	11,31	9,49
71	28	28	9,64	9,64
69	25	27	8,86	9,57
67	33	28	12,04	10,22
66	30	22	11,11	8,15
70	33	23	11,53	8,03
65	28	26	10,53	9,78
64	31	25	11,84	9,55
67	29	26	10,58	9,49
63	26	23	10,09	8,93
63	31	23	12,03	8,93

Die mit Formel 8 und 9 bestimmten Mittelwerte sind

$$\Delta\lambda_{b,\sigma} = (10,65 \pm 0,22) \text{ pm},$$
$$\Delta\lambda_{b,\pi} = (9,67 \pm 0,19) \text{ pm}.$$

7 Diskussion

Tabelle 7: Berechnete Wellenlängenverschiebung aus.

Spektrallinie	λ_D/pm	A
rot	48,9	209 129
blau	27,0	285 458

8 Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung V27, Der Zeeman-Effekt*
- [2] H. Haken und H.C. Wolf, Atom- und Quantenphysik, Springer Berlin 1983
- [3] Wolfgang Demtröder, Experimentalphysik 3, Atome, Moleküle und Festkörper, 5 Auflage, Springer Berlin 2016
- [4] M. Born and E. Wolff: Principles of Optics, 7th Edition, Cambridge University Press, 1999
- [5] Magnetische Momente. URL:<http://www.ieap.uni-kiel.de/et/download/physik3/V8.pdf>(abgerufen am 21.2.19)