

# **Versuch 27 - Der Zeeman-Effekt**

**TU Dortmund, Fakultät Physik**  
**Fortgeschrittenen-Praktikum**

Jan Adam

jan.adam@tu-dortmund.de

Dimitrios Skodras

dimitrios.skodras@tu-dortmund.de

07. März 2014

## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
1.1	Drehimpulse und Magnetische Momente . . . . .	1
1.2	Aufspaltung von Energieniveaus bei homogenem Magnetfeld . . . . .	3
1.3	normaler und anormaler Zeeman-Effekt . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Vorbereitung und Auswertung</b>	<b>8</b>
<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>13</b>

# 1 Theorie

Der Zeeman-Effekt ist ein Phänomen, bei dem Energieniveaus von Hüllenelektronen, die in der Orientierungsquantenzahl  $m$  entartet sind, in Gegenwart eines äußeren, homogenen Magnetfelds aufgespalten werden. Ziel des Versuchs ist es, Größe und Anzahl dieser Aufspaltung zu ermitteln.

## 1.1 Drehimpulse und Magnetische Momente

Die Ursache des Effekts hängt mit den Drehimpulsen - Bahndrehimpuls  $\vec{l}$  und Spin  $\vec{s}$  - der Elektronen und den daraus resultierenden magnetischen Momenten zusammen. Die Lösung der Eigenwertgleichung liefert für die Drehimpulse folgende Werte, wobei  $\hbar$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $n$  die Hauptquantenzahl ist

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

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

Das auf die die Drehimpulseinheit  $\hbar$  bezogene Magnetmoment ist das Bohrsche Magneton

$$\mu_B = -\frac{1}{2} \frac{e_0 \hbar}{m_0}, \quad (3)$$

mit  $e_0$  als Elementarladung und  $m_0$  als Elektronenmasse. Aus  $\mu_B$  lässt sich das  $\vec{l}$  zugehörige magnetische Moment bestimmen zu

$$\vec{\mu}_l = -\mu_B \frac{\vec{l}}{\hbar} = -\mu_B \sqrt{l(l+1)} \mathbf{e}_l. \quad (4)$$

Da der Spin auch ein Drehimpuls ist, liegt der Schluss nahe, dass dieser auch ein magnetisches Moment besitzt

$$\vec{\mu}_s = -g_s \mu_B \frac{\vec{s}}{\hbar} = -g_s \mu_B \sqrt{s(s+1)} \mathbf{e}_s \quad (5)$$

Der Landé-Faktor des Elektrons  $g_s$  hat etwa den Wert 2 und führt zu einem doppelt so großen Wert für das magnetische Moment, wie das dem Bahndrehimpuls zugehörige magnetische Moment. Das wird magnetomechanische Anomalie des Elektrons genannt.

Die bisher genannten Zusammenhänge beziehen sich auf Einelektronensysteme und betrachten keine Wechselwirkung zwischen Spin und Bahndrehimpuls. Bei mehreren Elektronen und allgemeiner Betrachtung entstehen sehr komplexe Zusammenhänge. Daher werden nur zwei Grenzfälle betrachtet, deren Behandlung einfach ist. Bei geringen Kernladungszahlen  $Z$  führt die hohe Wechselwirkung der einzelnen Bahndrehimpulse  $\vec{l}_i$  zu

einem Gesamtbahndrehimpuls  $\vec{L}$  und einem zugehörigen magnetischen Moment.

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad \text{mit } L = 0, 1, 2, 3 \quad (6)$$

Hierzu müssen nur unabgeschlossene Schalen berücksichtigt werden, da Gesamtdrehimpulse abgeschlossener Schalen stets null sind. Analog zum Gesamtbahndrehimpuls lässt sich ein Gesamtspin  $\vec{S}$  bestimmen, mit  $N$  als Gesamtzahl der Elektronen auf nichtabgeschlossenen Schalen

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad \text{mit } S = \frac{N}{2}, \frac{N}{2} - 1, \dots, \frac{1}{2}, 0 \quad (7)$$

In Abwesenheit starker Magnetfelder addieren Gesamtbahndrehimpuls und Gesamtspin zum Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$ , was LS-Kopplung oder Russel-Saunders-Kopplung bezeichnet wird.

$$\vec{J} = \vec{L} = \vec{S} \quad (8)$$

Der zweite Grenzfall beschreibt die Wechselwirkung bei hohen Kernladungszahlen und wird j-j-Kopplung genannt. Hier ist die Kopplung von  $\vec{l}$  und  $\vec{s}$  eines einzelnen Elektrons entscheidender, als die Wechselwirkungen der Drehimpulse mit ihren Äquivalenten anderer Elektronen. Entsprechend bildet sich der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  nicht aus summierten Spin und Bahndrehimpuls, sondern aus den einzelnen Gesamtdrehimpulsen  $\vec{j}_i$  der einzelnen Elektronen selbst

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i. \quad (9)$$

Zwischen den Grenzfällen großer und kleiner Ordnungszahlen besteht ein fließender Übergang. Das  $\vec{J}$  zugehörige magnetische Moment  $\mu_j$  wird wie  $\vec{J}$  nach (8) selbst aus Spin und Bahndrehimpuls errechnet

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_s + \vec{\mu}_l. \quad (10)$$

Da  $\vec{J}$  nicht zwingend parallel zu  $\vec{\mu}_j$  ist, kann man sich einen parallelen und senkrechten Teil von  $\vec{\mu}_j$  generieren. Die senkrechte Komponente wird dabei null, was unter klassischer Betrachtung einer Präzession um die von außen vorgegebene Richtung gleich kommt, die im zeitlichen Mittel verschwindet. In (10) die magnetischen Momente eingesetzt führt zu folgender Form

$$\vec{\mu}_J \approx \mu_B \sqrt{J(J+1)} \underbrace{\frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}}_{g_J} = \mu_B \sqrt{J(J+1)} g_J, \quad (11)$$

mit  $g_J$  als Landé-Faktor des betreffenden Atoms.

Die im Weiteren benötigte Richtungsquantelung ist ein quantenmechanisches Phänomen, das nur Winkel zwischen  $\mu_J$  und einem äußeren Magnetfeld  $\vec{B} = B\mathbf{e}_z$  auftreten können, wenn die Parallelkomponente ein ganzzahliges Vielfaches von  $g_J\mu_B$  ist

$$\mu_{J_z} = -mg_J\mu_B, \quad (12)$$

mit  $m$  als eingangs erwähnte Orientierungsquantenzahl, deren Wert sich ganzzahlig nur zwischen  $-J$  und  $J$  bewegen kann.

## 1.2 Aufspaltung von Energieniveaus bei homogenem Magnetfeld

Mit der Vorarbeit aus Abschnitt 1.1 ist man nun in der Lage, die Zusatzenergie  $E_{\text{mag}}$  zu berechnen, die ein Moment  $\vec{\mu}$  im äußeren Magnetfeld  $\vec{B}$  hinzugewinnt. Allgemein lässt sich sagen, dass

$$E_{\text{mag}} = -\vec{\mu}_J \circ \vec{B} = mg_J\mu_B B. \quad (13)$$

Hieran sieht man, dass für  $B \neq 0$  das Energieniveau  $E_0$  in  $2J + 1$  äquidistante Niveaus auf, wie in Abbildung 1

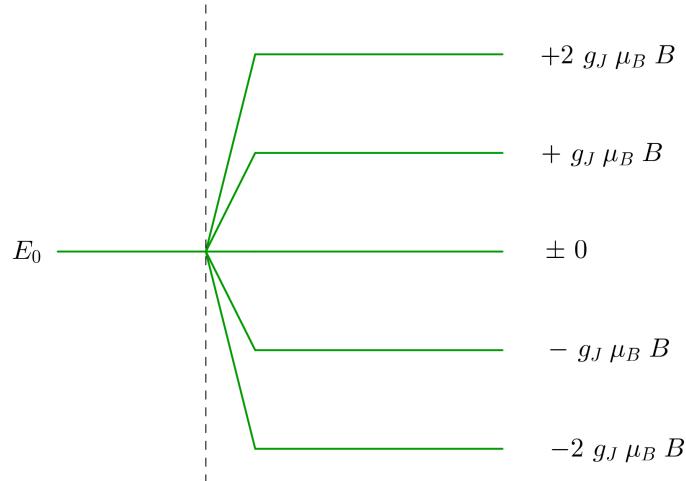


Abbildung 1: Schematische Aufspaltung eines Energieniveaus im Magnetfeld mit  $J = 2$

Zwischen den hinzukommenden Energieniveaus ist es nun möglich, dass Übergänge auftreten. Dieser Effekt wird als Zeeman-Effekt bezeichnet. Die Anzahl dieser Linien hängt davon ab, welche Übergänge überhaupt möglich sind, ob es also Auswahlregeln gibt, die den Übergang festlegen.

Um sie zu ermitteln, wird die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, t) = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V \right) \psi(\vec{r}, t) \quad (14)$$

mit den Lösungen

$$\psi_1(\vec{r}, t) = \psi_1(\vec{r}) \exp(-i\frac{E_\alpha}{\hbar}t) \quad (15)$$

betrachtet, mit  $\Delta$  als Laplace-Operator,  $V$  als ein Potenzial,  $E_i$  als Energieeigenwert und  $\psi_i(\vec{r}, t)$  als Wellenfunktion, die von den Quantenzahlen  $n_i, l_i$  und  $m_i$  abhängt. Eine weitere Lösung von (14)  $\psi_2(\vec{r}, t)$  mit entsprechenden Quantenzahlen soll existieren. Beide Lösungen bilden eine Linearkombination

$$\Psi(\vec{r}, t) = C_1 \psi_1(\vec{r}, t) + C_2 \psi_2(\vec{r}, t), \quad (16)$$

die ebenfalls eine Lösungen der Schrödingergleichung ist und  $C_i \in \mathbb{C}$ . Aus der Berechnung der zeitabhängigen DichteVerteilung  $\rho = \int \Psi^* \Psi \, dV$  ergibt sich, dass sie Schwingungen von Elektronen mit der Frequenz

$$\nu_{12} = \frac{E_1 - E_2}{\hbar} \quad (17)$$

beschreibt. Die damit verbundene Strahlungsintensität fordert ein Dipolmoment des schwingende Elektrons, welches Komponenten in alle Raumrichtungen hat. Diese berechnen sich zu

$$D_\alpha = -e_0 \int \alpha \Psi^* \Psi \, dV \quad \text{mit } \alpha = x, y, z. \quad (18)$$

Hier wird die Komponente  $\alpha$  eines beliebig orientierten Dipols mit Frequenz  $\nu_{12}$  beschrieben. Die hierin auftretenden Ausdrücke

$$\alpha_{12} = \int \alpha \psi_1^* \psi_2 \quad (19)$$

werden Matrixelemente genannt, die für die Berechnung der Strahlungsintensität über den Poynting-Vektor  $\vec{S}_{12}$  entscheidend sind

$$|\vec{S}_{12}| \sim \left[ \sum_\alpha |\alpha_{12}| \right] \sin^2 \gamma. \quad (20)$$

Errechnet werden die Elemente durch den kugelsymmetrischen Ansatz der Wellenfunktionen und die Transformation in Kugelkoordinaten

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} R(r) \Theta(\vartheta) e^{im\varphi} \quad \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} \cos \varphi \sin \vartheta \\ \sin \varphi \sin \vartheta \\ \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (21)$$

Nach Einsetzen in (19) folgen die Auswahlregeln

$$m_2 = m_1, \quad m_2 = m_1 \pm 1 \quad (22)$$

Folglich gibt es drei Konfigurationen, bei denen ein Übergang auftreten kann. Nun werden die Eigenschaften dieser Übergänge untersucht. Für  $\Delta m = 0$  ist die Richtung des Dipols parallel zur Magnetfeldrichtung. Die Winkelabhängigkeit aus (20) bedingt, dass nicht in Feldrichtung abgestrahlt wird. Die Emission ist senkrecht zum Magnetfeld maximal, was bedeutet, dass diese Strahlung zu  $\vec{B}$  parallel linear polarisiert ist. Betrachtungen von  $\Delta m = \pm 1$  beschreiben um die Magnetfeldrichtung zirkularpolarisierte Schwingung mit jeweiliger Drehrichtung.

### 1.3 normaler und anormaler Zeeman-Effekt

Die Einschränkung, dass (14) nicht den Elektronenspin enthält, bedingt, dass die Ergebnisse nur für den Spezialfall  $S = 0$  gelten. Dies nennt man den normalen Zeeman-Effekt. Es folgt, dass  $g_J$  nach (11) 1 für alle  $J$  ist und daher von den Quantenzahlen unabhängig ist. Daher gilt für die Verschiebung der Energieniveaus

$$\Delta E = m\mu_B B \quad \text{mit } -J \leq m \leq J. \quad (23)$$

Wie man Abbildung 2 entnehmen kann, sind effektiv nur drei Linien zu beobachten. Übergänge mit gleichem  $\Delta m$  sind energetisch identisch.

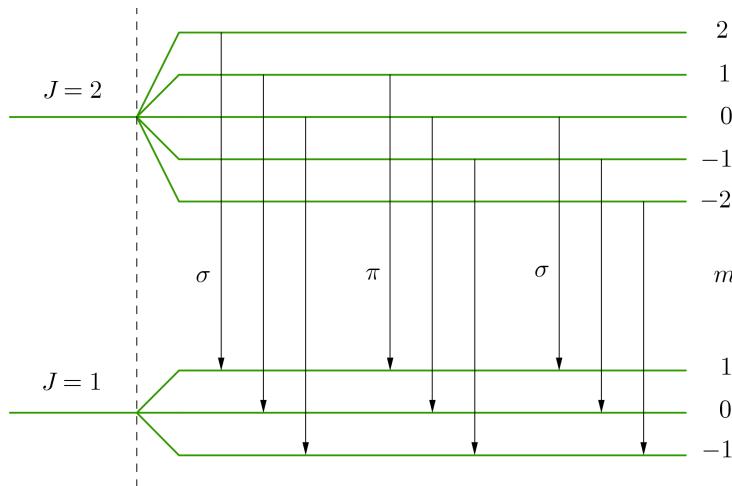


Abbildung 2: Aufspaltung und Polarisation beim Normalen Zeeman-Effekt

Die Polarisation bedingt, dass die emittierte Strahlung nicht in allen Beobachtungsrichtungen erkannt wird. Übergänge mit  $\Delta m$  haben im Vergleich zum Fall ohne ein Magnetfeld keine Energieänderung. Daher ist wie bereits gezeigt linear polarisiert und wird  $\pi$ -Komponente bezeichnet. Sie wird daher nur transversal zur Feldrichtung beobachtet. Die anderen beiden Komponenten werden mit  $\sigma$  bezeichnet und sind zirkular polarisiert und erscheinen bei transversaler Beobachtung linear polarisiert.

Der verallgemeinerte Zeeman-Effekt ist der mit  $S \neq 0$  und wird anormaler Zeeman-Effekt genannt. Aus der spinabhängigen Schrödinger-Gleichung ergeben sich dieselben

Auswahlregeln. Relativ zur feldfreien Energie ergibt sich hier bei Übergängen zwischen zwei Niveaus folgende Energiedifferenz

$$\Delta E = [m_1 g(L_1, S_1, J_1) - m_2 g(L_2, S_2, J_2)] \mu B \quad (24)$$

Der Landé-Faktor hängt hier von den Drehimpulsen ab, sodass die Aufspaltung linienreicher wird, was beispielhaft an einem Alkali-Dublett in Abbildung 3 dargestellt ist.

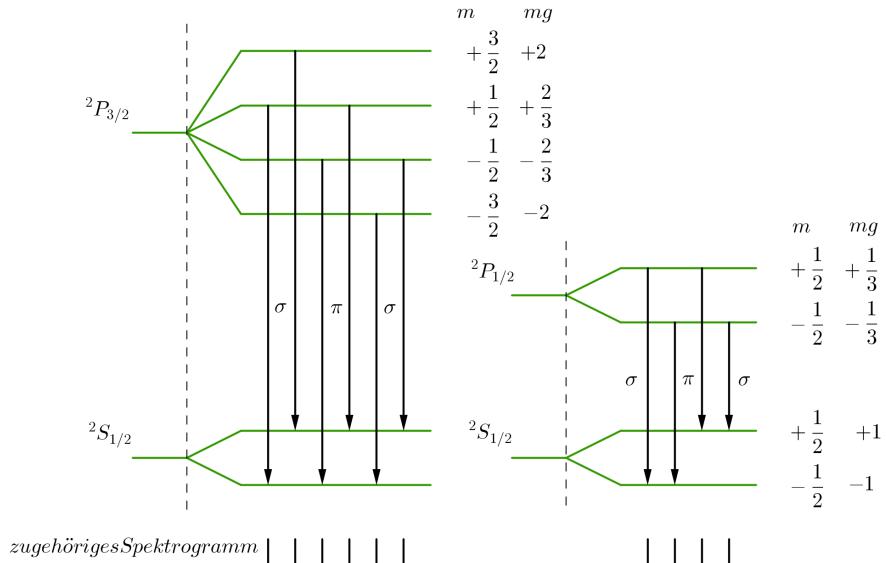


Abbildung 3: Aufspaltung und Polarisation beim Anormalen Zeeman-Effekt

## 2 Durchführung

Die Lichtquelle mit roter Linie (normaler Zeeman-Effekt) und blauer Linie (anormaler Zeeman-Effekt) ist eine Cd-Lampe, die zwischen die Polschuhe eines Elektromagneten gebracht wird. Die Emissionslinien werden kollimiert und vom Geradsichtprisma nach Wellenlänge separiert. Polarisationsfilter und Spalt werden je nach untersuchtem Übergang ausgesucht und der Strahl auf die Eintrittsfläche einer Lummer-Gehrke Platte abgebildet. Das hierdurch entstehende Interferenzmuster wird mit einer Digitalkamera aufgenommen. Den schematischen Aufbau kann man Abbildung 4 entnehmen.

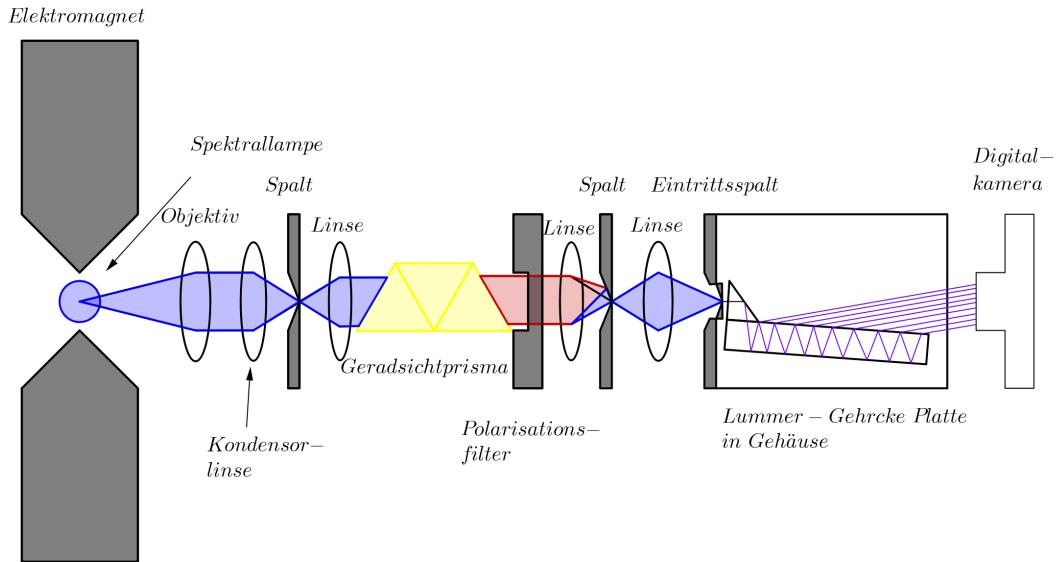


Abbildung 4: Draufsicht des schematischen Versuchsaufbaus

Die Lummer-Gehrke Platte nutzt zur hohen Auflösung ( $10^5$ ) Interferenz an planparallelen Platten. Ein internes Prisma sorgt dafür, dass das Licht innerhalb der planparallelen Platten reflektiert wird. Die Reflexion ist nicht vollständig, sodass bei jeder Reflexion auch ein Teil transmittiert wird, der mit anderen transmittierten Strahlen nach der Bragg-Bedingung interferieren kann, wobei  $d$  die Plattendicke,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $n$  die Ordnung und  $\vartheta$  der Einfallswinkel zum Plattenlot ist.

$$2d \cos(\vartheta) = n\lambda \quad (25)$$

Der Gangunterschied der Interferenzstreifen beträgt die eingestrahlte Wellenlänge  $\lambda$ . Bei Anwesenheit eines Magnetfelds ändert sich die Wellenlänge um  $\delta\lambda$ , was zu einer Verschiebung der Streifen um  $\delta s$  zufolge hat. Das Dispersionsgebiet ist die Differenz, die zwei Wellenlängen haben müssen, damit sie interferieren können.

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d} \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} \quad (26)$$

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{\Delta s}{s} \Delta\lambda_D \quad (27)$$

Das Auflösungsvermögen  $A$  hängt von der Länge der Lummer-Gehrke Platte  $L$ , dem Brechungsindex  $n$  und der Wellenlänge  $\lambda$  ab

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{L}{\lambda} (n^2 - 1). \quad (28)$$

Zu Beginn wird der Elektromagnet geeicht, indem die magnetische Flussdichte  $B$  in Abhängigkeit des Feldstroms  $I$  gemessen wird. Für geeignete Magnetfelder sollen nun die Wellenlängenaufspaltungen für verschiedene Ordnungen der roten ( $= 643,8 \text{ nm}$ ) und der blauen ( $= 480,0 \text{ nm}$ ) Linie des Cd-Spektrums gemessen werden. Dazu wird die Apparatur optimal entsprechend Abbildung 4 aufgebaut, sodass die Intensität bestmöglich aufrecht erhalten und scharfe Abbildungen entstehen können.

### 3 Vorbereitung und Auswertung

Als vorbereitende Aufgabe sollten bereits einige g-Faktoren aus theoretischen Werten bestimmt werden, damit diese anschließend mit den gemessenen verglichen werden können. Über Gleichung (24) erhält man damit in folgender Tabelle eingetragene Werte:

Übergang	$^1D_2$		$^1P_1$		$g_{ij}$
	$m_1$	$g_i$	$m_2$	$g_j$	
$\sigma^-$	0	1	-1	1	1
	1	1	0	1	1
	2	1	1	1	1
$\pi$	-1	1	-1	1	0
	0	1	0	1	0
	1	1	1	1	0
$\sigma^+$	-2	1	-1	1	-1
	-1	1	0	1	-1
	0	1	1	1	-1

Abbildung 5: Zur roten Spektrallinie gehörige Quantenzahlen und g-Faktoren

Übergang	$^1D_2$		$^1P_1$		$g_{ij}$
	$m_1$	$g_i$	$m_2$	$g_j$	
$\sigma^-$	0	1	-1	1	1
	1	1	0	1	1
	2	1	1	1	1
$\pi$	-1	1	-1	1	0
	0	1	0	1	0
	1	1	1	1	0
$\sigma^+$	-2	1	-1	1	-1
	-1	1	0	1	-1
	0	1	1	1	-1

Abbildung 6: Zur blauen Spektrallinie gehörige Quantenzahlen und g-Faktoren

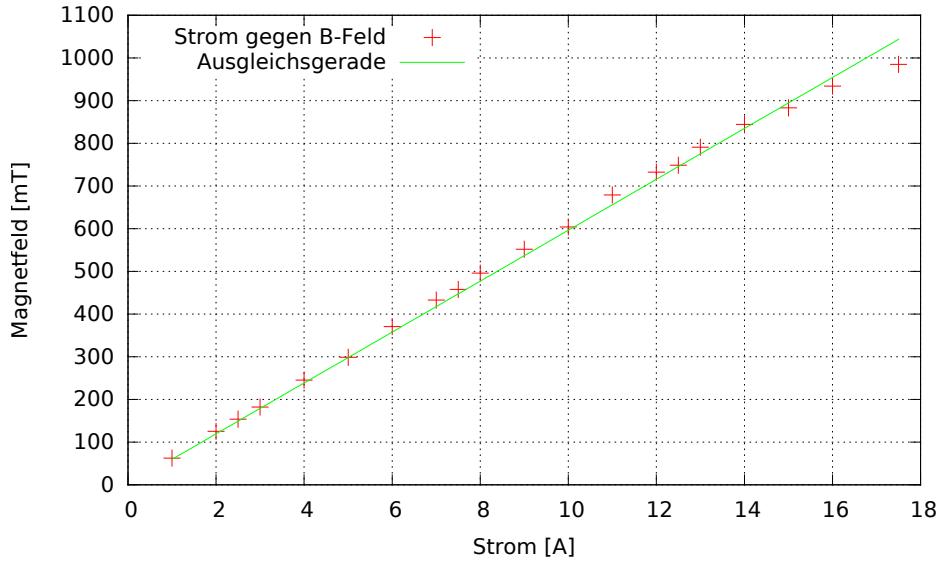


Abbildung 7: Verlauf des angelegten Magnetfeldes in Abhängigkeit zum Spulenstrom

Bevor die eigentliche Messung durchgeführt werden kann, muss noch der Magnet ge eicht werden. Hierzu wird eine Hallsonde zwischen die Eisenkerne gehalten und das gemessene B-Feld gegen den Spulenstrom aufgetragen. Man erhält den in Abbildung 7 dargestellten Verlauf. Als Regressionsgerade wurde eine Gerade durch den Nullpunkt verwendet. Als Steigung  $m$  ergab sich für diese der Wert:

$$m = 59.6 \pm 0.41$$

Nachdem die Apparatur korrekt eingestellt wurde, werden mit der Kamera bei verschiedenen Magnetfeld-Stärken bilder aufgenommen. Bei den folgenden Bildern handelt es sich um Gegenuberstellungen von Aufnahmen mit Feld (unten) und ohne Feld (oben), so dass die Aufspaltung der Linien gut sichtbar wird.

Für die Analyse wird anschlie end der Abstand zwischen den Spektrallinien im feldfreien Fall  $\Delta S$  und im Falle eines angelegten Magnetfeldes  $\delta S$  in Pixeln gemessen. Mittels Gleichungen (26) und (27) kann dann schlie lich der g-Faktor bestimmt werden. Für die Analyse wird anschlie end der Abstand zwischen den Spektrallinien im feldfreien Fall  $\Delta S$  und im Falle eines angelegten Magnetfeldes  $\delta S$  in Pixeln gemessen. Mittels Gleichung (26) kann dann schlie lich der g-Faktor bestimmt werden.

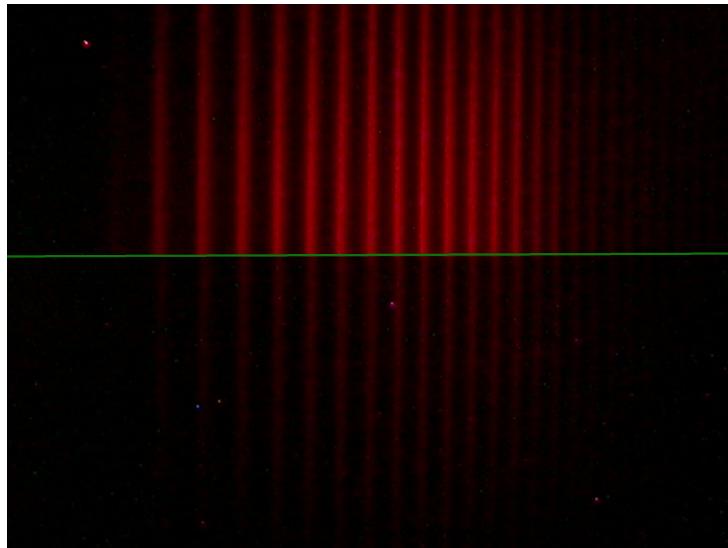


Abbildung 8: Aufnahme der Spektrallinien für rotes Licht mit B=633mT ( $\pi$ -Übergang)

Ordnung	$\Delta S$ [Pixel]	$\delta S$ [Pixel]	$\delta\lambda$ [pm]	$\delta\nu$ [ $10^{18}$ Hz]	$g$
1	123	69	13,72	21,87	1,124
2	111	58	12,78	23,48	1,047
3	106	58	13,38	22,42	1,097
4	96	50	12,74	23,55	1,044
5	94	50	13,01	23,06	1,066
6	83	51	15,03	19,96	1,231
7	79	41	12,69	23,64	1,040
8	80	41	12,53	23,94	1,027
9	75	43	14,02	21,40	1,149
10	73	41	13,74	21,84	1,126

Tabelle 1: Messwerte aufgenommen für rotes (648,3nm) Licht und den  $\sigma$ -Übergang bei 633mT

Bei dem roten Licht gibt es nur für den  $\sigma$ -Übergang eine Aufspaltung der Spektrallinien, wie man in Abbildung 8 sehen kann. Für den  $\pi$ -Übergang ist somit  $g=0$ . Mit den Werten aus Tabelle 1 werden Mittelwert und Standardabweichung des  $\sigma$ -Übergangs in Abbildung 9 bestimmt:

$$g_{\text{rot},\sigma} = 1,095 \pm 0,064$$

Für das blaue Licht lässt sich mit den Werten aus Tabelle 2 Mittelwert und Standardabweichung für den  $\sigma$ -Übergang bestimmen aus Abbildung 11:

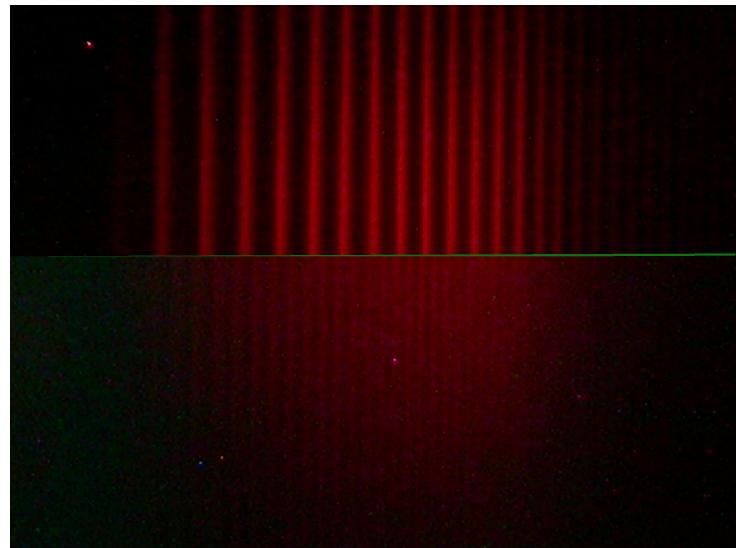


Abbildung 9: Aufnahme der Spektrallinien für rotes Licht mit  $B=633\text{mT}$  ( $\sigma$ -Übergang)

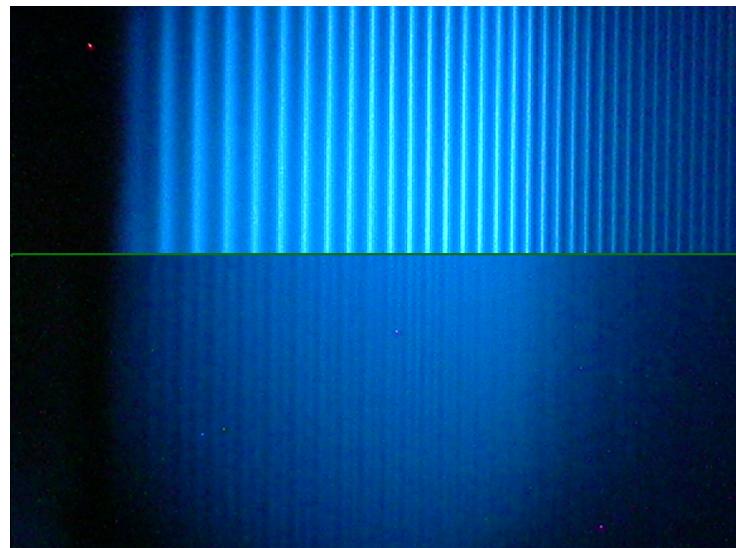


Abbildung 10: Aufnahme der Spektrallinien für blaues Licht mit  $B=323\text{mT}$  ( $\sigma$ -Übergang)

Ordnung	$\Delta S$ [Pixel]	$\delta S$ [Pixel]	$\delta\lambda$ [pm]	$\delta\nu$ [ $10^{18}$ Hz]	$g$
1	98	47	6,46	46,42	1,861
2	91	50	7,40	40,52	2,133
3	90	45	6,74	44,52	1,941
4	80	42	7,08	42,40	2,038
5	77	43	7,53	39,86	2,168
6	72	41	7,67	39,09	2,210
7	66	38	7,76	38,67	2,235
8	68	39	7,73	38,82	2,226
9	64	36	7,58	39,58	2,183
10	60	31	6,96	43,09	2,005
11	57	29	6,86	43,76	1,975
12	57	28	6,62	45,32	1,907
13	56	29	6,98	42,99	2,010

Tabelle 2: Messwerte aufgenommen für blaues (480nm) Licht und den  $\sigma$ -Übergang bei 323mT

$$g_{\text{blau},\sigma} = 2,069 \pm 0,130$$

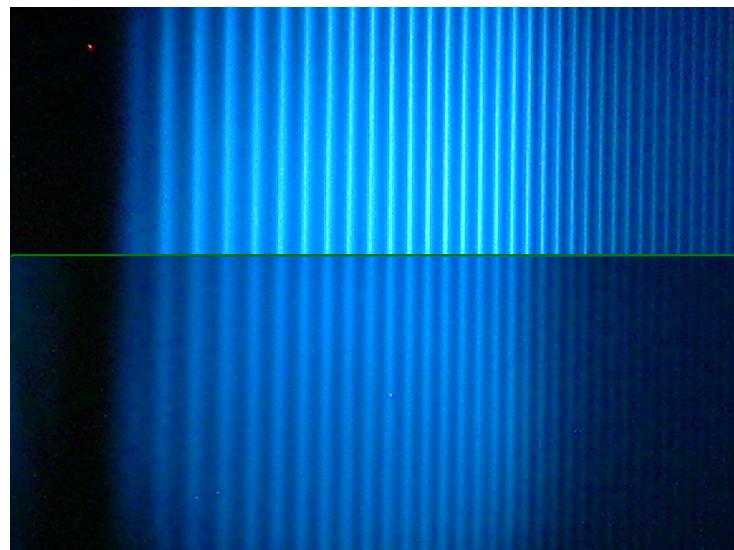


Abbildung 11: Aufnahme der Spektrallinien für blaues Licht mit B=1023mT  
( $\pi$ -Übergang)

Ordnung	$\Delta S$ [Pixel]	$\delta S$ [Pixel]	$\delta\lambda$ [pm]	$\delta\nu$ [ $10^{18}$ Hz]	$g$
1	101	45	6,004	49,97	0,546
2	94	47	6,738	44,52	0,613
3	91	49	7,256	41,34	0,660
4	79	45	7,676	39,08	0,698
5	74	47	8,559	35,05	0,778
6	72	46	8,610	34,84	0,783
7	66	45	9,188	32,65	0,836
8	69	45	8,789	34,13	0,799
9	62	44	9,564	31,37	0,870
10	60	44	9,882	30,36	0,899
11	58	43	9,991	30,03	0,909
12	58	47	10,92	27,47	0,993
13	57	44	10,40	28,84	0,946
14	55	41	10,05	29,86	0,914
15	52	44	11,40	26,31	1,037
16	52	41	10,63	28,23	0,966
17	48	40	11,23	26,71	1,021

Tabelle 3: Messwerte aufgenommen für blaues (480nm) Licht und den  $\pi$ -Übergang bei 1023mT

Und für den  $\pi$ -Übergang mit den Werten aus Tabelle 3 ergibt sich:

$$g_{\text{blue},\pi} = 0,839 \pm 0,145$$

## 4 Diskussion

Im Vergleich zu den Literaturwerten werden zu den im Versuch aufgenommenen Werten folgende Abweichungen sichtbar:

Wellenlänge [ $\lambda$ ]	Übergang	Literaturwert g	gemessen g	Abweichung [%]
648,3nm (rot)	$\pi$	0,00	0,000	0,0%
	$\sigma$	1,00	$1,095 \pm 0,064$	9,5%
480nm (blau)	$\sigma$	1,75	2,069	18,2%
	$\pi$	0,50	0,839	67,8%

Bei der  $\sigma$ -Aufspaltung der blauen Linie muss dabei berücksichtigt werden, dass der Wert des theoretischen g-Faktors zwei Werte annehmen kann (siehe Tabelle 2). Da beide Übergänge gleich wahrscheinlich sind, wird hier der Mittelwert der beiden theoretischen Werte gebildet und als Vergleichswert benutzt. Bei der  $\sigma$ -Aufspaltung der blauen Linie muss dabei berücksichtigt werden, dass der Wert des theoretischen g-Faktors zwei Werte annehmen kann (siehe Tabellen 5 und 6). Da beide Übergänge gleich wahrscheinlich sind,

wird hier der Mittelwert der beiden theoretischen Werte gebildet und als Vergleichswert benutzt.

Wie anhand der prozentualen Abweichung erkennbar ist, stimmt der errechnete Wert für die rote Spektrallinie sehr gut mit dem theoretischen überein.

Bei der blauen Linie gibt es jedoch massive Abweichungen. Dies kann insbesondere dadurch erklärt werden, dass die Aufnahmen von den blauen Spektrallinien viel stärker verschwommen waren, als von der roten. Es ist somit nicht eindeutig zu bestimmen, wie weit genau die Linien auseinander liegen. Außerdem wurde vermutlich in der letzten Aufnahme die Kamera leicht von ihrer ursprünglichen Position weg bewegt, was man daran erkennen kann, dass die Spektrallinien zur höheren Ordnung hin immer weniger deckungsgleich mit den Feldfreien sind. Dennoch sind auch diese Landé-Faktoren immer noch in der richtigen Größenordnung und daher noch akzeptabel.

Dennoch sollte für eine solche Präzisionsmessung besser auf eine höher auflösende Kamera mit einem größeren Display zugegriffen werden um brauchbare Ergebnisse zu erhalten.