

Fortgeschrittenenpraktikum

V27 Zeemann-Effekt

Felix Gläsemann

felix.glaesemann@tu-dortmund.de

Tobias Brützel

tobias.bruetzel@tu-dortmund.de

Durchführung: 26.01.2022

Abgabe: 15.02.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Drehimpuls und magnetisches Moment eines Elektrons	3
2.2 Wechselwirkungen der Drehimpulse und der magnetischen Momente	4
2.3 Aufspaltung der Energieniveaus eines Atoms im homogenen Magnetfeld . .	5
2.4 Auswahlregeln für Übergänge zwischen aufgespaltenen Energieniveaus . .	5
2.5 Der Zeeman-Effekt	6
2.5.1 Der normale Zeeman-Effekt	6
2.5.2 Der anomale Zeeman-Effekt	7
3 Vorbereitung	8
3.1 Die rote Linie der Cd-Lampe	8
3.2 Die blaue Linie der Cd-Lampe	9
3.3 Zusammenfassung der Ergebnisse	10
4 Aufbau und Durchführung	11
4.1 Aufbau	11
4.2 Versuchsdurchführung	12
5 Auswertung	13
5.1 Bestimmung des Magnetfeldes	13
5.2 Messung der Landé-Faktoren	15
6 Diskussion	22
7 Diskussion	22
8 Anhang	23
Literatur	23

1 Zielsetzung

In diesem Versuch wird der Zeeman-Effekt untersucht. Dazu werden mithilfe einer Lummer-Gehrcke-Platte spektroskopische Messungen durchgeführt und die Aufspaltung der roten und blauen Spektrallinien von Cd-Atomen analysiert.

2 Theorie

Atome besitzen diskrete Energieniveaus, durch die sich die gequantelte Lichtemission bei der Anregung der Atome erklären lässt. Befindet sich ein Atom jedoch in einem gleichförmigen äußeren Magnetfeld spalten diese Niveaus erneut auf. Dieses Phänomen wird Zeeman-Effekt genannt und kann experimentell durch die Verschiebung und Polarisierung der durch die Atome emittierten Spektrallinien untersucht werden. Mit Hilfe der sogenannten Auswahlregeln lassen sich theoretische Vorhersagen über die Energie und die Polarisation der emittierten Strahlung machen.

2.1 Drehimpuls und magnetisches Moment eines Elektrons

Jedes Hückelelektron besitzt zwei Drehimpulse, den Bahndrehimpuls \vec{l} und den Eigen-drehimpuls, auch Spin genannt, \vec{s} . Die Beträge der einzelnen Drehimpuls ergeben sich durch Lösen der quantenmechanischen Eigenwertgleichungen

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

und

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

Zu jedem Drehimpuls existiert außerdem auf Grund der Ladung e_0 des Elektrons ein magnetisches Moment. Für den Bahndrehimpuls ergibt sich

$$\vec{\mu}_l = -\mu_B \sqrt{l(l+1)} \vec{l}_0 \quad (3)$$

mit dem Bohrschen Magneton

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

und der Spin liefert

$$\vec{\mu}_s = -g_s \sqrt{s(s+1)} \vec{s}_0 \quad (5)$$

mit dem Landé-Faktor g_s des Elektrons, der in etwa den Wert 2 hat. Trägt das Elektron nur einen Bahndrehimpuls von $l = 1$, dann ist $\vec{\mu}_s$ ungefähr doppelt so groß wie $\vec{\mu}_l$. Diese Tatsache wird magnetomechanische Anomalie des Elektrons genannt und lässt sich auf die relativistische Dirac-Theorie des Elektrons zurückführen.

2.2 Wechselwirkungen der Drehimpulse und der magnetischen Momente

Bei Mehrelektronenatomen treten Wechselwirkungen, sowohl zwischen dem Bahndrehimpuls und dem Spin jedes einzelnen Elektrons, als auch zwischen den Drehimpulsen der verschiedenen Elektronen in der Hülle auf. Zur Vereinfachung der komplexen Beschreibung dieser Überlagerung, werden zwei Grenzfälle betrachtet.

1. Grenzfall: Besitzen Atome eine niedrige Kernladungszahl ist die Wechselwirkung zwischen den Drehimpulsen verschiedener Elektronen so groß, dass diese additiv zum Gesamtbahndrehimpuls \vec{L}

$$|\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)} \hbar \quad \text{mit} \quad L = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

koppeln. Gemäß der gebräuchlichen Notation in der Atomphysik werden die verschiedenen Werte von L aufsteigend mit den Buchstaben S, P, D, F, \dots gekennzeichnet. Analog koppeln die Spins der Elektronen additiv zum Gesamtspin \vec{S} . Es gilt

$$|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)} \hbar \quad \text{mit} \quad S = \frac{N}{2}, \frac{N}{2}-1, \dots, \frac{1}{2}, 0 \quad (7)$$

wobei N die Anzahl der Hüllenelektronen ist. Auch dem Gesamtbahndrehimpuls \vec{L} und dem Gesamtspin \vec{S} wird

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

und

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

ein magnetisches Moment zugeordnet. Wird ein nicht zu starkes äußeres Magnetfeld angelegt, kommt es zur LS -Kopplung oder auch Russell-Saunders-Kopplung. Dabei koppeln der Gesamtdrehimpuls L und der Gesamtspin S zum Gesamtdrehimpuls J .

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (10)$$

mit

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \quad (11)$$

wobei J entweder ganz- oder halbzahlig sein kann. J wird üblicherweise als unterer Index an den Symbolen S, P, D, F, \dots notiert. Oberer Index ist die Multiplizität $M = 2S+1$.

2. Grenzfall: Bei schweren Atomen dominiert die Wechselwirkung der Drehimpulse eines einzelnen Elektrons gegenüber der Wechselwirkung der Drehimpulse verschiedener Elektronen, sodass sich der Gesamtdrehimpuls zu

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i \quad (12)$$

je Einzelektron ergibt, sodass kein Gesamtdrehimpuls \vec{L} und Gesamtspin \vec{S} mehr definiert sind. Zwischen den einzelnen \vec{j}_i gilt wieder ein additiver Zusammenhang, aus dem sich der

Gesamtdrehimpuls \vec{J} bildet. Diese Art der Wechselwirkung wird auch als j - j -Kopplung bezeichnet.

Für mittlere Kernladungszahlen existiert zwischen den genannten Grenzfällen ein fließender Übergang.

2.3 Aufspaltung der Energieniveaus eines Atoms im homogenen Magnetfeld

Das zum Gesamtdrehimpuls \vec{J} gehörende magnetische Moment lautet

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S. \quad (13)$$

Im Allgemeinen sind \vec{J} und $\vec{\mu}$ nicht parallel, aber auf Grund der präzessierenden Bewegung um die Magnetfeldrichtung verschwindet der Erwartungswert der zu \vec{J} senkrechten Komponente im zeitlichen Mittel. Durch die Quantenmechanik folgt für den Betrag des magnetischen Moments

$$|\vec{\mu}_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (14)$$

mit dem Landé-Faktor

$$g_J := \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (15)$$

Zu dem kommt es durch die Quantenmechanik zu einer Richtungsquartierung im homogenen Magnetfeld. Daher gilt:

$$\mu_{J_z} = -mg_J\mu_B \quad (16)$$

mit der Orientierungsquantenzahl $m \in \{-J, -J+1, \dots, J-1, J\}$. Es existieren somit $2J+1$ Einstellmöglichkeiten für ein magnetisches Moment in einem äußeren Magnetfeld. Für die Energie, die ein Moment $\vec{\mu}$ im Magnetfeld erhält, ergibt sich

$$E_{\text{mag}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = mg_J \mu_B B. \quad (17)$$

Auf Grund der Einstellmöglichkeiten des magnetischen Moments spalten die Energieniveau E_0 im feldfreien Raum in $2J+1$ äquidistante Niveaus auf. Da es durch die Aufspaltung zu neuen Energieniveaus kommt, existieren auch neue Übergänge und somit Spaktrallinien. Dieser Effekt wird als Zeeman-Effekt bezeichnet. Beispielhaft ist dies in Abbildung (1) für ein Atom mit $J = 2$ skizziert.

2.4 Auswahlregeln für Übergänge zwischen aufgespaltenen Energieniveaus

Die Auswahlregeln sind für den Zeeman-Effekt sehr entscheidend, da sie festlegen welche Übergänge zwischen verschiedenen Energieniveaus erlaubt sind. Sie lassen sich durch die Betrachtung zweier möglicher Lösungen der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung mit den zugehörigen Energien E_α und E_β bestimmen. Die Linearkombination beider Zustände liefert einen Zustand, der eine Schwingung des Elektrons mit der Frequenz

$$\nu_{\alpha\beta} := \frac{E_\alpha - E_\beta}{h} \quad (18)$$

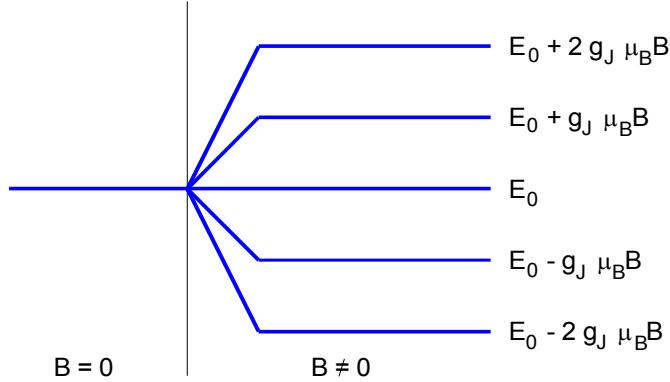


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Aufspaltung eines Energieniveaus eines Atoms mit Gesamtdrehimpulsquantenzahl $J = 2$.

beschreibt. Durch die Berechnung des elektrischen Dipolmomentes des Elektrons lässt sich die Intensität der emittierten Strahlung bestimmen. Durch eine längere Rechnung lässt sich herleiten, dass es nur zu einer Emission von Spektrallinien kommt, wenn sich die zu den Energien gehörigen Orientierungsquantenzahlen m_α und m_β entweder garnicht oder um ± 1 unterscheiden. Wobei es sich bei $\Delta m = 0$ um eine linear polarisierte und parallel zum Magnetfeld emittierte Strahlung handelt und ein Übergang mit $\Delta m = \pm 1$ zu einer zirkular polarisierten Strahlung führt.

2.5 Der Zeeman-Effekt

2.5.1 Der normale Zeeman-Effekt

Die oben gemachten Erkenntnisse gelten zunächst nur für $S = 0$, da der Spin in der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung nicht auftaucht. Daraus folgt mit Gleichung (15) immer $g_j = 1$ unabhängig von L und J . Für die Energiedifferenz eines aufgespaltenen Niveaus ergibt sich aus Gleichung (17)

$$\Delta E = \Delta m \mu_B B \quad (19)$$

mit $\Delta m = m_1 - m_2$. Die möglichen Übergänge führen zu drei Liniengruppen mit jeweils gleichem Δm , dem sogenannten Zeeman-Triplett. Abbildung (2) zeigt die Aufspaltung und Übergänge für $J = 2 \rightarrow J = 1$. Die linear polarisierten Linien mit $\Delta m = 0$ werden als π -Linien bezeichnet und sind nur bei voller Intensität zu sehen, wenn sie senkrecht zur Feldrichtung betrachtet werden. Somit ist das Aufspaltungsbild abhängig von der Beobachtungsrichtung. Die zwei Liniengruppen mit $\Delta m = \pm 1$ werden als σ -Linien bezeichnet. Die Liniengruppen selbst unterscheiden sich in ihrer Energie um jeweils den Wert $\mu_B B$ voneinander. Das der Spin $S = 0$ ist, ist der natürlich seltener vorkommende Fall. Die Bezeichnung normaler Zeeman-Effekt, lässt sich auf die frühere Entdeckung zurückführen.

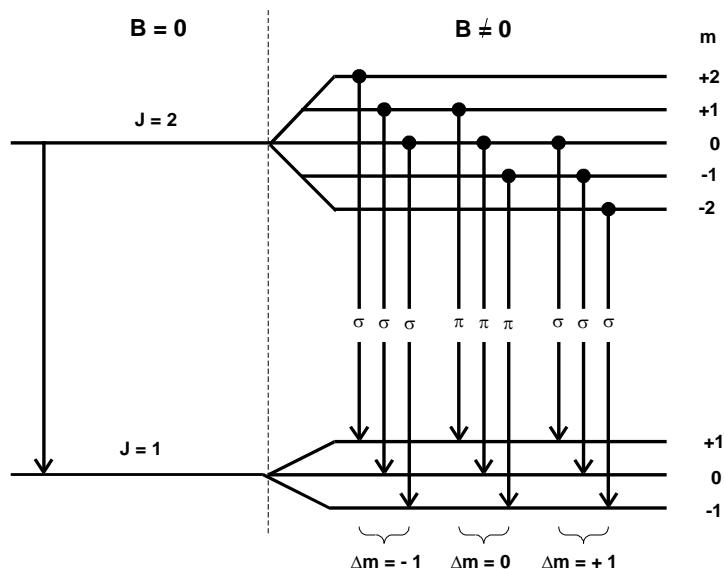


Abbildung 2: Beispiel einer Linienaufspaltung beim normalen Zeeman-Effekt.

2.5.2 Der anomale Zeeman-Effekt

Der häufiger anzutreffende anomale Zeeman-Effekt beschreibt den Fall $S \neq 0$. Tatsächlich führt die Herleitung der Auswahlregeln mit der spinabhängigen Schrödinger-Gleichung zu denselben Auswahlregeln wie in Abschnitt (2.4). Für die Energiedifferenz ergibt sich nun

$$\Delta E = [m_1 g(L_1, S_1, J_1) - m_2 g(L_2, S_2, J_2)] \mu_B B. \quad (20)$$

Der Term in den eckigen Klammern stellt den Landé-Faktor des Übergangs dar. Abbildung (3) zeigt beispielhaft die Aufspaltung und Übergänge eines Alkali-Dubletts.

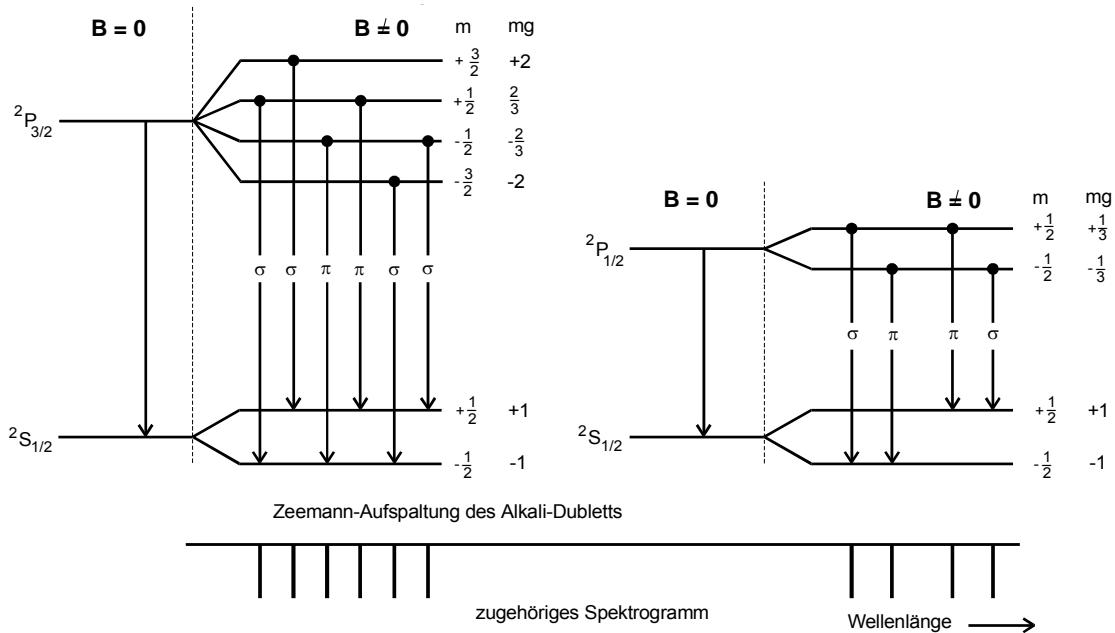


Abbildung 3: Beispiel einer Linienaufspaltung beim anomalen Zeeman-Effekt. Dargestellt ist die Aufspaltung eines Alkali-Dubletts.

3 Vorbereitung

Vorbereitend zur Durchführung des Versuches sind im Folgenden die Energiedifferenzen sowie die berechneten Landé-Faktoren für die zu untersuchenden Übergänge aufgeführt.

3.1 Die rote Linie der Cd-Lampe

Die Übergänge der Elektronen, welche die rote Linie erzeugen sind jene von 1D_2 nach 1P_1 . Die zu den beiden Zuständen gehörenden Quantenzahlen sind in Tabelle (1) aufgeführt. Dort wird auch deutlich, dass es sich hierbei um den normalen Zeeman-Effekt handelt, da beide Zustände den Spin 0 besitzen. Der Landé-Faktor ist hier für alle Zustände $g = 1$. Mögliche Übergänge zwischen diesen beiden Niveaus sind in Abbildung (4) dargestellt. Die aus Gleichung (19) bestimmten Energiedifferenzen der verschiedenen Übergänge sind in Tabelle (2) aufgeführt.

Tabelle 1: Quantenzahlen der Übergänge.

	L	J	S	m	g
1D_2	2	2	0	$-2, -1, 0, 1, 2$	1
1P_1	1	1	0	$-1, 0, 1$	1

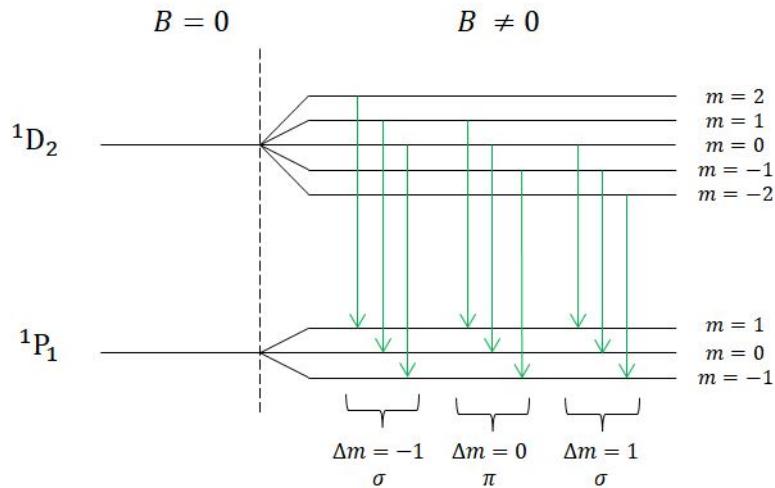


Abbildung 4: Termschema der roten Linie.

Tabelle 2: Energieaufspaltung der Zeeman-Linien.

Übergang	ΔE
$\Delta m = -1$	$-\mu_B B$
$\Delta m = 0$	0
$\Delta m = 1$	$\mu_B B$

3.2 Die blaue Linie der Cd-Lampe

Die Übergänge der Elektronen, welche die blaue Linie erzeugen sind jene von 3P_1 nach 3S_1 . Die zu den beiden Zuständen gehörenden Quantenzahlen sind in Tabelle 3 aufgeführt. Die Zustände werden durch ein anliegendes Magnetfeld aufgespalten. Durch die beiden gleich von Null verschiedenen Spins wird auch deutlich, dass es sich hierbei um den anomalen Zeeman-Effekt handelt. Der Lande-Faktor ist hier für alle Zustände $g \neq 1$. Mögliche Übergänge zwischen diesen beiden Niveaus sind in Abbildung (5) dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass die rote Übergangslinie theoretisch möglich ist, aber quantenmechanisch sind Übergänge von $m_1 = 0$ auf $m_2 = 0$ bei $J = 1$ verboten. Die aus Gleichung (20) bestimmten Energiedifferenzen der verschiedenen Übergänge sind in Tabelle (4) aufgeführt.

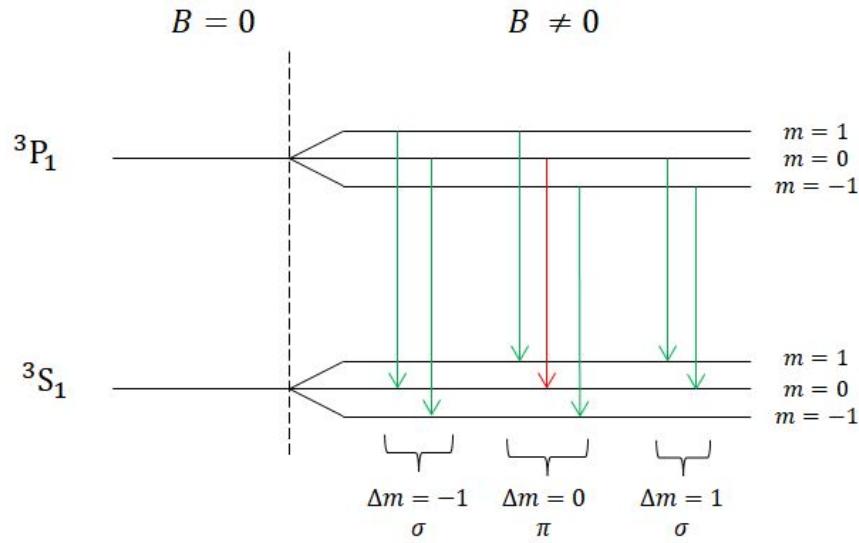


Abbildung 5: Termschema der blauen Linie.

Tabelle 3: Quantenzahlen der Übergänge.

	L	J	S	m	g
3P_1	1	1	1	-1, 0, 1	1,5
3S_1	0	1	1	-1, 0, 1	2

Tabelle 4: Energieaufspaltung der Zeeman-Linien.

Übergang	$m_1 \rightarrow m_2$	ΔE
$\Delta m = -1$	1 → 0	$1,5\mu_B B$
	0 → -1	$2\mu_B B$
$\Delta m = 0$	1 → 1	$-0,5\mu_B B$
	0 → 0	0
	-1 → -1	$0,5\mu_B B$
$\Delta m = +1$	0 → 1	$-2\mu_B B$
	-1 → 0	$-1,5\mu_B B$

3.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Zusammenfassend ergeben sich für die Übergänge der verschiedenen Linien die in Tabelle 5 aufgeführten Ergebnisse für die Lande-Faktoren $|g|$. Diese sollen im Versuch experimentell validiert werden.

Tabelle 5: Theoretische Vorhersage für $|g|$.

	Linie	rot	blau
σ		1	1,75
π		0	0.5

4 Aufbau und Durchführung

4.1 Aufbau

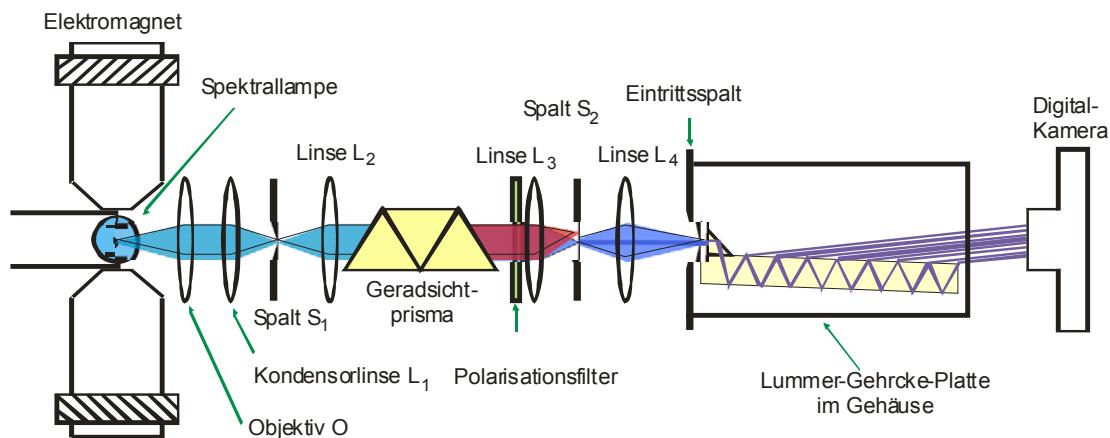


Abbildung 6: Schematischer Aufbau der Messapparatur. [1, S. 2]

Zur Untersuchung des Zeeman-Effektes wird der in Abbildung 6 dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Dazu wird eine Cadmium-Lampe zwischen den beiden Polen des Elektromagneten positioniert. Senkrecht zum Magnetfeld wird das emittierte Licht mit Hilfe eines Okulars, zweier Linsen und eines Spaltes gebündelt und auf ein Geradsichtprisma gelenkt, welches die Trennung der Spektrallinien nach ihrer Wellenlänge ermöglicht. Dabei ist, um Intensitätsverluste zu vermeiden, darauf zu achten, dass die Abbildung des Strahlenbündels auf das Prisma nicht größer als Selbiges ist. Über einen nachfolgenden Polarisationsfilter kann zusätzlich die Polarisationsrichtung der zu untersuchenden Spektrallinie eingestellt werden, wodurch zwischen den $\Delta m = 0$ und $\Delta m = \pm 1$ Übergängen selektiert werden kann. Mit zwei weiteren Linsen und einem Spalt werden die Strahlen erneut gebündelt und auf eine Lummer-Gehrcke-Platte gelenkt. Der Strahlengang in einer solchen Platte ist schematisch in Abbildung (7) dargestellt. Innerhalb der Platte wird das einfallende Licht mehrfach reflektiert, wobei stets ein kleiner Teil der Strahlung aus der Platte austritt und mit anderen ausgetretenen Strahlen interferiert. Für konstruktive Interferenz ist die Bragg-Bedingung in 1. Ordnung

$$\lambda = 2d \cos \theta \quad (21)$$

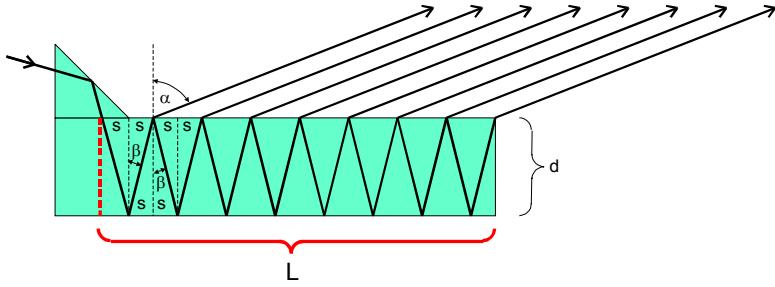


Abbildung 7: Strahlengang in der Lummer-Gehrcke-Platte. [1, S. 2]

zu erfüllen, wobei d die Dicke der Platte und λ die Wellenlänge der ausgewählten Spektrallinie ist. Der Gangunterschied der Interferenzstreifen entspricht bei einer Lummer-Gehrcke-Platte genau der verwendeten Wellenlänge. Das entstehende Interferenzmuster wird mit Hilfe einer am Ende des Strahlengangs befindlichen Digitalkamera aufgenommen.

4.2 Versuchsführung

Zunächst wird der verwendete Elektromagnet geeicht, dazu wird in einer Messreihe mit einer Hallsonde das Magnetfeld in Abhängigkeit des Spulenstroms gemessen. Die Messung wird sowohl für einen ansteigenden Strom, als auch für einen fallenden Strom durchgeführt.

Zur Untersuchung der Aufspaltung wird die rote und eine blaue Spektrallinie einer Cadmium-Spektrallampe mit dem oben beschriebenen Versuchsaufbau betrachtet. Es wird je Spektrallinie und möglicher Polarisation ein Bild mit ausgeschaltetem und ein Bild mit eingeschaltetem Magnetfeld aufgenommen. Dadurch lässt sich die Verschiebung und Aufspaltung visualisieren.

Da eine Aufspaltung der Linien im Magnetfeld um $\delta\lambda$ auch eine Verschiebung der Interferenzstreifen um δs bedeutet, muss auf das Dispersionsgebiet der Lummer-Gehrcke-Platte geachtet werden. Damit keine Überlagerung der Streifen stattfindet, darf die durch die Aufspaltung bedingte Wellenlängendifferenz nicht größer als

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} \quad (22)$$

sein. n ist hierbei der Brechungsindex und d die Dicke der Lummer-Gehrcke-Platte. Das resultierende Auflösungsvermögen ist durch

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{L}{\lambda} (n^2 - 1) \quad (23)$$

gegeben, wobei L die Länge der Platte ist.

5 Auswertung

5.1 Bestimmung des Magnetfeldes

Zu Beginn muss der verwendete Elektromagnet geeicht werden. Dazu wird die Magnetfeldstärke abhängig von der eingestellten Stromstärke vermessen. Aufgrund der Hysterese wird die Magnetfeldstärke bei steigendem und bei fallendem Strom gemessen. Die Messwerte sind in Tabelle (6) und in Abbildung (8) dargestellt.

Tabelle 6: Messwerte der Magnetfeldstärke abhängig von der Stromstärke.

I / A	B / mT (steigend)	B / mT (fallend)
0	6	5
1	73	77
2	122	129
3	198	181
4	251	245
5	302	304
6	365	375
7	435	421
8	497	480
9	547	555
10	625	615
11	665	668
12	725	721
13	777	774
14	834	837
15	875	881
16	953	924
17	978	977

Eine lineare Regression der Messwerte

$$B(I) = aI + b \quad (24)$$

ist ebenfalls in Abbildung (8) dargestellt und ergibt die Parameter

$$a = (57,9 \pm 0,4) \frac{\text{mT}}{\text{A}}$$

$$b = (18 \pm 4) \text{ mT} .$$

Diese Funktion wird im Folgenden verwendet, um die Magnetfeldstärke bei den einzelnen Messreihen zu berechnen.

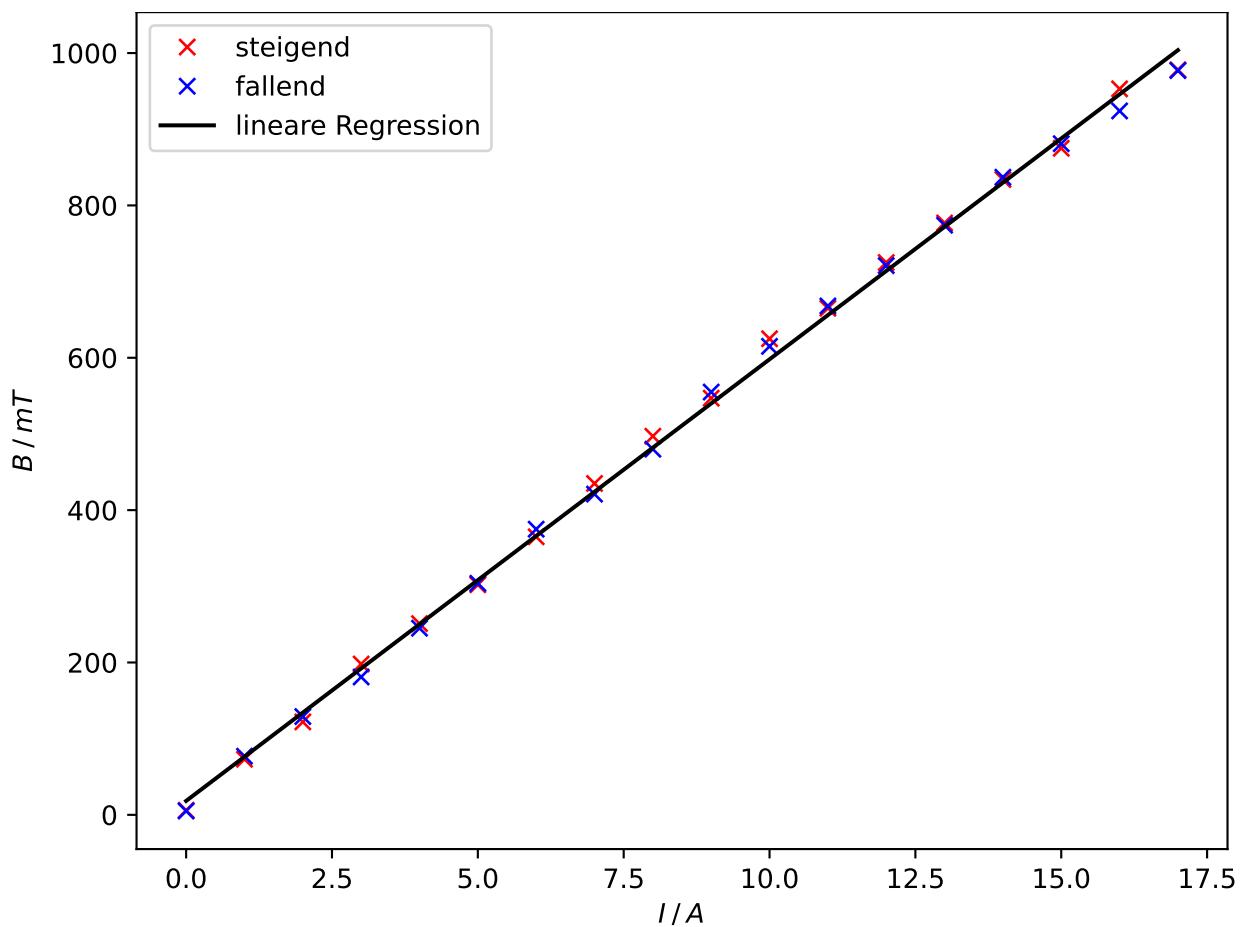


Abbildung 8: Magnetfeldstärke abhängig von der Stromstärke.

5.2 Messung der Landé-Faktoren

Zur Bestimmung der Landé-Faktoren wird die Verschiebung δ der Wellenlänge in die entsprechende Energiedifferenz ΔE umgerechnet:

$$|\Delta E| = \left| \frac{\partial E}{\partial \lambda} \right| \delta \lambda \quad (25)$$

$$= \frac{ch}{\lambda^2} \delta \lambda. \quad (26)$$

Der Landé-Faktor ergibt sich aus den Gleichungen (19) und (26):

$$g = \frac{|\Delta E|}{\mu_B B} \quad (27)$$

$$= \frac{ch \cdot \delta \lambda}{\lambda^2 \mu_B B}. \quad (28)$$

Die Wellenlängenverschiebung $\delta \lambda$ ergibt sich aus den Abständen der aufgenommenen Spektrallinien:

$$\delta \lambda = \frac{1}{2} \frac{\delta s}{\Delta s} \Delta \lambda_D, \quad (29)$$

wobei Δs der Abstand zwischen den Spektrallinien ohne äußeres Magnetfeld, δs der Abstand zwischen den aufgespaltenen Linien im Magnetfeld und $\Delta \lambda_D$ das Dispersionsgebiet ist. Das Dispersionsgebiet ergibt sich aus Formel (22) und ist für die beiden betrachteten Linien in Tabelle (7) dargestellt. Zur Bestimmung der Abstände Δs und δs aus den Fotos wurden mit einem Grafikprogramm Linien durch die Intensitätsmaxima gezeichnet und dann die Abstände zwischen den Linien in Pixeln bestimmt.

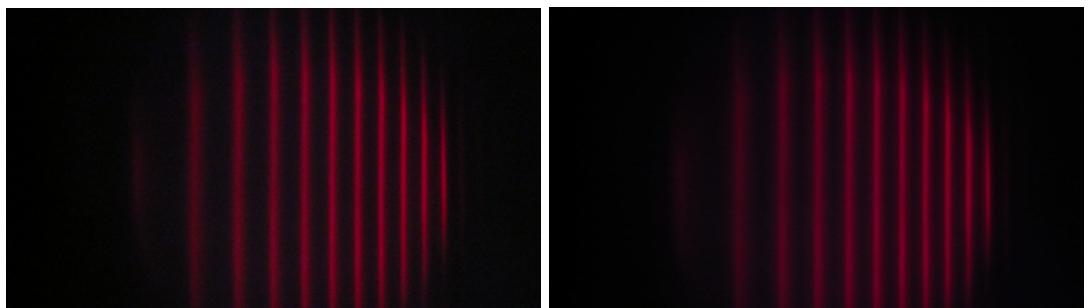
Tabelle 7: Wellenlängen und Dispersionsgebiet der untersuchten Linien.

Farbe	λ / nm	$\Delta \lambda_D / \text{pm}$
rot	643,8	48,91
blau	480,0	26,95

Zunächst wurden die Landé-Faktoren der roten Linie bestimmt. Bei der π -Linie zeigt sich, dass es keine Zeeman-Aufspaltung gibt, wie in Abbildung 9 zu sehen ist. Dies deutet darauf hin, dass der Landé-Faktor für die rote π -Linie 0 ist.

Die Messungen der roten σ -Linie ergeben die Bilder 10 und 11. Die gemessenen Abstände, die nach (29) berechnete Verschiebung und die daraus folgenden Landé-Faktoren sind in Tabelle 8 dargestellt. Die verwendete Magnetfeldstärke ist $(598 \pm 6) \text{ mT}$ und es ergibt sich der mittlere Landé-Faktor $g = 0,978 \pm 0,009$.

Bei der blauen π -Linie und der blauen σ -Linie wird analog verfahren. Die π -Linie ergibt die Bilder 12 und 13 und die Messwerte in Tabelle 9. Gemessen wurde bei einem Magnetfeld von $(1004 \pm 8) \text{ mT}$ und für den Landé-Faktor ergibt sich der Mittelwert $g = 0,525 \pm 0,004$.



(a) Aufnahme ohne Magnetfeld.

(b) Aufnahme mit Magnetfeld.

Abbildung 9: Spektrallinien der roten π -Linie.



Abbildung 10: Rote σ -Linie ohne Magnetfeld.

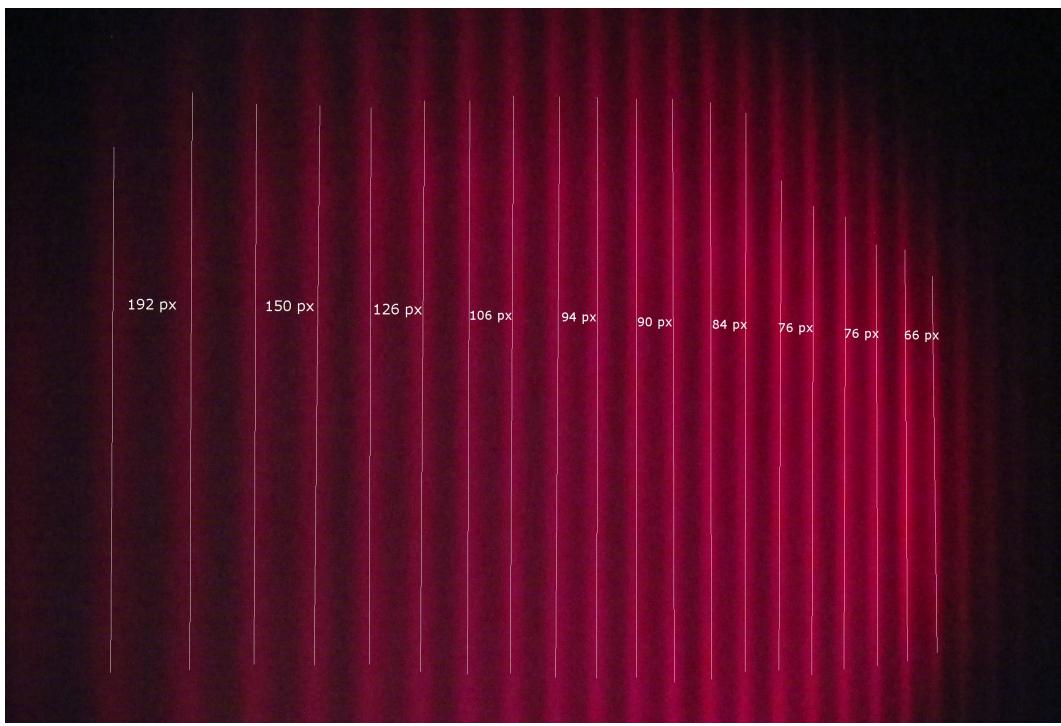


Abbildung 11: Rote σ -Linie mit Magnetfeld.

Tabelle 8: Messwerte der roten σ -Linie.

Δs / px	δs / px	$\delta\lambda$ / pm	Landé-Faktor g
367	192	12,794	$1,106 \pm 0,010$
304	150	12,067	$1,043 \pm 0,010$
261	126	11,806	$1,020 \pm 0,009$
236	106	10,984	$0,950 \pm 0,009$
213	94	10,792	$0,933 \pm 0,009$
199	90	11,060	$0,956 \pm 0,009$
190	84	10,812	$0,934 \pm 0,009$
177	76	10,500	$0,907 \pm 0,008$
167	76	11,129	$0,962 \pm 0,009$

Die Bilder 14 und 15 der σ -Linie ergeben die Messwerte aus Tabelle 10 bei einem Magnetfeld von (366 ± 5) mT. Es ergibt sich der Faktor $g = 1,39 \pm 0,02$.



Abbildung 12: Blaue π -Linie ohne Magnetfeld.

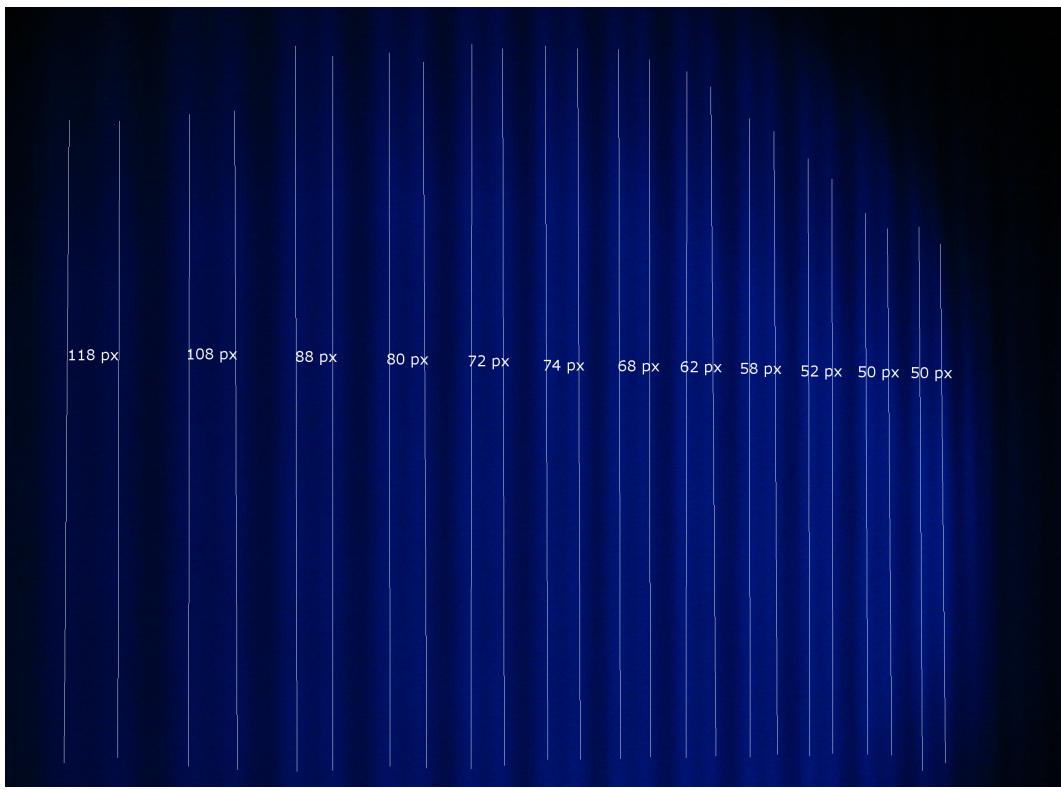


Abbildung 13: Blaue π -Linie mit Magnetfeld.

Tabelle 9: Messwerte der blauen π -Linie.

Δs / px	δs / px	$\delta\lambda$ / pm	Landé-Faktor g
284	118	5,599	$0,519 \pm 0,004$
238	108	6,115	$0,566 \pm 0,004$
218	88	5,439	$0,504 \pm 0,004$
192	80	5,615	$0,520 \pm 0,004$
182	72	5,331	$0,494 \pm 0,004$
164	74	6,080	$0,563 \pm 0,004$
154	68	5,950	$0,551 \pm 0,004$
148	62	5,645	$0,523 \pm 0,004$
144	58	5,427	$0,503 \pm 0,004$
134	52	5,229	$0,484 \pm 0,004$
122	50	5,523	$0,511 \pm 0,004$
112	50	6,016	$0,557 \pm 0,004$

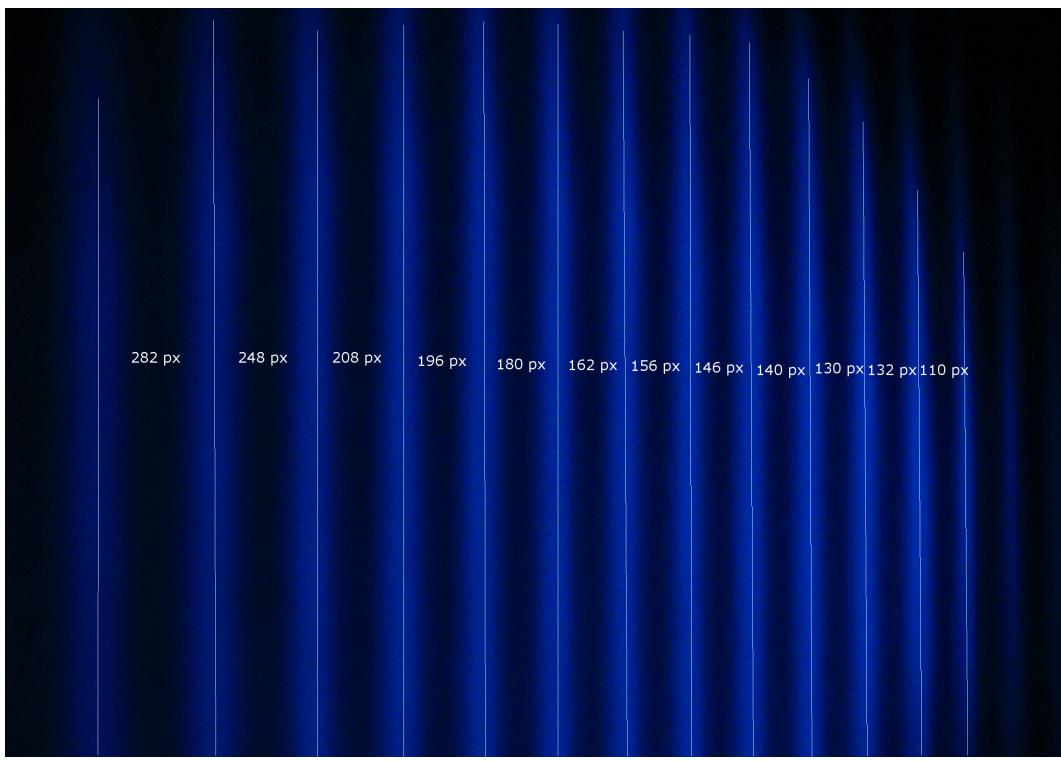


Abbildung 14: Blaue σ -Linie ohne Magnetfeld.

Tabelle 10: Messwerte der blauen σ -Linie.

Δs / px	δs / px	$\delta\lambda$ / pm	Landé-Faktor g
282	114	5,447	$1,383 \pm 0,017$
248	90	4,890	$1,242 \pm 0,016$
208	88	5,701	$1,448 \pm 0,018$
196	82	5,638	$1,432 \pm 0,018$
180	76	5,689	$1,445 \pm 0,018$
162	70	5,823	$1,479 \pm 0,018$
156	68	5,874	$1,491 \pm 0,019$
146	56	5,168	$1,312 \pm 0,016$
140	60	5,775	$1,466 \pm 0,018$
130	50	5,183	$1,316 \pm 0,016$
132	50	5,104	$1,296 \pm 0,016$
110	44	5,390	$1,369 \pm 0,017$

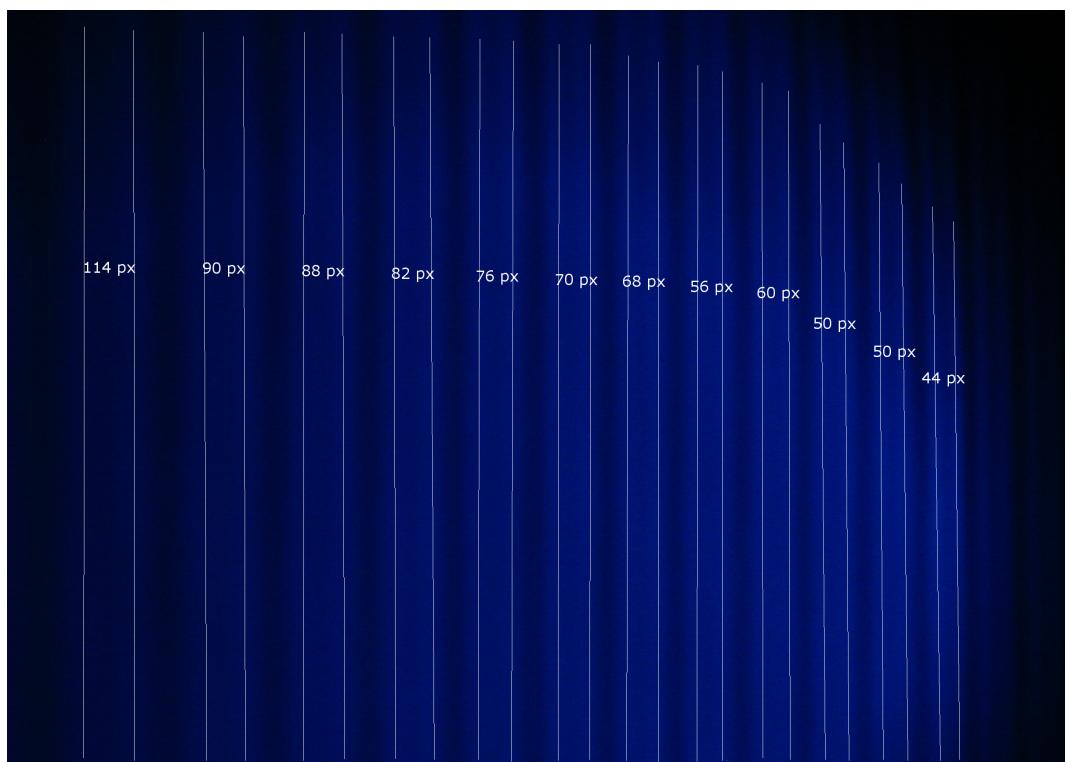


Abbildung 15: Blaue σ -Linie mit Magnetfeld.

6 Diskussion

7 Diskussion

In Tabelle 11 sind die experimentell bestimmten Landé-Faktoren und die entsprechenden Theoriewerte aufgeführt. Zudem wurden die Abweichungen bestimmt. In den statistischen Abweichungen sind lediglich die Fehler durch die Bestimmung der Magnetfeldstärke berücksichtigt worden, weitere Fehler konnten nicht bestimmt werden. Auffällig ist, dass die Abweichungen der roten σ -Linie und der blauen π -Linie gering sind, während die Abweichung der blauen σ -Linie mit 20,6 % vergleichsweise hoch ausfällt.

Gründe für Abweichungen können sowohl systematische Fehler im Versuchsaufbau als auch Ungenauigkeiten in der Auswertung der Bilder sein. Problematisch könnte zum einen die Eichung des Magnetfelds sein, da die Hall-Sonde nicht fest befestigt wurde, sondern nur per Hand ins Magnetfeld gehalten wurde. Da diese sehr empfindlich bezüglich Winkeländerungen gegenüber des Magnetfelds ist, kann die Messung ungenau sein. Bei der Auswertung der Fotos wurde das Intensitätsmaximum lediglich abgeschätzt und nicht ausgemessen, sodass dabei große Ungenauigkeiten entstanden sein können. Insbesondere bei der blauen σ -Linie im Magnetfeld war die Abschätzung des Maximums schwierig, was die Hauptursache für die große Abweichung bei dieser Linie sein kann.

Tabelle 11: Vergleich der experimentell bestimmten Werte mit den Theoriewerten.

Polarisation	g_{exp}	g_{theo}	$\Delta g / \%$
σ_{rot}	$0,981 \pm 0,009$	1	1,9
π_{rot}	0	0	-
σ_{blau}	$1,39 \pm 0,02$	1,75	20,6
π_{blau}	$0,525 \pm 0,004$	0,5	5,0

8 Anhang

I/A	B/m ⁻¹	(Lejnd)	B/m ⁻¹	(Lam)
0		6		5
1		75		77
2		122		129
3		198		181
4		251		245
5		302		304
6		365		375
7		435		421
8		487		480
9		547		555
10		605		615
11		665		668
12		725		721
13		777		774
14		834		837
15		875		881
16		933		925
17		978		977

Abbildung 16: Messdaten I

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Anleitung zu V27 - Zeeman-Effekt*. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1732526/mod_resource/content/4/V27-Mai2019.pdf (besucht am 15.02.2022).