

V27: Der Zeeman-Effekt

Simon Schulte
simon.schulte@udo.edu

Tim Sedlaczek
tim.sedlaczek@udo.edu

Durchführung: 11.07.2018

Abgabe: 24.08.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

1 Theorie

Wenn Atome von einem Magnetfeld beeinflusst werden, tritt der Zeeman-Effekt auf. Dadurch ändern sich die Energieniveaus des jeweiligen Atoms.

Experimentell lässt sich die Verschiebung über die Aufspaltung und Polarisierung der durch die Atome emittierten Spektrallinien untersuchen. Über sogenannte Auswahlregeln lassen sich in der Theorie Vorhersagen über die Energie und Polarisierung der emittierten Strahlung machen.

1.1 Drehimpuls und magnetisches Moment eines Elektrons

Jedes Hüllenelektron besitzt zwei Drehimpulse, den Bahndrehimpuls \vec{l} und den Spin \vec{s} . Die Lösungen der quantenmechanischen Eigenwertgleichungen liefern für die Beträge der Drehimpulse:

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

und

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

Die Drehimpulse bedingen je ein magnetisches Moment. Der Bahndrehimpuls liefert

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

mit dem Bohrschen Magneton

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

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 etwa den Wert 2 hat. Für den Zustand mit $s = \frac{1}{2}$ und $l = 1$ ist $\vec{\mu}_s$ ungefähr doppelt so groß wie $\vec{\mu}_l$. Der exakte Wert von g_s ergibt sich aus der relativistischen Theorie des Elektrons nach Dirac.

1.2 Wechselwirkungen der Drehimpulse und der magnetischen Momente

Im Folgenden werden die Wechselwirkungen der Drehimpulse eines Mehrelektronenatoms betrachtet. Die beiden Drehimpulse eines Elektrons wechselwirken sowohl untereinander, als auch mit den Drehimpulsen anderer Elektronen in der Hülle. Diese Überlagerung der Wechselwirkungen ist in der Theorie schwer zu beschreiben. Daher werden 2 Fälle betrachtet.

1. Fall: Bei Atomen mit niedriger Kernladungszahl ist die Wechselwirkung zwischen den

Bahndrehimpulsen verschiedener Elektronen so groß, dass sich diese zum Gesamtbahndrehimpuls \vec{L} addieren, wobei

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

gilt. Gemäß der gebräuchlichen Notation in der Atomphysik werden die verschiedenen Werte von L aufsteigend mit den Buchstaben S, P, D, F, \dots gekennzeichnet. Analog zu den Bahndrehimpulsen kombinieren sich auch 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 mit

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

und

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

ein magnetisches Moment zugeordnet. Für nicht zu starke Magnetfelder ergibt sich ein Gesamtdrehimpuls

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

mit

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

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

2. Fall: Bei schweren Atomen ist die Wechselwirkung zwischen Spin und Bahndrehimpuls eines Elektrons groß gegenüber der Wechselwirkung der Bahndrehimpulse und Spins verschiedener Elektronen untereinander. Es ergibt sich der Gesamtdrehimpuls

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

je Einzelektron, sodass kein Gesamtdrehimpuls \vec{L} und Gesamtspin \vec{S} mehr definiert sind. Die \vec{j}_i addieren sich nun zum Gesamtdrehimpuls \vec{J} . Diese Art der Wechselwirkung wird auch als j - j -Kopplung bezeichnet. Zwischen den genannten Grenzfällen existiert für mittlere Kernladungszahlen ein fließender Übergang.

1.3 Aufspaltung der Energieniveaus eines Atoms im homogenen Magnetfeld

Das zu \vec{J} gehörende magnetische Moment ergibt sich zu

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

\vec{J} und $\vec{\mu}$ sind im Allgemeinen nicht parallel, doch der Erwartungswert der zu \vec{J} senkrechten Komponente verschwindet aufgrund der präzedierenden Bewegung um die Magnetfeldrichtung im zeitlichen Mittel. Aus der Quantenmechanik folgt

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

mit dem Landé-Faktor

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

Ein weiteres Resultat der Quantenmechanik ist die Richtungsquantelung im homogenen Magnetfeld. Es gilt:

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

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

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

Das Energieniveau E_0 im feldfreien Raum spaltet bei $B \neq 0$ in $2J+1$ äquidistante Niveaus auf. Beispielhaft ist dies in Abbildung 1 für ein Atom mit $J = 2$ skizziert. Die Aufspaltung ermöglicht neue Übergänge zwischen Energieniveaus und somit neue Spektrallinien. Dieser Effekt wird als Zeeman-Effekt bezeichnet.

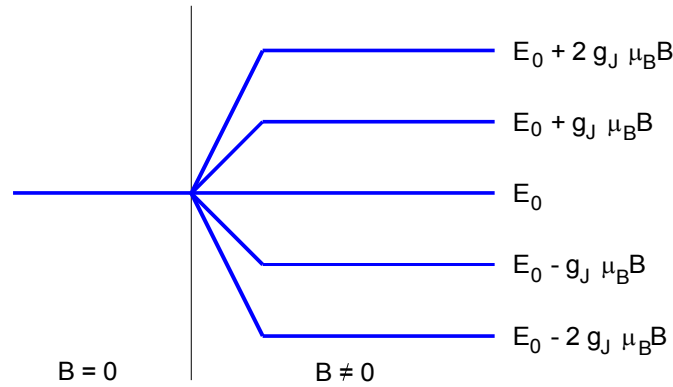


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Aufspaltung eines Energieniveaus eines Atoms mit Gesamtdrehimpulsquantenzahl $J = 2$. [V27]

1.4 Der Zeeman-Effekt

Da in der zeitabhängigen Schrödingergleichung der Spin nicht berücksichtigt wird, sind die bisherigen Ergebnisse nur für den Fall $S = 0$ gültig. Dies nennt man den Normalen Zeeman-Effekt. In diesem Fall gilt für alle J , dass $g_J = 1$ ist. Folglich sind die Aufspaltungen unabhängig von den Quantenzahlen. Ein Beispiel für eine solche Aufspaltung ist in

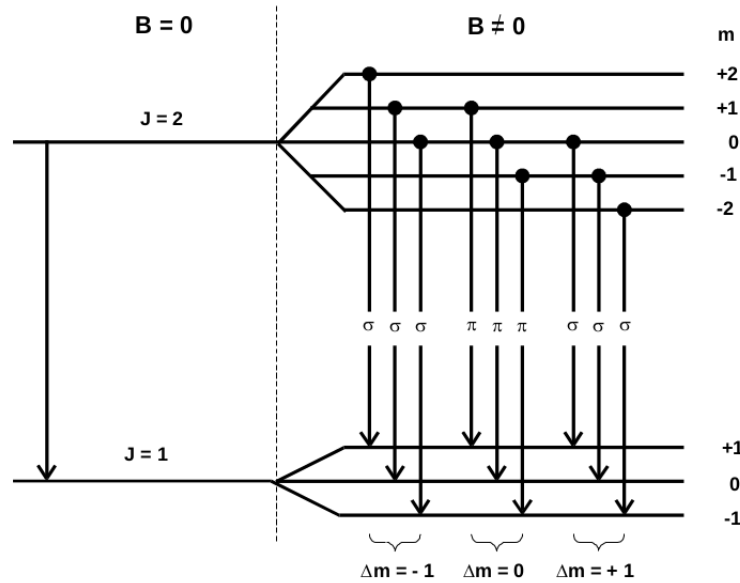


Abbildung 2: Aufspaltung der Energieniveaus und zugehörige Polarisation für den normalen Zeeman-Effekt. [TuD18]

Abbildung 2 zu sehen. Dabei ist zu sehen, dass die Energieniveaus äquidistant sind. Es ergibt sich

$$E_{\text{mag}} = m \mu_B B. \quad (18)$$

Die Aufspaltungslinien lassen sich den Auswahlregeln zuordnen, was auch in Abbildung 2 dargestellt ist. Allerdings sind je nach Beobachtungsrichtung wegen der unterschiedlichen Polarisation nicht alle Linien zu sehen. Die π -Linie (zu $\Delta m = 0$) ist nur sichtbar, wenn die Beobachtungsrichtung senkrecht zur Feldrichtung, also transversal, ist. Außerdem ist sie gegenüber der feldfreien Linie nicht verschoben, im Gegensatz zu den Linien mit $\Delta m = \pm 1$, da sich die Energie um $\mu_B B$ im Vergleich zum feldfreien Fall unterscheidet. Weil sie zirkular polarisiert sind, erscheinen sie bei transversaler Beobachtung als linear polarisiert. Der andere Fall, also $S \neq 0$, wird Anomaler Zeeman-Effekt genannt. Die Auswahlregeln sind auch in diesem Fall noch gültig. Dies lässt sich über die spinabhängige Schrödingergleichung zeigen. Die Aufspaltung wird vielfältiger, da g nicht mehr für alle $J = 1$ ist, sondern von L, S und J abhängt.

2 Durchführung

2.1 Versuchsaufbau

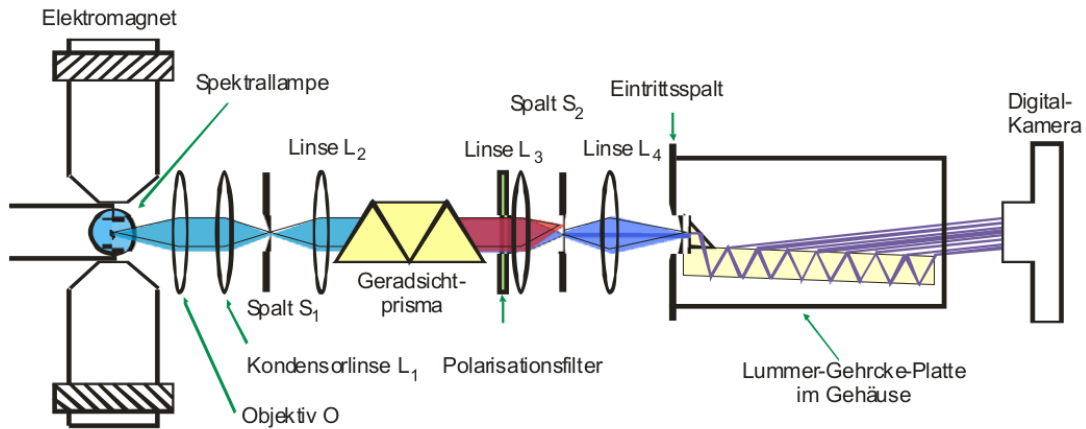


Abbildung 3: Der verwendete Versuchsaufbau.

Abbildung 3 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Das Licht der verwendeten Cd-Lampe wird in rote und blaue Linien aufgespalten. Dafür wird die Lampe in einen starken Elektromagnet gestellt. Dann wird transversal zum Magnetfeld das Licht nach Wellenlängen aufgespalten. Dies geschieht durch Linsen, Spalte und ein Geradsichtprisma. Nun kann durch einen Spalt und einen Polarisationsfilter die gewünschte Linie mit der gewünschten Polarisation ausgewählt und auf eine Lummer-Gehrke-Platte abgebildet werden. Dadurch entsteht ein Interferenzmuster. Dieses wird über eine Digitalkamera aufgenommen. Bei monochromatischem Licht erzeugt die Lummer-Gehrke-Platte Gangunterschiede von λ , was die eingestrahlte Wellenlänge ist. Beim Einschalten des Magnetfeldes tritt eine Verschiebung der Wellenlänge um $\Delta\lambda$ auf, welche wiederum die interferierten Strahlen um Δs verschiebt. Dabei wird das Dispersionsgebiet

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d} \cdot \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} \quad (19)$$

nicht überschritten, da sonst eine Überlagerung der Wellenlängen auftreten würde. Hierbei ist d die Dicke der Platte und n die Ordnung des Maximums. Das Auflösungsvermögen A der Lummer-Gehrke-Platte lässt sich beschreiben durch:

$$A = \frac{L}{\lambda} (n^2 - 1). \quad (20)$$

Dabei entspricht L der Länge der Platte und n dem Brechungsindex.

2.2 Versuchsdurchführung

Als erstes wird der Elektromagnet, indem das B-Feld über ein Gaußmeter in Abhängigkeit von dem Feldstrom gemessen wird in einem Intervall von $0 \leq I \leq 20 \text{ A}$ geeicht. Daraufhin wird der Aufbau so justiert, dass die gesuchten Wellenlängen ($\lambda = 480 \text{ nm}$ und $\lambda = 643,8 \text{ nm}$) mit der durch den Polarisationsfilter eingestellten Polarisation auf die Lummer-Gehrke-Platte fallen. Daraufhin wird eine Digitalkamera genutzt, um Bilder von Interferenzbildern bei verschiedenen Polarisationen und Magnetfeldstärken aufzunehmen. Dadurch ergibt sich die Wellenlängenverschiebung.

3 Auswertung

3.1 Fehlerrechnung

Für die Fehlerrechnung sowie den mathematischen Teil der Auswertung wird auf PYTHON zurückgegriffen:

Regressionen sowie deren Fehler wurden durch die NUMPY [Oli07] Funktion CURVE-FIT durchgeführt. Grafiken wurden mit MATPLOTLIB [Hun07] erstellt. Fehlerfortpflanzung wird durch die Bibliothek UNCERTAINTIES [Leb] automatisiert.

3.2 "Eichung" des Magnetfeldes

Um für die weiteren Messungen ein Maß für die Stärke des Magnetfeldes bei der Lampe zu erhalten, wird in einer ersten Messreihe diese in Abhängigkeit von der angelegten Stromstärke aufgenommen. Die Ergebnisse dazu stehen in Tabelle 1.

Tabelle 1: Die gemessenen Magnetfeldstärken bei der Lampe mit dem jeweils eingestellten Strom.

B in mT	I in A
62	1
120	2
178	3
235	4
290	5
356	6
410	7
462	8
518	9
572	10
625	11
675	12
730	13
780	14
828	15
860	16
890	17
942	18
990	19

Anschließend werden diese Werte linear gefittet. Für die Steigung m der Geraden und den Y-Achsenabschnitt b ergeben sich:

$$m = (51,8 \pm 0,8) \frac{\text{mT}}{\text{A}}$$

$$b = (36 \pm 9) \text{ mT}$$

Der entsprechende Graph ist in Abbildung 4 dargestellt.

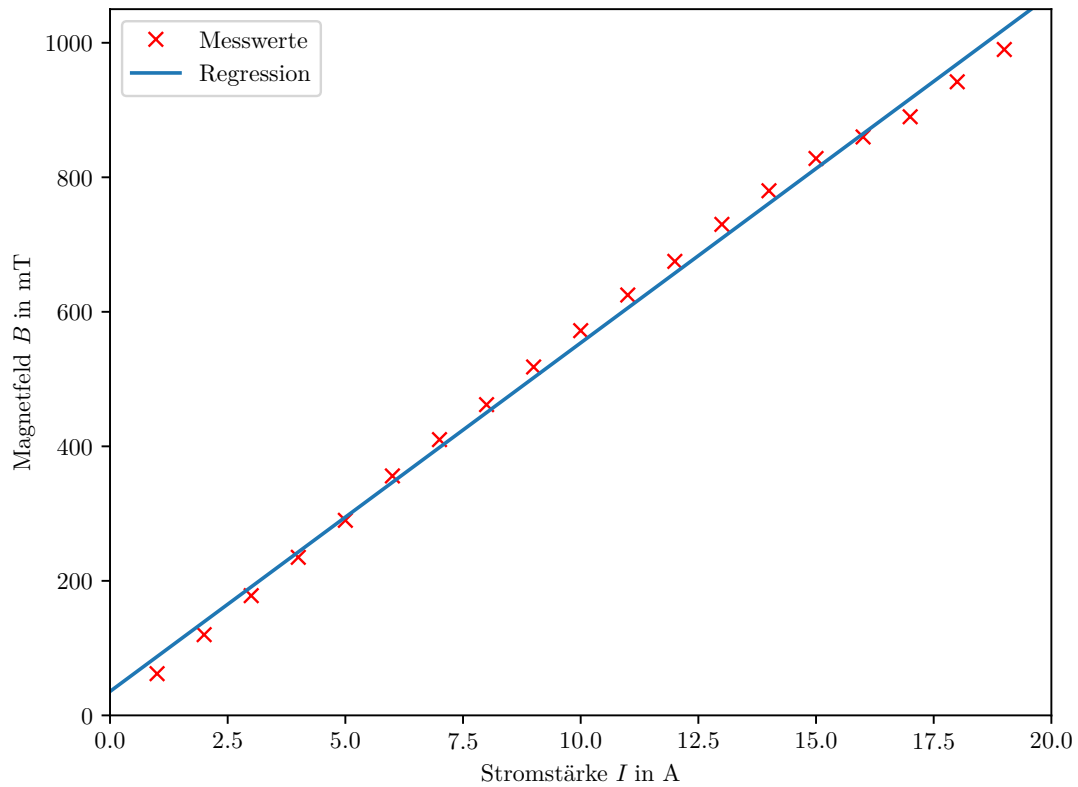


Abbildung 4: Messwerte mit Fit.

Bei den weiteren Messungen wird nun immer die Stromstärke abgelesen und dann mit der Funktion die entsprechende Magnetfeldstärke bestimmt.

3.3 Bestimmung der g_J aus der Größe der Aufspaltung

Bei dem Versuch werden zwei Linien des Spektrums einer Cadmiumlampe beobachtet. Die rote bei 643,8 nm und die blaue bei 480 nm.

Die rote Linie entsteht bei Übergängen zwischen dem 1D_2 -Niveau und dem 1P_1 -Niveau. Da hier die Multiplizität M für beide Niveaus 1 ist, gilt $S = 0$ und somit findet ein normaler Zeeman-Effekt statt. g_J ist für die bei diesem Übergang beteiligten Niveaus also 1.

Die blaue Linie entsteht bei Übergängen zwischen dem 3P_1 -Niveau und dem 3S_1 -Niveau. Aus der Multiplizität ergibt sich für beide Niveaus ein Gesamtspin von 1. Für das 3P_1 -Niveau ergibt sich nach Formel (15)

$$g_J = \frac{3}{2}$$

und für das 3S_1 -Niveau ergibt sich

$$g_J = 2.$$

Die Größe der Aufspaltung beträgt bei dem anomalen Zeeman-Effekt

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

Basierend auf diesen Aufspaltungen kommt es nun zu sechs Übergängen zwischen den beiden Niveaus, welche alle eine unterschiedliche Energie besitzen. Sie unterscheiden sich um $\pm 2\mu_B B$, $\pm \frac{3}{2}\mu_B B$ oder $\pm \frac{1}{2}\mu_B B$ von der ursprünglichen Energie der blauen Linie. Wegen $\Delta m = 0$ ist das Licht, welches die Energie $\Delta E_0 \pm \frac{1}{2}\mu_B B$ besitzt, π polarisiert.

In der Vorbereitung wurde für die verwendete Lummer-Gehrcke-Platte das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda_D$ und das Auflösungsvermögen bei einer Wellenlänge von 643,8 nm und 480 nm berechnet. Das Dispersionsgebiet gibt an wie groß eine Abweichung der Wellenlänge maximal sein darf, bis sich die entsprechende Linie mit der nächsten Linie überlagert. Die berechneten Werte sind:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{D_{rot}} &= 4,89 \cdot 10^{-11} \text{ m} \\ \Delta\lambda_{D_{blau}} &= 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ m} \\ A_{rot} &= 209129 \\ A_{blau} &= 285458 \end{aligned}$$

Bei abgeschaltetem Magnetfeld entspricht also der Abstand zwischen zwei Maxima einer Wellenlängendifferenz von $\Delta\lambda_D$. Nun wird zuerst der Abstand Δs zwischen zwei Maxima bei abgeschaltetem Magnetfeld und anschließend die Größe der Aufspaltung δs bei aktivem Magnetfeld gemessen. Bei der roten Linie lässt sich die Größe der Aufspaltung relativ gut messen. Bei der blauen Linie sind die ausgedruckten Bilder jedoch sehr unscharf. Daher wird ein Zeichenprogramm verwendet um die am Bildschirm deutlich besser zu erkennenden Maxima mit einer kontrastreichen Farbe zu markieren und anschließend auf dem Ausdruck diese Markierungen zu vermessen.

Die Bilder befinden sich im Anhang und die gemessenen Werte stehen zusammen mit den eingestellten B-Feldern in den Tabellen 2 und 4. Die Maxima werden dabei entsprechend durchnummeriert.

Tabelle 2: Messwerte von der roten Linie (Bilder 1 und 2).

δs bei $I = 11,25 \text{ A} \stackrel{\wedge}{=} B = (619 \pm 13) \text{ mT}$.

Maximum Nr.	Δs in cm	δs in cm
1	0.7	0.35
2	0.8	0.35
3	0.85	0.4
4	0.9	0.4
5	1	0.5
6	1.05	0.5
7	1.2	0.6
8	1.4	0.7
9	1.7	0.75

Die Ströme zu den Magnetfeldern, die bei der blauen Linie eingestellt wurden stehen in Tabelle 3.

Tabelle 3: Die Stromstärken zu den B Feldern in Tabelle 4.

I in A	B in mT
9.75	541 ± 12
13.4	730 ± 14
15.25	826 ± 15
16	865 ± 16
19.4	1041 ± 18

Tabelle 4: Messwerte von der blauen Linie. Bei Bild 4 ist Δs angegeben. Für die Anderen δs . Der Index steht für die Nr. des Maximums.

Bild Nr.	$\Delta s_1 \mid \delta s_1$	$\Delta s_2 \mid \delta s_2$	$\Delta s_3 \mid \delta s_3$	$\Delta s_4 \mid \delta s_4$	$\Delta s_5 \mid \delta s_5$	$\Delta s_6 \mid \delta s_6$	B in mT	Polarisierung
4	0,75 cm	0,8 cm	0,9 cm	1 cm	1,15 cm	1,25 cm	0	σ
5	0,2 cm	0,2 cm	0,25 cm	0,3 cm	0,3 cm	0,4 cm	541 ± 12	σ
6	0,25 cm	0,35 cm	0,3 cm	0,3 cm	0,35 cm	0,4 cm	730 ± 14	σ
7	0,2 cm	0,3 cm	0,35 cm	0,35 cm	0,4 cm	0,4 cm	826 ± 15	σ
9	0,25 cm	0,3 cm	0,3 cm	0,35 cm	0,4 cm	0,45 cm	826 ± 15	σ
10	0,3 cm	0,3 cm	0,35 cm	0,4 cm	0,4 cm	0,45 cm	865 ± 16	σ
12	0,2 cm	0,25 cm	-	-	-	-	1041 ± 18	π

Da bei der Zeemanaufspaltung eine Wellenlängenaufspaltung in beide Richtungen stattfindet (größer und kleiner als die ursprüngliche Wellenlänge) entspricht δs der zweifachen Wellenlängendifferenz $\delta\lambda$. Damit lässt sich die Wellenlängendifferenz der Aufspaltung berechnen nach:

$$\delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{\delta s}{\Delta s} \Delta\lambda_D \quad (22)$$

Die einzelnen Wellenlängendifferenzen stehen in Tabelle 5 und die Mittelwerte in Tabelle 6. Die Mittelwerte werden dabei immer über die Differenzen gebildet, die bei der gleichen Magnetfeldstärke aufgenommen wurden.

Tabelle 5: Wellenlängendifferenzen $\delta\lambda$.

Bild: 2	5	6	7	9	10	12
$1,22 \cdot 10^{-11}$ m	$3,60 \cdot 10^{-12}$ m	$4,50 \cdot 10^{-12}$ m	$3,60 \cdot 10^{-12}$ m	$4,50 \cdot 10^{-12}$ m	$5,40 \cdot 10^{-12}$ m	$5,40 \cdot 10^{-12}$ m
$1,07 \cdot 10^{-11}$ m	$3,38 \cdot 10^{-12}$ m	$5,91 \cdot 10^{-12}$ m	$5,06 \cdot 10^{-12}$ m	$5,06 \cdot 10^{-12}$ m	$5,06 \cdot 10^{-12}$ m	$5,91 \cdot 10^{-12}$ m
$1,15 \cdot 10^{-11}$ m	$3,75 \cdot 10^{-12}$ m	$4,50 \cdot 10^{-12}$ m	$5,25 \cdot 10^{-12}$ m	$4,50 \cdot 10^{-12}$ m	$5,25 \cdot 10^{-12}$ m	
$1,09 \cdot 10^{-11}$ m	$4,05 \cdot 10^{-12}$ m	$4,05 \cdot 10^{-12}$ m	$4,73 \cdot 10^{-12}$ m	$4,73 \cdot 10^{-12}$ m	$5,40 \cdot 10^{-12}$ m	
$1,22 \cdot 10^{-11}$ m	$3,52 \cdot 10^{-12}$ m	$4,11 \cdot 10^{-12}$ m	$4,70 \cdot 10^{-12}$ m	$4,70 \cdot 10^{-12}$ m	$4,70 \cdot 10^{-12}$ m	
$1,16 \cdot 10^{-11}$ m	$4,32 \cdot 10^{-12}$ m	$4,32 \cdot 10^{-12}$ m	$4,32 \cdot 10^{-12}$ m	$4,86 \cdot 10^{-12}$ m	$4,86 \cdot 10^{-12}$ m	
$1,22 \cdot 10^{-11}$ m						
$1,22 \cdot 10^{-11}$ m						
$1,08 \cdot 10^{-11}$ m						

Tabelle 6: Mittelwerte von $\delta\lambda$.

Bild:	Mittelwert $\delta\lambda$
2	$(1,16 \pm 0,02) \cdot 10^{-11}$ m
5	$(3,77 \pm 0,01) \cdot 10^{-12}$ m
6	$(4,56 \pm 0,03) \cdot 10^{-12}$ m
7u.9	$(4,67 \pm 0,01) \cdot 10^{-12}$ m
10	$(5,11 \pm 0,01) \cdot 10^{-12}$ m
12	$(5,65 \pm 0,03) \cdot 10^{-12}$ m

Zuletzt wird die Wellenlängendifferenz in die Energiedifferenz und diese über die Magnetfeldstärke in g_J umgerechnet:

$$\Delta E = \frac{h \cdot c}{\lambda_0} - \frac{h \cdot c}{\lambda_0 + \delta\lambda} \quad (23)$$

$$\Delta E = g_J \cdot \mu_B B \quad (24)$$

$$\Rightarrow g_J = \left(\frac{h \cdot c}{\lambda_0} - \frac{h \cdot c}{\lambda_0 + \delta\lambda} \right) / \mu_B B \quad (25)$$

λ_0 ist dabei die Wellenlänge der Linie ohne Magnetfeld. h ist die Planck-Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit und μ_B das bohrsche Magneton. Für diese Konstanten werden immer die Werte von Scipy [JOP+] verwendet. Damit ergeben sich dann die Werte für g_J , welche in Tabelle 7 stehen. Die Theoriewerte sind dort ebenfalls aufgelistet.

Tabelle 7: Die berechneten Werte von g_J und die Theoriewerte

Bild:	g_J	Theorie
2	$0,969 \pm 0,027$	1
5	$0,648 \pm 0,029$	2 oder 1.5
6	$0,58 \pm 0,04$	2 oder 1.5
7 u. 9	$0,525 \pm 0,017$	2 oder 1.5
10	$0,549 \pm 0,016$	2 oder 1.5
12	$0,505 \pm 0,024$	0.5

4 Diskussion

Beim Betrachten der Ergebnisse fällt sofort auf, dass die Werte bei der roten Linie und bei dem π Übergang, welcher auf Bild 12 zu sehen ist, sehr nah an die Theoriewerte heran kommen. Die Werte für die σ Übergänge der blauen Linie liegen allerdings deutlich unter den Theoriewerten. Mögliche Gründe dafür sind die generell etwas unscharfen Aufnahmen der blauen Aufspaltungen und eventuell auch eine Fehlinterpretation der Bilder. Bei den Polarisationswinkeln scheint etwas durcheinander gekommen zu sein. demnach könnte es durchaus sein, dass die Bilder 5, 6, 7, 9 und 10 eigentlich die π Aufspaltung zeigen und Bild 12 die σ Aufspaltung. Bei dem entsprechenden Magnetfeld von Bild 12 wäre die Aufspaltung theoretisch so groß, dass sich die Maxima überlagern könnten. Bei der Aufzeichnung der Bilder wurden die Polarisationswinkel notiert. Allerdings schien für uns die Aufspaltung in den Bildern 5, 6, 7, 9 und 10 die σ Aufspaltung zu sein. Auf Bild 8 ist die gleiche Polarisationsrichtung abgebildet, wie auf Bild 12. Die Aufspaltung ist dort fast nicht zu erkennen. Das Magnetfeld sollte allerdings mit (826 ± 15) mT klein genug sein, damit auf diesem Bild, sofern es die σ Aufspaltung zeigen würde, eine Aufspaltung deutlich zu erkennen sein müsste und die Maxima sich dabei noch nicht überlagern. Wenn die angenommenen Polarisationswinkel stimmen scheint die Aufspaltung durch andere Gründe wesentlich kleiner auszufallen als sie es eigentlich tun sollte.

Literatur

- [Hun07] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [JOP+] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u.a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [Leb] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [Oli07] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [TuD18] Tu-Dortmund. *Versuch 27: Der Zeeman-Effekt*. 10. Sep. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V27.pdf>.