

V61 - Helium-Neon-Laser

Michael Gutnikov
michael.gutnikov@udo.edu

Lasse Sternemann
lasse.sternemann@udo.edu

Durchgeführt am 8.11.2021

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Durchführung | 3 |
| 1.1 | Versuchsaufbau | 3 |
| 1.2 | Kalibrierung des Magnetfelds | 3 |
| 1.3 | Vermessung der Spektrallinienaufspaltung | 4 |
| 2 | Auswertung | 5 |
| 2.1 | Kalibrierung des Elektromagneten | 5 |
| 2.2 | Bestimmung der Wellenlängenaufspaltung | 6 |
| 3 | Diskussion | 11 |

1 Durchführung

1.1 Versuchsaufbau

Um die Spektrallinien und deren Aufspaltung zu vermessen, wird eine Cadmium-Spektrallampe innerhalb eines Elektromagnetens so platziert, dass das Licht der Lampe senkrecht zu den Magnetfeldlinien beobachtet werden kann. Dieses ausgesendete Licht wird zunächst durch das Objektiv O kollimiert und anschließend durch die Kondensorlinse L_1 möglichst genau auf den Spalt S_1 abgebildet. Hinter dem Spalt wird das Licht durch die Linse L_2 erneut kollimiert und durchläuft daraufhin ein Geradsichtprisma, in dem die Wellenlängenkomponenten aufgrund unterschiedlich starker Brechung räumlich getrennt werden. Es ergeben sich eine grüne, blaue, dunkelblaue und rote Komponente. Die nun getrennten Komponenten durchlaufen einen Polarisationsfilter, der ermöglicht nur ausgewählte Übergänge zu beobachten und werden durch die Linse L_3 auf einen weiteren Spalt S_2 fokussiert. Dieser ist verschiebbar, sodass eine ausgewählte Wellenlängenkomponenten den Spalt durchlaufen kann, während alle anderen Komponenten blockiert werden. Zuletzt wird das Licht über die Linse L_4 auf die Lummer-Gehrcke-Platte fokussiert. Diese erzeugt ein Interferenzmuster, das über eine Digitalkamera aufgenommen und aus dem die Wellenlänge des Lichts bestimmt werden kann.

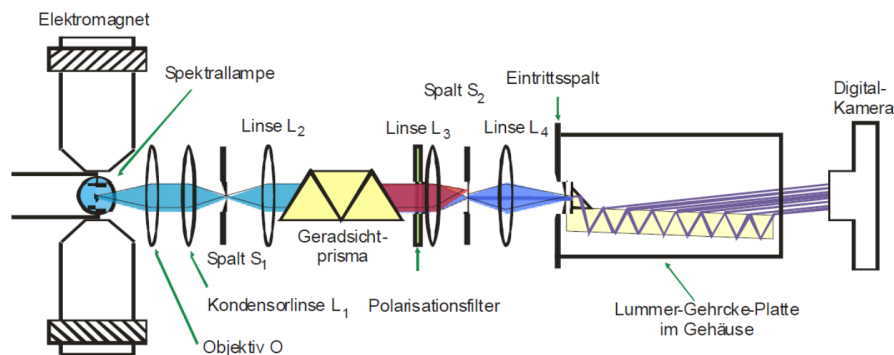


Abbildung 1: Der Aufbau zur Vermessung der Spektrallinien sowie deren Aufspaltung. Das Licht stammt aus einer Cadmium-Spektrallampe und die Spektrallinien werden durch einen Elektromagneten aufgespalten. Anschließend wird das Licht durch ein Geradsichtprisma räumlich in seine Wellenlängenkomponenten zerlegt. Die Komponenten können einzeln auf eine Lummer-Gehrcke-Platte abgebildet werden und erzeugen dort ein Interferenzbild. Entnommen aus [1]

1.2 Kalibrierung des Magnetfelds

Für die Auswertung der Aufspaltung ist die Kenntnis des angelegten Magnetfelds notwendig. Da das Magnetfeld jedoch nicht gemessen werden kann, während die Spektrallampe

in den Elektromagneten eingesetzt ist, wird das Magnetfeld im Zentrum des Elektromagneten zunächst kalibriert. Dazu wird das Magnetfeld in Abhängigkeit vom angelegtem Spulenstrom mit einer Hall-Sonde im Bereich von 0,4 A bis 7,2 A vermessen. So soll ein Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke und Stromstärke ermittelt werden, der es ermöglicht die angelegte Magnetfeldstärke über den Spulenstrom zu berechnen.

1.3 Vermessung der Spektrallinienaufspaltung

Vermessung des normalen Zeeman-Effekts

Zur Vermessung des normalen Zeeman-Effekts wird die rote Spektrallinie untersucht. Dazu wird diese auf die Lummer-Gehrcke-Platte abgebildet und das Interferenzbild für vier Fälle aufgenommen.

1. $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 0^\circ$
2. $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 90^\circ$
3. $I_{\text{Spule}} = 5 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 0^\circ$
4. $I_{\text{Spule}} = 5 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 90^\circ$

In den ersten beiden Fällen liegt kein Magnetfeld an und die Spektrallinie sollte nicht aufgespalten sein. Im dritten und vierten Fall sind die Spektrallinien aufgespalten. Es sollte dennoch nur im dritten Fall eine optische Aufspaltung erkennbar sein, da das Licht des normalen Übergangs hier nicht durch den Polarisationsfilter herausgefiltert wird.

Vermessung des anormalen Zeeman-Effekts

Zur Vermessung des anormalen Zeeman-Effekts wird die blaue Spektrallinie untersucht. Diese wird wie die rote auf die Lummer-Gehrcke-Platte abgebildet und das Interferenzbild für folgende vier Fälle aufgenommen. Hier ist der letzte Fall durch eine Magnetfeldstärke definiert, da die zugehörigen Daten aus einem externen Experiment übernommen werden mussten.

1. $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 0^\circ$
2. $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 90^\circ$
3. $I_{\text{Spule}} = 2,6 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 0^\circ$
4. $B_{\text{Spule}} = 1,009 \text{ T}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 90^\circ$

Erneut sollte für die ersten beiden Fällen keine Aufspaltung zu sehen sein. Im dritten und vierten Fall sind die Spektrallinien erneut aufgespalten. Bei dieser Beobachtung sollte die optische Aufspaltung im Gegensatz zur Beobachtung des normalen Zeeman-Effekts im vierten Fall bei einem Polarisationswinkel von 90° zu sehen sein.

2 Auswertung

2.1 Kalibrierung des Elektromagneten

Die gemessenen Wertepaare aus angelegtem Spulenstrom und erzeugtem Magnetfeld am Ort der Spektrallampe sind in Grafik 2 aufgetragen. Zur Zuordnung einer Magnetfeldstärke B zu einem angelegten Spulenstrom I , wird eine Funktion dritter Ordnung an die Werte angepasst. So ergibt sich die Funktion

$$B(I) = aI^3 + bI^2 + cI + d \quad (1)$$

mit den Parametern

$$a = -0,000\,562\,6 \text{ T/A}^3 \quad b = 0,000\,266\,65 \text{ T/A}^2 \quad c = 0,106\,922\,88 \frac{\text{T}}{\text{A}} \quad d = -0,006\,624\,35 \text{ T},$$

die die Magnetfeldstärke in Tesla angibt.

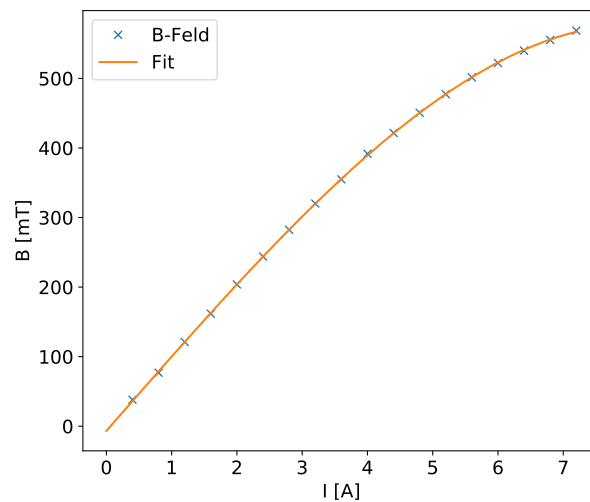


Abbildung 2: Die gemessenen Magnetfeldstärken B sind gegen die angelegten Stromstärken I aufgetragen. Zur Beschreibung des Zusammenhangs wird ein Polynom dritter Ordnung an die Messwerte angepasst.

2.2 Bestimmung der Wellenlängenaufspaltung

In der folgenden Auswertung wird angenommen, dass die Abstände im Interferenzmuster mit einem Fehler von ± 1 Pixel abgelesen werden. Die daraus resultierenden Fehler werden über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung berechnet. Dabei berechnet sich der Fehler Δf einer Größe, die aus fehlerbehafteten Größen berechnet wird über folgende Formel

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{df}{dy_i} \cdot \Delta y_i \right)^2},$$

in der N für die Anzahl der einfließenden, fehlerbehafteten Größen und y_i bzw. Δy_i für die fehlerbehaftete Größe und deren Fehler steht.

Untersuchung des 643,8 nm-Übergangs

Zunächst wird die Verschiebung der Maxima im Interferenzmuster für den roten Übergang der Wellenlänge 643,8 nm untersucht. Für eine Einstellung des Polarisators auf 90° wird wie aus der Geometrie des Aufbaus zu erwarten keine Aufspaltung der Interferenzmaxima beobachtet.



Abbildung 3: Die gemessenen Magnetfeldstärken B sind gegen die angelegten Stromstärken I aufgetragen. Zur Beschreibung des Zusammenhangs wird ein Polynom dritter Ordnung an die Messwerte angepasst.

Durch Einstellen des Polarisators auf 90° wird der σ -polarisierte Anteil des Lichts untersucht. Hier stellt sich wie Abbildung 3 zu sehen bei einem angelegten Magnetfeld von 465 mT, das über Formel 1 für einen Spulenstrom von 5 A bestimmt wurde, eine Verschiebung der Interferenzmaxima ein. Aus dem Interferenzmuster bei ausgeschaltetem Magnetfeld wird der Abstand zwischen den Maxima ohne Zeeman-Aufspaltung Δs für 13 Maxima ermittelt. Analog wird die Aufspaltung der Maxima bei eingeschaltetem Magnetfeld δs aus dem aufgenommenen Interferenzmuster abgelesen. Diese Werte sowie die daraus über Formel REFERENZ EINFÜGEN berechnete Verschiebung der Wellenlänge

$\delta\lambda$ sind in Tabelle 1 aufgelistet. Aus diesen wird die mittlere Wellenlängeverschiebung berechnet, die sich zu

$$\overline{\delta\lambda_{\text{rot},\sigma}} = (8.92 \pm 0.12) \text{ pm.}$$

ergibt. Mit dieser wird der Landè-Faktor g berechnet, indem die Energieaufspaltung ΔE REFERENZ ZEMAN-AUFSPALTUNG nach diesem umgestellt wird und diese Energieänderung aufgrund der Zeeman-Aufspaltung über

$$\Delta E = \frac{\delta E}{\delta\lambda} E(\lambda) \quad \text{mit} \quad E(\lambda) = \frac{hc}{\lambda}$$

mit der Wellenlängenverschiebung verknüpft wird. Der Landé-Faktor ergibt sich so über

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

zu

$$g_{\text{rot},\sigma} = 0.993 \pm 0.013.$$

Tabelle 1: Die abgelesenen Abstände der Interferenzmaxima $\Delta s_{\text{rot},\sigma}$ bei ausgeschaltetem Magnetfeld, die Aufspaltung der Interferenzmaxima $\delta s_{\text{rot},\sigma}$ sowie die berechnete Wellenlängeverschiebung $\delta\lambda_{\text{rot},\sigma}$

| $\Delta s_{\text{rot},\sigma}$ [Pixel] | $\delta s_{\text{rot},\sigma}$ [Pixel] | $\delta\lambda_{\text{rot},\sigma}$ [pm] |
|--|--|--|
| 61 ± 1 | 23 ± 1 | $9,22 \pm 0,43$ |
| 61 ± 1 | 21 ± 1 | $8,42 \pm 0,43$ |
| 62 ± 1 | 23 ± 1 | $9,08 \pm 0,43$ |
| 60 ± 1 | 22 ± 1 | $8,97 \pm 0,44$ |
| 61 ± 1 | 23 ± 1 | $9,23 \pm 0,43$ |
| 61 ± 1 | 23 ± 1 | $9,23 \pm 0,43$ |
| 61 ± 1 | 23 ± 1 | $9,08 \pm 0,43$ |
| 62 ± 1 | 23 ± 1 | $9,47 \pm 0,43$ |
| 62 ± 1 | 24 ± 1 | $8,54 \pm 0,42$ |
| 63 ± 1 | 22 ± 1 | $8,41 \pm 0,41$ |
| 64 ± 1 | 22 ± 1 | $8,90 \pm 0,40$ |
| 65 ± 1 | 24 ± 1 | $9,17 \pm 0,41$ |
| 61 ± 1 | 24 ± 1 | $8,28 \pm 0,40$ |

Untersuchung des 480,0 nm-Übergangs

Anschließend wird die Verschiebung der Maxima im Interferenzmuster für den blauen Übergang der Wellenlänge 480 nm untersucht. Hier wird zunächst der Übergang mit π -polarisiertem Licht untersucht. Hier wird die Magnetfeldstärke über die Kalibrierung für einen Spulenstrom von 2,6 A zu 263 mT bestimmt. Analog zur Auswertung des roten Übergangs werden die benötigten Abstände aus den in Abbildung 4 zu sehenden Interferenzmustern abgelesen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 aufgelistet und werden genutzt, um die mittlere Wellenlängeverschiebung und den Landé-Faktor analog zu dem Vorgehen beim roten Übergang zu berechnen. So ergeben sich die Wellenlängenverschiebung zu

$$\overline{\delta\lambda_{\text{blau},\pi}} = (6.18 \pm 0.10) \text{ pm}$$

und der Landé-Faktor zu

$$g_{\text{blau},\pi} = 0.663 \pm 0.004.$$

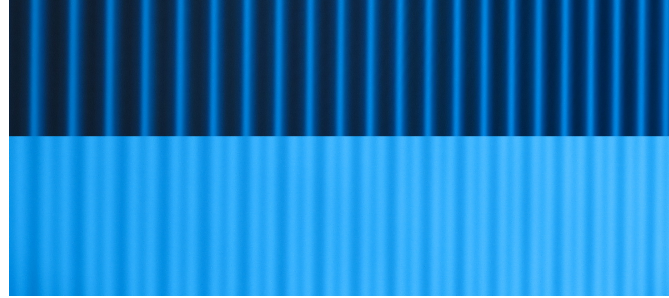


Abbildung 4: Die gemessenen Magnetfeldstärken B sind gegen die angelegten Stromstärken I aufgetragen. Zur Beschreibung des Zusammenhangs wird ein Polynom dritter Ordnung an die Messwerte angepasst.

Tabelle 2: Die abgelesenen Abstände der Interferenzmaxima $\Delta s_{\text{rot},\sigma}$ bei ausgeschaltetem Magnetfeld, die Aufspaltung der Interferenzmaxima $\delta s_{\text{rot},\sigma}$ sowie die berechnete Wellenlängeverschiebung $\delta \lambda_{\text{rot},\sigma}$

| $\Delta s_{\text{blau},\pi}$ [Pixel] | $\delta s_{\text{blau},\pi}$ [Pixel] | $\delta \lambda_{\text{blau},\pi}$ [pm] |
|--------------------------------------|--------------------------------------|---|
| 123 ± 1 | 63 ± 1 | $6,90 \pm 0,13$ |
| 125 ± 1 | 59 ± 1 | $6,36 \pm 0,12$ |
| 113 ± 1 | 61 ± 1 | $7,27 \pm 0,14$ |
| 114 ± 1 | 59 ± 1 | $6,97 \pm 0,14$ |
| 108 ± 1 | 57 ± 1 | $7,11 \pm 0,15$ |
| 103 ± 1 | 53 ± 1 | $6,93 \pm 0,15$ |
| 101 ± 1 | 55 ± 1 | $7,34 \pm 0,16$ |
| 100 ± 1 | 53 ± 1 | $7,14 \pm 0,16$ |
| 92 ± 1 | 45 ± 1 | $6,59 \pm 0,17$ |
| 92 ± 1 | 49 ± 1 | $7,18 \pm 0,17$ |
| 91 ± 1 | 55 ± 1 | $8,14 \pm 0,18$ |
| 92 ± 1 | 53 ± 1 | $7,76 \pm 0,17$ |
| 88 ± 1 | 51 ± 1 | $7,81 \pm 0,18$ |

Zuletzt wird der Übergang mit σ -polarisiertem Licht untersucht. Hier wurden die Daten eines externen Versuches genutzt, bei dem das angelegte Magnetfeld 1009 mT betrug. Per analogem Vorgehen zu den vorherigen Übergängen werden die in Tabelle 3 aufgelisteten Werte wieder aus den in Abbildung 5 zu sehenden Interferenzbildern abgelesen. Die mittlere Wellenlängenverschiebung ergibt sich zu

$$\overline{\delta \lambda_{\text{blau},\sigma}} = (6.18 \pm 0.10) \text{ pm}$$

und der Landé-Faktor wird daraus zu

$$g_{\text{blau},\sigma} = 2.180 \pm 0.040$$

bestimmt.



Abbildung 5: Die gemessenen Magnetfeldstärken B sind gegen die angelegten Stromstärken I aufgetragen. Zur Beschreibung des Zusammenhangs wird ein Polynom dritter Ordnung an die Messwerte angepasst.

Tabelle 3: Die abgelesenen Abstände der Interferenzmaxima $\Delta s_{\text{rot},\sigma}$ bei ausgeschaltetem Magnetfeld, die Aufspaltung der Interferenzmaxima $\delta s_{\text{rot},\sigma}$ sowie die berechnete Wellenlängeverschiebung $\delta \lambda_{\text{rot},\sigma}$

| $\Delta s_{\text{blau},\sigma}$ [Pixel] | $\delta s_{\text{blau},\sigma}$ [Pixel] | $\delta \lambda_{\text{blau},\sigma}$ [pm] |
|---|---|--|
| 40 ± 1 | 19 ± 1 | $6,40 \pm 0,38$ |
| 41 ± 1 | 20 ± 1 | $6,57 \pm 0,37$ |
| 42 ± 1 | 18 ± 1 | $5,78 \pm 0,35$ |
| 40 ± 1 | 19 ± 1 | $6,40 \pm 0,38$ |
| 40 ± 1 | 20 ± 1 | $6,74 \pm 0,38$ |
| 41 ± 1 | 20 ± 1 | $6,57 \pm 0,37$ |
| 40 ± 1 | 18 ± 1 | $6,06 \pm 0,37$ |
| 40 ± 1 | 18 ± 1 | $6,06 \pm 0,37$ |
| 40 ± 1 | 17 ± 1 | $5,73 \pm 0,37$ |
| 42 ± 1 | 18 ± 1 | $5,78 \pm 0,36$ |
| 41 ± 1 | 18 ± 1 | $5,92 \pm 0,37$ |
| 40 ± 1 | 18 ± 1 | $6,06 \pm 0,38$ |
| 39 ± 1 | 18 ± 1 | $6,22 \pm 0,39$ |

3 Diskussion

Die Aufspaltung der Energieniveaus konnte in diesem Versuch für die Cadmium-Übergänge der Wellenlängen 480,0 nm und 643,8 nm für den σ -polarisierten Anteil des Lichts beobachtet werden. Die Aufspaltung des π -polarisierten Anteils des Lichts des 480,0 nm-Übergangs konnte in diesem Versuch nicht beobachtet werden, sodass externe Daten verwendet werden mussten. Dies könnte daran liegen, dass der Elektromagnet nach einiger Zeit aufgrund von Erhitzung sehr instabil wurde und nur schwer hohe Magnetfeldstärken erzeugt werden konnten. Insgesamt führte das Aufheizen des Elektromagneten zu Schwierigkeiten beim Erzeugen hoher Magnetfeldstärken.

In den aufgenommenen Interferenzmustern sind die Maxima und die Verschiebung dieser eindeutig zu erkennen. Da die Maxima per Auge identifiziert werden, ist der Abstand der etwas verwaschenen Maxima dennoch fehlerbehaftet und trägt vermutlich stark zu den Fehlern in der Bestimmung der Landé-Faktoren bei. Aufgrund der hohen Zoomstufe der Kamera und des digitalen Bildbearbeitungsprogramms wurde der Ablesefehler dennoch auf nur einen Pixel festgelegt.

Der Landé-Faktor für den σ -polarisierten Anteil des 643,8 nm-Übergangs weicht um circa einen Prozent vom Literaturwert und kann damit als eindeutig bestimmt bezeichnet werden. Für den 480,0 nm-Übergang treten mit 24,6% ($g_{\text{blau},\sigma}$) und 32,6% ($g_{\text{blau},\sigma}$) deutlich stärkere Abweichungen auf. Ursächlich dafür kann die stärkere Verschmierung der Maxima im Interferenzmuster des π -polarisierten Anteils des 480,0 nm-Übergangs sein. Zusätzlich ist der Landé-Faktor des σ -polarisierten Anteil des 480,0 nm-Übergangs ein Mittelwert aus zwei möglichen Übergängen, die das beobachten eines einzelnen Übergangs unmöglich machen.

Tabelle 4: Die bestimmten Landé-Faktoren g_{exp} für die verschiedenen Übergänge sowie die zugehörigen Literaturwerte g_{Lit} , die dazu relative Abweichung A und die angelegten Magnetfeldstärken zur Vermessung der Aufspaltung.

| Übergang | B [mT] | g_{exp} | g_{Lit} | A |
|---------------------|----------|-------------------|------------------|--------------------|
| 643,8 nm - σ | 464 | 0.993 ± 0.013 | 1.00 | $(0.7 \pm 1.3)\%$ |
| 480,0 nm - σ | 263 | 2.180 ± 0.040 | 1.75 | $(24.6 \pm 2.1)\%$ |
| 480,0 nm - π | 1009 | 0.663 ± 0.004 | 0.50 | $(32.6 \pm 0.8)\%$ |

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung V27 - Zeeman-Effekt*. 2021.