

F-Praktikum Ia/c  
Experimentelle Physik  
Zeeman-Effekt<sup>1</sup>

Klaudia Herbst      Manfred Thomann

12.11.2003

<sup>1</sup>Wir erklären, dass wir dieses Protokoll eigenhändig anhand unseres Messprotokolls und der angegebenen Literatur erstellt haben.

## Zusammenfassung

In diesem Versuch messen wir den Zeeman-Effekt. Unter dem Zeeman-Effekt versteht man die Aufspaltung von Spektrallinien im Magnetfeld. Das Licht einer Neon-Geißellampe wird durch einen Elektromagneten in seine  $\pi$ - und  $\sigma$ -Komponenten aufgespalten, deren Polarisations Ebenen um  $90^\circ$  zueinander gedreht sind. Die Komponenten werden dann durch den Gittermonochromator getrennt, da die einzelnen Komponenten aufgrund des Zeeman-Effekts unterschiedliche Wellenlängen haben. Das Bild der aufgespaltenen Emissionslinien wird dann mit Hilfe eines Schrittmotors über den Eingang des Photomultipliers bewegt, der dadurch das Bild „scannt“. Die so ermittelten Daten werden dann mit Labview aufgezeichnet und ausgewertet. Mit den so gewonnenen Daten berechnen wir dann  $\frac{e}{m}$  und den Transmissionskoeffizienten des Polarisationsfilters.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1	Der normale Zeeman-Effekt . . . . .	2
1.2	Der anormale Zeeman-Effekt . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Apparativer Aufbau</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>6</b>
3.1	Herleitung und Vergleich mit der Theorie . . . . .	6
3.2	Bestimmung der spezifischen Ladung $\frac{e}{m}$ des Elektrons . . . . .	8
3.3	Verifizierung der Intensitätsregeln . . . . .	10
3.4	Transmissionskoeffizient des Polarisationsfilters . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Fazit</b>	<b>12</b>
<b>5</b>	<b>Probleme und Verbesserungsvorschläge</b>	<b>12</b>
5.1	Aufgabenstellung . . . . .	12
5.2	Durchführung . . . . .	12
<b>6</b>	<b>Literatur</b>	<b>12</b>

# Abbildungsverzeichnis

1	Versuchsaufbau . . . . .	4
---	--------------------------	---

Dateiname	Wellenlänge Å	Magnetfeld kØ	Zweck \ Messung
gesSpek	-	0	Dispersionskurve
15	6266	15	$\pi \sigma^\pm$
25	6266	25	$\pi \sigma^\pm$
sigma5	6266	5	$\sigma^\pm$
sigma10	6266	10	$\sigma^\pm$
sigma125	6266	12,5	$\sigma^\pm$
sigma15	6266	15	$\sigma^\pm$
sigma20	6266	20	$\sigma^\pm$
sigma25	6266	25	$\sigma^\pm$
pi15	6266	15	$\pi$
sig5852	5852	25	$\sigma^\pm$
sig6163	6163	25	$\sigma^\pm$
laser	-	0	Testaufnahme

# 1 Theoretische Grundlagen

Befindet sich ein Atom in einem Magnetfeld, kommt es zu einer Aufspaltung seiner Energieterme. Dieses Phänomen wurde von Pieter Zeeman entdeckt, und ist heute als Zeeman-Effekt bekannt. Dieser Effekt kann als Änderung bzw. Aufspaltung der Frequenzen von Übergängen im optischen Spektralbereich beobachtet werden.

Man unterscheidet dabei zwischen normalem und anormalem Zeeman-Effekt. Ersterer tritt nur bei Atomen ohne resultierenden Gesamtspin ( $S=0$ ) auf, was bedeutet, dass das Atom eine gerade Anzahl von Elektronen besitzt, die mit paarweise antiparallel gerichtetem Spin angeordnet sind. Der anormale Effekt tritt wiederum bei Atomen mit von Null verschiedenem Gesamtspin auf, und ist damit derjenige Effekt, der von beiden am häufigsten auftritt.

## 1.1 Der normale Zeeman-Effekt

Der normale Zeeman-Effekt baut auf der klassischen Vorstellung auf, nach der ein kreisendes Elektron einen Strom  $I$  darstellt, und damit ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}$  induziert.

$$I = -\frac{ev}{2\pi r} = -\frac{e\omega}{2\pi}$$

das magnetische Bahnmoment des Elektrons ergibt sich damit zu:

$$\vec{\mu} = IA\vec{n} = -\frac{e}{2}r^2\omega\vec{n}.$$

Da für den Bahndrehimpuls eines Elektrons weiterhin

$$\vec{l} = m_e r^2 \omega \vec{n}$$

gilt, ist es möglich das magnetische Moment als

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \cdot \vec{l}$$

zu schreiben. Aufgrund der Vektorschreibweise ist es uns nun möglich explizit Komponenten des magnetischen Bahnmomentes zu berechnen, beispielsweise die z-Komponente

$$\mu_z = -\frac{e}{2m_e} \cdot l_z.$$

Da der Drehimpuls in der Quantenmechanik einer Richtungsquantisierung unterliegt

( $l_z = m \cdot \hbar$ ;  $m$  ist hierbei die magnetische Quantenzahl und kann Werte zwischen

$m = 0, \pm 1, \dots, \pm l$  annehmen) erhält man folglich:

$$\mu_z = -\frac{e\hbar}{2m_e} \cdot m$$

Man definiert  $\frac{e\hbar}{2m_e}$  als  $\mu_B$ , das Bohrsche Magneton vom Wert  $9,27 \cdot 10^{-24} \frac{J}{T}$

$$\mu_z = -\mu_B \cdot m.$$

Legt man nun ein äußeres Magnetfeld in z- Richtung an besitzt das Elektron eine zusätzliche Energie von

$$E_B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z B = \mu_B m B = \Delta E$$

Da die Quantenzahl m jedoch (aufgrund der jeweiligen Richtung von  $\vec{l}$ )  $2l+1$  verschiedene Werte annehmen kann, wird ebenfalls jedes Energieniveau E in  $2l+1$  verschiedene Niveaus aufgespaltet.

Wird Licht ausgestrahlt, so gilt für die Energieverschiebung einer Linie im Magnetfeld

$$\Delta E - \Delta E' = \mu_B m B - \mu_B m' B = \mu_B B(m - m')$$

weiterhin gilt in der Quantenmechanik die Beziehung:

$$\Delta E = h\nu.$$

Es ergibt sich also unter Verwendung der Beziehungen  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$  und  $B = \mu_0 H$  die Relation

$$\begin{aligned} h\nu - h\nu' &= \frac{e\hbar}{2m_e} \mu_0 H(m - m') \\ h\nu - h\nu' &= \frac{eh}{4\pi m_e} \mu_0 H(m - m') \\ \nu - \nu' &= \frac{e}{4\pi m_e} \mu_0 H(m - m') = \Delta\nu \end{aligned}$$

Da  $\Delta\nu$  aber auch als

$$\Delta\nu = \frac{d\nu}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{d(\frac{c}{\lambda})}{d\lambda} \Delta\lambda = -\frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda$$

geschrieben werden kann, ergibt sich nach umformen:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2 \mu_0}{4\pi} \frac{e}{m_e} H(m - m')$$

$\lambda_0$  ist dabei die Wellenlänge der zu untersuchenden Spektrallinie

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2 \mu_0}{4\pi} \frac{e}{m_e} H \Delta m$$

\*Bei Lichtausstrahlung gilt die Auswahlregel  $\Delta m = 0, \pm 1$ , so dass die für den normalen Zeeman-Effekt typische Triplettstruktur (Aufspaltung in drei Linien) entsteht.

- (i)  $\lambda_0$
- (ii)  $\lambda_0 + \Delta\lambda$
- (iii)  $\lambda_0 - \Delta\lambda$

## 1.2 Der anormale Zeeman-Effekt

Wie einleitend schon erwähnt, tritt der anormale Zeeman-Effekt bei Atomen mit von Null verschiedenem Gesamtspin auf. Spezifischer ausgedrückt bedeutet, dass der Drehimpuls und das magnetische Moment der beiden Terme, zwischen denen der optische Übergang stattfindet, durch beide Quantenzahlen s und l beschrieben werden muss.

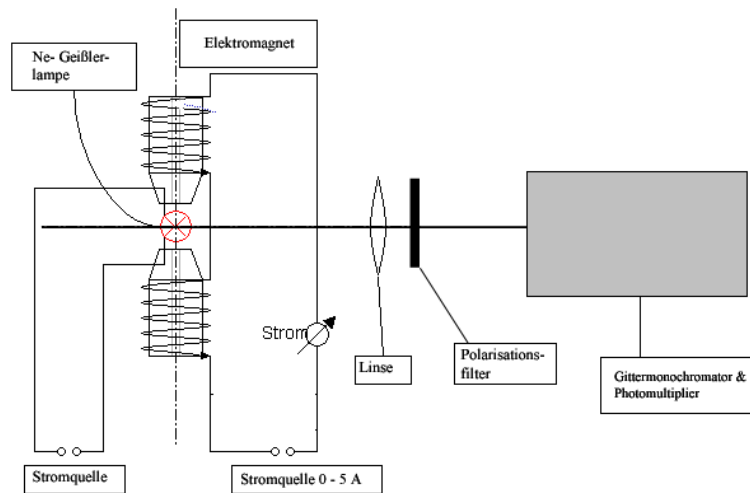


Abbildung 1: Versuchsaufbau

## 2 Apparativer Aufbau

In diesem Abschnitt wird der Versuchsaufbau (Abb. 1) und die Durchführung mit seinen einzelnen Komponenten geschildert. Als Lichtquelle dient in diesem Versuch eine Neon-Geißlerlampe. Im ersten Versuchsteil wird das Emissionsspektrum der Neonlampe ohne Magnetfeld aufgenommen. Um das Emissionsspektrum zu erhalten, benutzen wir den Gittermonochromator. Da das so erhaltene Spektrum zu schwach ist, wird es mit Hilfe eines Photomultipliers verstärkt. Mit dem, im Praktikum ausliegenden, Eichspektrum wurden den gefundenen Peaks die zugehörigen Wellenlängen zugeordnet.

Für den zweiten Versuchsteil werden drei Übergänge gebraucht. Wir benutzen die  $5852\text{\AA}$ ,  $6163\text{\AA}$  und  $6266\text{\AA}$ -Linien. Diese Linien werden im späteren Verlauf nochmal mit Magnetfeld aufgenommen. Für die uns gestellten Aufgaben benutzen wir die  $6266\text{\AA}$ -Linie.

Bei der Bestimmung von  $\frac{e}{m}$  wird diese Linie bei verschiedenen Magnetfeldstärken aufgenommen. Da die Aufspaltung der Linie abhängig vom Magnetfeld ist, ergibt sich eine Steigung mit der dann  $\frac{e}{m}$  berechnet werden kann. Für diese Aufgabe werden auch die anderen Linie bei  $25\text{kO}$  aufgenommen. Eine weitere Aufgabe besteht in der Bestimmung des Intensitätsverhältnisses zwischen den  $\pi$  und  $\sigma^\pm$ -Komponenten. Hierfür wurden die  $\pi$  und  $\sigma^\pm$ -Komponenten durch einen Polarisationsfilter getrennt. Durch den Vergleich der eingeschlossenen Flächen erhält man das gesuchte Verhältnis.

Zur Bestimmung des Transmissionskoeffizienten benutzt man wiederum die Flächen

unter den aufgenommenen Kurven. Man benötigt dafür das Bild des Triplets und die Bilder der  $\pi$  und  $\sigma^\pm$  Komponenten bei gleicher Magnetfeldstärke. Verschiebt man dann die  $\pi$ -Linie in den Schwerpunkt der  $\sigma^\pm$ -Linie und vergleicht diese Fläche mit der Tripletfläche ergibt sich das gesuchte Verhältnis. Die Messwerte und Rechnungen zu den oben beschriebenen Aufgaben folgen im Abschnitt Durchführung.

### 3 Durchführung

#### 3.1 Herleitung und Vergleich mit der Theorie

Zur Berechnung des Gesamtdrehimpulses eines Mehrelektronensystems müssen die Drehimpulse der Valenzelektronen, beziehungsweise die Elektronen in nicht-abgeschlossenen Schalen, berücksichtigt werden.

Der Gesamtdrehimpuls eines Atoms lässt sich durch die Russel-Saunders-Kopplung (LS-Kopplung) aus Gesamtbahndrehimpuls  $\vec{L}$  und Gesamtspin  $\vec{S}$  des Atoms berechnen. Es gilt:

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

$\vec{L}$  und  $\vec{S}$  setzen sich dabei durch vektorielle Addition der einzelnen Bahndrehimpulse  $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$  und Spindrehimpulse  $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$  zusammen. Das gesamte magnetische Dipolmoment  $\vec{\mu}_G$  setzt sich demnach aus magnetischem Bahnmoment  $\vec{\mu}_L$  und magnetischem Spinnmoment  $\vec{\mu}_S$  wie folgt zusammen.

$$\vec{\mu}_L = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}$$

$$\vec{\mu}_S = -\frac{e}{2m_e} (2\vec{S})$$

$$\vec{\mu}_G = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S = -\frac{e}{2m_e} (\vec{L} + 2\vec{S})$$

Weiterhin gilt, dass der beobachtete Mittelwert  $\mu$  von  $\mu_G$  gleich der Komponente  $M_G$  ist. Daraus folgt

$$\vec{\mu} = (\vec{\mu}_G \cdot \vec{e}_J) \vec{e}_J$$

und unter Verwendung der Beziehung  $\vec{e}_J = \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|}$  gilt dann abschließend:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \left(1 + \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2|\vec{J}|^2}\right) \cdot \vec{J}.$$

Benutzt man die in der Quantenmechanik üblichen Schreibweisen  $J^2 = J(J+1)\hbar^2$ ,  $L^2 = L(L+1)\hbar^2$  und  $S^2 = S(S+1)\hbar^2$ , erhalten wir

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \left(1 + \frac{J(J+1)\hbar^2 + S(S+1)\hbar^2 - L(L+1)\hbar^2}{2J(J+1)\hbar^2}\right) \cdot \vec{J}$$

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \cdot \left(1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}\right) \cdot \vec{J},$$

wobei man den Term  $1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$  als den sogenannten Landé - Faktor  $g_J$  definiert.

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \cdot g_J \vec{J}$$

Sollte an dieser Stelle  $\vec{S}=0$  gesetzt werden, gelangt man zum normalen Zeeman-Effekt, denn  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  wird damit zu  $\vec{J} = \vec{L}$ , und der Landé - Faktor  $g_J$  wird zu 1. In diesem Fall wird  $\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \cdot g_J \vec{J}$  zu  $\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \cdot \vec{L}$ , was wir bereits gezeigt haben.



Für den anormalen Zeeman-Effekt gilt weiterhin:

$$E_B = -\vec{\mu} \vec{B}$$

Legt man nun  $\vec{B}$  in Richtung der z-Komponente ergibt sich:

$$E_B = \frac{e}{2m_e} g_J \vec{J}_z B$$

$$E_B = \frac{e\hbar}{2m_e} g_J \mu_J B$$

$$E_B = \mu_B \mu_J g_J B$$

aufgrund der Richtungsquantisierung  $J_z = \mu_J \cdot \hbar$ .

Bildet man nun die Differenz beider Energiewerte, um die Energieverschiebung der Linie zu gewinnen, erhält man

$$\Delta E - \Delta E' = \mu_B \cdot \mu_J \cdot g_J \cdot B - \mu_B \cdot \mu_{J'} \cdot g_{J'} \cdot B$$

$$\Delta E - \Delta E' = \mu_B \cdot B (\mu_J \cdot g_J - \mu_{J'} \cdot g_{J'}),$$

und somit ergibt sich die herzuleitende Größe der Aufspaltung  $\Delta\lambda$ .

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2 \mu_0}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m_e} \cdot H \cdot (\mu_J \cdot g_J - \mu_{J'} \cdot g_{J'})$$

Da beim anormalen Zeeman-Effekt die einzelnen Landé-Faktoren unterschiedlich groß sind, kommt es beim Aufspalten der Terme im Grund- und Anregungszustand, im Gegensatz zum normalen Zeeman-Effekt, zu einer größeren Anzahl von Linien im Spektrum.

Man unterscheidet allgemein zwei Grenzfälle der Drehimpulskopplung. Zum einen die schon erwähnte LS-Kopplung (beziehungsweise Russel-Saunders-Kopplung), zum anderen die *jj*-Kopplung.

### Die LS-Kopplung

Hierbei handelt es sich um ein Kopplungsschema für schwache Spin-Bahn-Wechselwirkung, bei dem zunächst die Bahndrehimpulse der berücksichtigten Elektronen eines Atoms zu einem Gesamtbahndrehimpuls,  $\vec{L}$ ,

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

mit  $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}$ , gekoppelt werden, ebenso koppeln die Spins der Elektronen im Atom zu einem Gesamtspin,  $\vec{S}$ ,

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

mit  $|\vec{S}| = \hbar\sqrt{S(S+1)}$ . Der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  des Atoms ist dann die Vektorsumme von Gesamtbahndrehimpuls  $\vec{L}$  und Gesamtspin  $\vec{S}$ .

Die Quantenzahl J kann die Werte  $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| + 1, |L - S|$  annehmen.

Die LS-Kopplung wird vorwiegend zur Spektralanalyse leichter Atome verwendet.

### Die jj-Kopplung

Dies ist das Kopplungsschema für starke Spin-Bahn-Kopplung, sprich der Bahndrehimpuls  $\vec{l}_i$  und der Spindrehimpuls  $\vec{s}_i$  eines einzelnen Elektrons sind stärker gekoppelt als die Bahndrehimpulse beziehungsweise Spinbahndrehimpulse von Elektronen untereinander. Also koppeln Bahndrehimpuls  $\vec{l}_i$  und Spin  $\vec{s}_i$  eines Elektrons im Atom zu einem Gesamtdrehimpuls dieses Elektrons

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

Der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  des Atoms ergibt sich als Summe aller Drehimpulse der einzelnen Elektronen:

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

Der Grund warum die jj-Kopplung ausschließlich bei schweren Atomen auftritt, liegt an der Spin-Bahn-Wechselwirkungszunahme jedes einzelnen Elektrons mit Zunahme der Kernladung.

Neon besitzt eine relativ kleine Ordnungszahl (Z=10), es gehört also zu den leichteren Atomen. So ist es auch nicht verwunderlich, dass ausschließlich die LS-Kopplung zur Anwendung kommt.

## 3.2 Bestimmung der spezifischen Ladung $\frac{e}{m}$ des Elektrons

Um die spezifische Ladung des Elektrons zu bestimmen, benötigen wir die Abhängigkeit der Linienaufspaltung  $\Delta\lambda$  vom Magnetfeld. Um das  $\Delta\lambda$  zu bekommen, werden die Schwerpunkte der  $\sigma$  Komponenten graphisch bestimmt und deren Abstand gemessen. Dieser Abstand ist dann  $2*\Delta\lambda$ .

$\frac{\lambda}{\text{Å}}$	$\frac{H}{\text{kØ}}$	$\frac{d}{\text{cm}}$	$\frac{d}{\text{Skt}}$	$\frac{d}{\text{Å}}$	$\frac{\Delta\lambda}{\text{Å}}$
5852	25	8,9	50,86	0,82	0,41
6163	25	12,55	71,71	1,16	0,58
6266	5	7,5	15,625	0,25	0,126
6266	10	9,6	28,24	0,46	0,23
6266	12,5	9,8	30,63	0,5	0,25
6266	15	9,9	41,25	0,67	0,33
6266	20	10,8	45	0,73	0,36
6266	25	14,1	58,75	0,95	0,48

Zeichnet man die Meßwerte für die 6266 Å Linie, ergibt sich durch lineare Regression die Gleichung  $y=0,05+0,016869x$ , wobei  $y$  in Å und  $x$  in kØ ist. Mit einem L.R. Koeffizienten von 0,98743, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass man die Kurve als Gerade annähern kann. Die so ermittelte Steigung benutzt man dann in Gleichung 1, die für unseren Zweck noch umgestellt werden muss.

$$\Delta\lambda_{cgs} = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c^2} \frac{e}{m} H(\mu_{j'}g_{j'} - \mu_jg_j)$$

$$\rightarrow \frac{e}{m} = \frac{4\pi c^2}{\lambda_0^2} \frac{\Delta\lambda_{cgs}}{H} \frac{1}{\mu_{j'}g_{j'} - \mu_jg_j}$$

Da  $\Delta\lambda$  in Å berechnet wurde, muss folgende Ersetzung vorgenommen werden:

$$\Delta\lambda_{cgs} = \frac{\Delta\lambda_{mks}}{c\mu_0}$$

$$\rightarrow \frac{e}{m} = \frac{4\pi c}{\lambda_0^2\mu_0} \frac{\Delta\lambda_{mks}}{H} \frac{1}{\mu_{j'}g_{j'} - \mu_jg_j}$$

$$\rightarrow \frac{e}{m} \approx 2,998 * 10^{15} \frac{\Delta\lambda_{mks}}{(\mu_{j'}g_{j'} - \mu_jg_j)H\lambda_0^2}$$

Wenn man die Steigung ins MKS-System umrechnet und diese für  $\frac{\Delta\lambda_{mks}}{H}$  einsetzt bekommt man für  $\frac{e}{m}$  den Wert  $1,62*10^{11} \frac{C}{kg}$ . Für die anderen Wellenlängen ergeben sich die folgenden Werte:

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{5852\text{Å}} = 1,8 * 10^{11} \frac{C}{kg}$$

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{6163\text{Å}} = 2,3 * 10^{11} \frac{C}{kg}$$

Der Literaturwert für  $\frac{e}{m}$  ist  $1,76*10^{11} \frac{C}{kg}$ .

**Fehlerrechnung:** Da man bei diesem Versuch nicht direkt das Magnetfeld messen kann und die Bestimmung der  $\Delta\lambda$  grafisch ausgeführt wird, gibt es schon generell 2 große Fehlerquellen, die vermutlich jede systembedingte Fehlerquelle überdecken. Bei dem Magnetfeld ist insbesondere bei kleinen Magnetfeldstärken ein relativ großer Fehler anzunehmen, da in diesem Bereich die abgelesene Amperanzeige nicht aussagekräftig ist. Wir nehmen daher einen Fehler von 2kØ an. Bei der grafischen Auswertung der  $\Delta\lambda$  nehmen wir einen Fehler von 5 mm

an, dies entspricht auf Grund der verschiedenen Maßstäbe ungefähr einer Ungenauigkeit von  $0,05 \text{ \AA}$ . Daraus folgt für die verschiedenen Wellenlängen:  $5852 \text{ \AA}$ :

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{max} = 2,2 * 10^{11} \frac{C}{kg}$$

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{min} = 1,58 * 10^{11} \frac{C}{kg}$$

$6163 \text{ \AA}$ :

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{max} = 2,72 * 10^{11} \frac{C}{kg}$$

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{min} = 1,95 * 10^{11} \frac{C}{kg}$$

$6266 \text{ \AA}$ :

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{max} = 1,96 * 10^{11} \frac{C}{kg}$$

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{min} = 1,32 * 10^{11} \frac{C}{kg}$$

### 3.3 Verifizierung der Intensitätsregeln

Die Intensitätsregeln sollen in diesem Aufgabenteil bestätigt werden. Dazu verwenden wir die Aufnahmen der  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  und  $\pi$  Linien bei der Wellenlänge  $6266 \text{ \AA}$  und  $15k\text{\AA}$ . Um die  $\sigma$  und  $\pi$  Linien zu trennen, verwenden wir einen Polarisationsfilter. Ist dieser parallel zu dem Magnetfeld eingestellt, lässt er die  $\pi$ -Komponente durch, ist er senkrecht zum Magnetfeld eingestellt, lässt er die  $\sigma$ -Komponenten durch. Das Verhältnis der  $\pi$  und  $\sigma$  Komponenten lässt sich durch Integration der Flächen unter den Kurven bestimmen, da diese Flächen proportional zu den Intensitäten der Linien sind. Diesen Vergleich führen wir sowohl graphisch als auch computergestützt durch. Ergebnisse der computergestützten Auswertung:

$\pi$ -Linie: 161.57  
 $\sigma$ -Linien: 179.85

$$\text{Verhältnis: } \frac{\sigma}{\pi} = \frac{179.85}{161.57} \approx 1.11$$

Ergebnisse der graphischen Auswertung:

$$\begin{aligned}
&\pi\text{-Linie: Maximum: } 77.64 \text{ cm}^2 \\
&\quad \text{Minimum: } 50.6 \text{ cm}^2 \\
&\quad \text{Mittelwert: } 64.12 \text{ cm}^2 \\
&\sigma\text{-Linien: Maximum: } 84.36 \text{ cm}^2 \\
&\quad \text{Minimum: } 62.2 \text{ cm}^2 \\
&\quad \text{Mittelwert: } 73.28 \text{ cm}^2 \\
&\text{Verhältnis: Maximum: } \frac{\sigma_{max}}{\pi_{min}} = \frac{84.36}{50.6} \approx 1.67 \\
&\quad \text{Minimum: } \frac{\sigma_{min}}{\pi_{max}} = \frac{62.2}{77.64} \approx 0.8 \\
&\quad \text{Mittelwert: } \frac{\sigma_{\phi}}{\pi_{\phi}} = \frac{73.28}{64.12} \approx 1.14
\end{aligned}$$

Laut der Theorie ist das Verhältnis zwischen der  $\pi$ -Komponente und der Summe der  $\sigma$ -Komponenten gleich 1. Dass dieser Wert nicht getroffen wird, kann unter anderem daran liegen, dass der Polarisationsfilter bei der  $\pi$ -Komponente nicht perfekt parallel war und an der fehlenden Spitze der gemessenen  $\pi$ -Komponente, da dann der Minimalwert größer gewesen wäre. Das gesuchte Verhältnis liegt aber im Rahmen der gefundenen Toleranzen.

Die Behauptung, dass die  $\sigma$ -Komponenten gleich groß sind, lässt sich durch den Computer bestätigen, auch wenn die graphisch gefundenen Flächen für die einzelnen Komponenten nicht gleich sind. Die Abweichung der Flächen beruht auf den unterschiedlichen Kurvenformen, die einen graphischen Vergleich schwer machen.

### 3.4 Transmissionskoeffizient des Polarisationsfilters

In diesem Aufgabenteil wird der Transmissionskoeffizient des verwendeten Polarisationsfilters gesucht. Dieser Wert gibt an, wieviel der eingestrahlt Intensität den Filter passieren kann. Zur Bestimmung des Koeffizienten nutzen wir wiederum die Aufnahmen der 6266 Å Linie bei 15 kØ. Wie schon beim vorherigen Aufgabenteil repräsentieren die Flächen unter den Kurven die Intensitäten. Das Verhältnis der Fläche des Triplets mit der kombinierten Fläche der  $\pi$  und  $\sigma$  Komponenten ergibt dann den Transmissionskoeffizienten. Diese Auswertung erfolgte nur computergestützt und brachte folgende Ergebnisse:

$$\begin{aligned}
&\pi\text{-Linie: } 161.57 \\
&\sigma\text{-Linien: } 179.85 \\
&\text{Triplet-Linie: } 401.24 \\
&\text{Verhältnis: } \frac{\pi+\sigma}{\text{Triplet}} = \frac{341.42}{401.24} \approx 0.85
\end{aligned}$$

Damit kann nach unser Rechnung etwa 85% des eingestrahlt Lichts den Polarisationsfilter passieren, die restlichen 15% werden reflektiert und absorbiert.

## 4 Fazit

Die theoretischen Annahmen konnten im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt werden. Sowohl bei dem Vergleich der Intensitäten der  $\pi$ - und  $\sigma$ - Komponenten als auch der experimentellen Bestimmung von  $\frac{e}{m}$  liegen wir im Bereich der erwarteten Werte.

1. (3,-2,1) :  $\theta = 17,5^\circ \rightarrow 3,39\text{\AA}$

2. (-3,3,1) :  $\theta = 12,5^\circ \rightarrow 2,44\text{\AA}$

3. (-1,2,1) :  $\theta = 23^\circ \rightarrow 4,4\text{\AA}$

4. (-1,-2,1) :  $\theta = 25^\circ \rightarrow 4,76\text{\AA}$

## 5 Probleme und Verbesserungsvorschläge

### 5.1 Aufgabenstellung

Aufgrund der Veränderungen an dem Versuch ist die Versuchsanleitung teilweise nicht mehr aktuell, siehe Aufgabe 3.3. Weiterhin wird nicht auf Anhieb klar, welche Messungen gemacht werden sollen. Diese Anmerkung bezieht sich vor allem auf die Frage nach dem Laserspektrum und auf den Punkt 3.4.2.

### 5.2 Durchführung

Nenneswerte Probleme bei der Durchführung gab es eigentlich nur bei der Einstellung des Magnetfeldes, da die Magnetfeldstärke nicht simultan zur Messung abgelesen werden kann. Die deswegen durchgeführte Messung der Stromstärken bei den jeweiligen Magnetfeldstärken ist schon aufgrund der Ampereskala nicht genau.

## 6 Literatur

Unsere Quellen waren:

**Th. Mayer-Kuckuck, "Atomphysik"**

**Haken-Wolf, "Atom- und Quantenphysik"**