

# Physikalisches Praktikum Teil IV

## Elektronische Übergänge in Atomen

Nora Pfützenreuter und Andreas Stumpe  
Tutor: Radion Ulman

Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn  
22. und 23. November 2010

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Zeeman-Effekt . . . . .	4
2.1.1	Verhalten von Atomen in äußeren Feldern . . . . .	4
2.1.2	Fabry-Pérot-Etalon . . . . .	5
2.1.3	Linienverbreiterungen . . . . .	6
2.1.4	Viertel-Wellenlängen-Platte . . . . .	6
2.1.5	Hall-Sonde . . . . .	6
2.2	Franck-Hertz-Versuch . . . . .	6
2.2.1	Aufbau und Durchführung . . . . .	6
2.2.2	Beobachtung und physikalische Erklärung . . . . .	7
2.2.3	Quecksilberatom: Auswahlregeln und Termschema . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Versuchsdurchführung und Auswertung</b>	<b>9</b>
3.1	Zeeman-Effekt . . . . .	9
3.1.1	Beobachtung der Aufspaltung . . . . .	9
3.1.2	Messung der Aufspaltung . . . . .	9
3.1.3	Weitergehende Überlegungen . . . . .	12
3.2	Franck-Hertz-Versuch . . . . .	13
3.2.1	Bestimmung der Hg-Anregungsenergien . . . . .	13
3.2.2	Diskussion . . . . .	15
3.2.3	Mittlere freie Weglänge . . . . .	16
3.2.4	Abhängigkeit des Anodenstroms von der Temperatur und der Gegenspannung . . . . .	16
<b>A</b>	<b>Diagramme Zeeman-Aufspaltung</b>	<b>18</b>
<b>B</b>	<b>Diagramme Magnetfeldeichung</b>	<b>20</b>
<b>C</b>	<b>Diagramme Gauß-Fits</b>	<b>21</b>

## Abbildungsverzeichnis

1	Normaler Zeeman-Effekt beim Cadmium [1] . . . . .	4
2	Aufbau des Fabry-Pérot-Etalons [1] . . . . .	5
3	Experimentelle Anordnung des Franck-Hertz-Versuchs aus [4] . . . . .	7
4	Verlauf des Elektronenstroms als Funktion der Beschleunigungsspannung in einer Röhre mit Quecksilberdampf aus [5] . . . . .	7
5	Vereinfachtes Hg-Termschema aus [1] . . . . .	8
6	Gauß-Fit bei $I = 0$ A . . . . .	11
7	Geradenfits zum Bohr'schen Magneton . . . . .	12
8	Gemessene Anodenstromkurven für verschiedene Temperaturen $T$ . . . . .	14
9	Gemessene Anodenstromkurven für verschiedene Gegenspannungen $U_2$ . . . . .	15
10	Totaler Wirkungsquerschnitt von Hg für Elektronenstoßanregung aus [1] . . . . .	15
11	Interferenzmuster ohne Magnetfeld bei transversaler Beobachtung . . . . .	18
12	Interferenzmuster mit Magnetfeld bei transversaler Beobachtung, $I = 5.5$ A . . . . .	18
13	Interferenzmuster ohne Magnetfeld bei longitudinaler Beobachtung . . . . .	19
14	Interferenzmuster mit Magnetfeld bei longitudinaler Beobachtung, $I = 3.5$ A . . . . .	19
15	Eichung $B$ -Feld vor der Messung . . . . .	20
16	Eichung $B$ -Feld nach der Messung . . . . .	20
17	Gauß-Fit bei $I = 4.0$ A . . . . .	21
18	Gauß-Fit bei $I = 4.4$ A . . . . .	21
19	Gauß-Fit bei $I = 4.8$ A . . . . .	22
20	Gauß-Fit bei $I = 5.2$ A . . . . .	22
21	Gauß-Fit bei $I = 5.6$ A . . . . .	23
22	Gauß-Fit bei $I = 6.0$ A . . . . .	23
23	Gauß-Fit bei $I = 6.4$ A . . . . .	24
24	Gauß-Fit bei $I = 6.8$ A . . . . .	24
25	Gauß-Fit bei $I = 7.2$ A . . . . .	25
26	Gauß-Fit bei $I = 7.6$ A . . . . .	25
27	Gauß-Fit bei $I = 8.0$ A . . . . .	26

## Tabellenverzeichnis

1	Werte und Fehler der Polynom-Koeffizienten $a_i$ . . . . .	10
2	Ermittelte Winkel $\alpha$ via Gauß-Fit . . . . .	10
3	Berechnete Wellenlängenverschiebungen und deren Fehler . . . . .	11
4	Energieverschiebungen $\Delta E$ . . . . .	12
5	Berechnete Energiedifferenzen für verschiedene Temperaturen $T$ . . . . .	14
6	Berechnete Energiedifferenzen für verschiedene Gegenspannungen $U_2$ . . . . .	16

# 1 Einleitung

In diesem Versuch wird mit einem Fabry-Perot-Etalon der Zeeman-Effekt untersucht, wobei der Polarisationszustand der Komponenten, das Bohrsche Magneton sowie die spezifische Elektronenladung bestimmt werden sollen. Der Franck-Hertz-Versuch wird durchgeführt und die Übergangsenergie der Hg-Resonanzlinien gemessen. Beide Versuche sind ein Nachweis dafür, dass Atome Energieniveaus besitzen wie schon 1885 mit einfachen spektroskopischen Methoden von Balmer gezeigt werden konnte.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Zeeman-Effekt

#### 2.1.1 Verhalten von Atomen in äußeren Feldern

Alle Atome besitzen verschiedene Energie-Niveaus, deren Differenz man als Spektrallinien beobachten kann. Befinden sich die Atome in einem externen Magnetfeld, so spalten sich diese Spektrallinien weiter auf. Überschreitet das externe Magnetfeld nicht die Größe des internen Magnetfeld, welches durch die Spins und Bahndrehimpulse der Elektronen erzeugt wird, so nennt man die weitere Aufspaltung *Zeeman-Effekt*. Wird dagegen die Größe des inneren Magnetfelds überschritten, so handelt es sich um den sogenannten *Paschen-Back-Effekt*, der die Spin-Bahn-Kopplung auflöst.

Beim Zeeman-Effekt unterscheidet man zwischen dem *normalen* und dem *anormalen* Zeeman-Effekt. Ist der resultierende Gesamtspin aller Elektronen  $\vec{S} = 0$ , so handelt es sich um den normalen Zeeman-Effekt, im anderen Fall mit  $\vec{S} \neq 0$  um den anormalen Zeeman-Effekt. In der Natur tritt der anormale Zeeman-Effekt häufiger auf, da die Situation  $\vec{S} = 0$  ein Sonderfall ist.

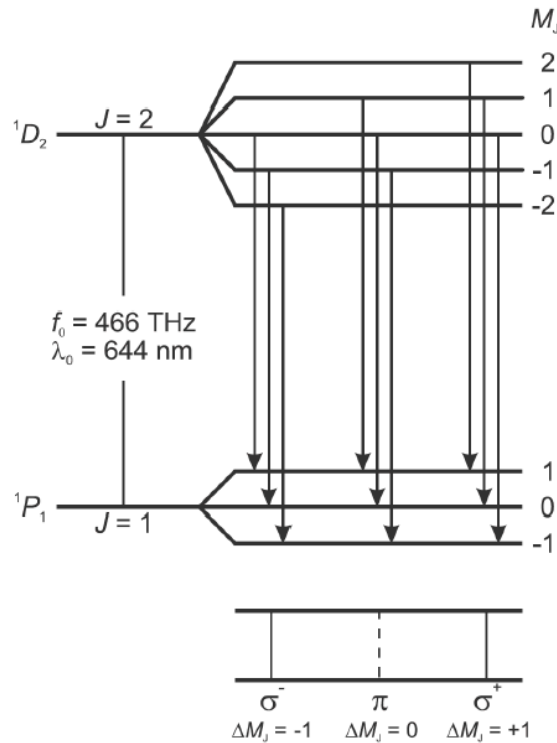


Abb. 1: Normaler Zeeman-Effekt beim Cadmium [1]

Hier wird der Übergang  $^1D_2$  nach  $^1P_1$  der fünften Schale von Cadmium in einem externen Magnetfeld untersucht. Da der Gesamtspin aller Elektronen  $\vec{S} = 0$  ist, handelt es sich um den normalen Zeeman-Effekt. Eine Übersicht aller relevanten Energieniveaus zeigt die Abbildung 1.

Die Komponente des Gesamtdrehimpulses in Richtung des Magnetfeldes wird mit  $M_J$  bezeichnet und kann Werte zwischen  $-J$  und  $J$  annehmen. Beim Energieniveau  $^1P_1$  beträgt  $J = 1$ . Somit gibt es Auf-

spaltungen in die neuen Niveaus  $M_J = -1$ ,  $M_J = 0$  und  $M_J = 1$ . Analog entstehen neue Energieniveaus bei  $^1D_2$ . Zwischen den neuen Energieniveaus sind nicht alle Übergänge optisch erlaubt, da sonst die Drehimpulserhaltung verletzt wird. Hier heraus ergeben sich die *Auswahlregeln*:  $\Delta M_J = 0, \pm 1$ . Bei  $\Delta M_J = 0$  wird linear polarisiertes Licht und bei  $\Delta M_J = \pm 1$  zirkular polarisiertes Licht emittiert.

### 2.1.2 Fabry-Pérot-Etalon

Das verwendete Fabry-Pérot-Etalon besteht aus Glas, dessen plan-parallele Oberflächen innerhalb des Etalons das Licht reflektieren. Durch die Mehrfachreflexion kommt es auf der Austrittsseite zur konstruktiven und zur destruktiven Interferenz des Lichts. Der Strahlengang im Etalon ist in der Abbildung 2 dargestellt. Es lässt sich zeigen, dass für den optischen Gangunterschied  $g$  folgender Zusammenhang gilt

$$g = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$

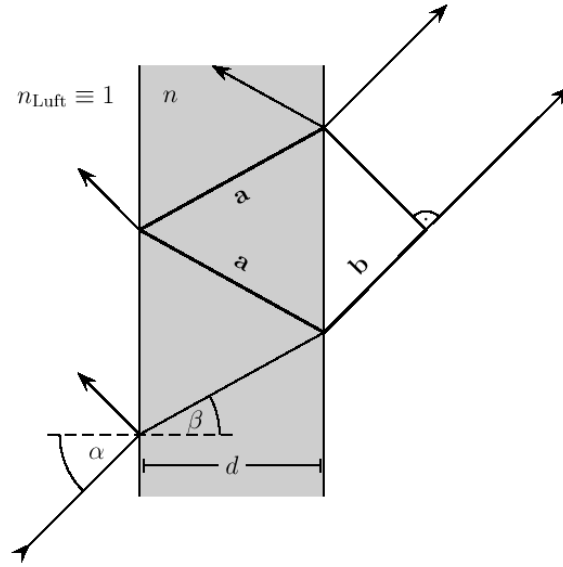


Abb. 2: Aufbau des Fabry-Pérot-Etalons [1]

Damit es bei verschiedenen Lichtwegen zu einer konstruktiven Interferenz kommt, muss der Gangunterschied  $g$  ein ganzzahliges Vielfache  $m$  der Wellenlänge  $\lambda$  sein. Aus dieser Bedingung lässt sich die Wellenlänge  $\lambda$  bestimmen.

$$g \stackrel{!}{=} m \cdot \lambda \Rightarrow \lambda = \frac{2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{m} \quad (1)$$

Für jedes  $m$  gibt es ein entsprechendes Maximum. Der Abstand zweier benachbarten Maxima wird mit  $\Delta\lambda$  bezeichnet und *freier Spektralbereich* genannt. Die spektrale Breite eines Maximums wird bei der halben, maximalen Intensität angegeben und *Halbwertsbreite*  $\delta\lambda$  genannt. Das Verhältnis beider Werte heißt *Finesse*  $\mathcal{F}$ .

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$$

Die Finesse  $\mathcal{F}$  wird also besser, wenn der freie Spektralbereich  $\Delta\lambda$  größer und die Halbwertsbreite  $\delta\lambda$  kleiner wird. Die Finesse lässt sich auch in Abhängigkeit von der Reflektivität  $R$  des Fabry-Pérot-Filters angeben.

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2)$$

Häufig ist auch das Auflösungsvermögen  $\mathcal{R}$  interessant. Das Auflösungsvermögen des Fabry-Pérot-Filters ist zur Finesse  $\mathcal{F}$  proportional und es gilt [3]

$$\mathcal{R} = \mathcal{F} \frac{2nd}{\lambda} \quad (3)$$

### 2.1.3 Linienverbreiterungen

Die Emissionslinien besitzen eine endliche Breite und sind nicht unendlich dünn. Es gibt zwei Arten der Linienverbreiterung: Die *homogene* und die *inhomogene* Linienverbreiterung. Bei der homogenen Linienbreite sind alle strahlenden Atome gleichberechtigt und verhalten sich entsprechend gleich. Bei der inhomogenen Linienbreite unterstehen die verschiedenen Atome unterschiedlichen, physikalischen Bedingungen.

Ein wichtiger Vertreter der homogenen Linienbreite ist die *natürliche Linienbreite*. Sie ergibt sich direkt aus der Heisenbergsche Unschärferelation für die Energie  $E$  und die Zeit  $t$ .

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (4)$$

Da die Lebensdauer  $\tau$  eines angeregten Zustands endlich ist, ergibt sich aus Gleichung (4) für das betrachtete Energie-Niveau eine Unschärfe  $\Delta E$ .

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{\tau}$$

Die thermische Bewegung der Atome bewirkt ebenfalls eine Linienverbreiterung, da sich die Atome während der Licht-Emission auf den Beobachter zu- bzw. wegbewegen. Diese *Dopplerverbreiterung* ist eine inhomogene Linienverbreiterung, weil sich alle Atome mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in unterschiedliche Richtungen bewegen. Die Dopplerverbreiterung ist Gauß-förmig und sehr viel größer als die natürliche Linienbreite. Die Dopplerverbreiterung lässt sich folgendermaßen bestimmen, wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur und  $m$  die Masse der Gasteilchen bezeichnen [2].

$$\delta\lambda_D = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{2 \ln 2 k_B T}{m}} \quad (5)$$

### 2.1.4 Viertel-Wellenlängen-Platte

Eine Viertel-Wellenlängen-Platte besteht aus einem doppelbrechenden Kristall. Doppelbrechende Kristalle sind Kristalle, die in  $x$ - und in  $y$ -Richtung unterschiedliche Brechungsindizes besitzen. Eine  $\lambda/4$ -Platte besitzt eine spezielle Dicke, bei der eine Komponente gegenüber der anderen um eine viertel Wellenlänge verzögert wird. Durch diese Verzögerung ist es möglich, zirkular polarisiertes Licht in linear polarisiertes Licht umzuwandeln. Dieser Effekt lässt sich auch umkehren, falls das linear polarisierte Licht in einem Winkel von  $45^\circ$  zur optischen Achse des Kristalls einfällt.

### 2.1.5 Hall-Sonde

Wird ein mit einem elektrischen Strom durchflossener Leiter einem externen, magnetischen Feld ausgesetzt, so werden die Ladungsträger durch die Lorentz-Kraft abgelenkt.

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$$

Handelt es sich um ein zeitlich konstantes Magnetfeld, welches senkrecht zur Stromrichtung steht, bewirkt diese Ladungsablenkung eine Ladungstrennung und damit eine messbare Spannung, die sogenannte *Hall-Spannung*. Ein Bauteil, das diese Hall-Spannung zur Verfügung stellt, wird *Hall-Sonde* genannt.

## 2.2 Franck-Hertz-Versuch

### 2.2.1 Aufbau und Durchführung

Der Franck-Hertz-Versuch wurde erstmals 1911 bis 1914 von Franck und Hertz durchgeführt und zeigt, dass die Abgabe von Energie von Elektronen nur gequantelt erfolgen kann. Des Weiteren bestätigt er das Bohr'sche Atommodell mit seiner Annahme, dass es diskrete Energieniveaus gibt. Diagramm 3 zeigt den experimentellen Aufbau des Versuchs: Der Glaskolben enthält ein Gas, in unserem Experiment Quecksilberdampf. An der einen Seite des Kolbens befindet sich eine geheizte Glühkathode, auf der anderen eine

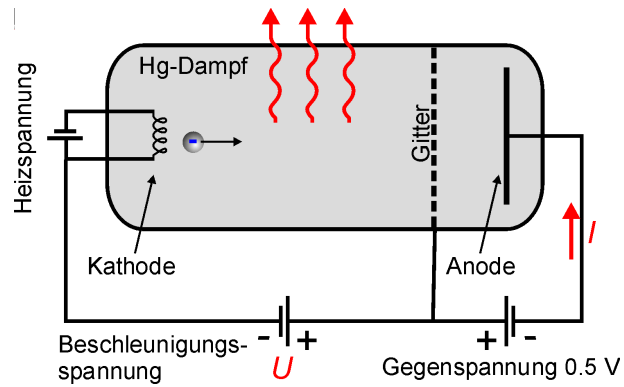


Abb. 3: Experimentelle Anordnung des Franck-Hertz-Versuchs aus [4]

Anode und dazwischen ein Gitter, wobei zwischen Kathode und Gitter die Beschleunigungsspannung  $U_G$  und zwischen Gitter und Anode eine kleine Gegen- oder Bremsspannung  $U_B$  anliegt. Mit diesem Aufbau werden Elektronen aus der Glühkathode emittiert und durch die am Gitter anliegende Spannung  $U_B$  mit der kinetischen Energie  $e \cdot U$  beschleunigt. An der Anode liegt die negative Spannung  $U_A = U - U_B$  an, sodass die Elektronen nach Durchfliegen des Gitters abgebremst werden und nur noch die Anode erreichen können, wenn ihre Energie hinter dem Gitter mindestens  $e \cdot U_A$  ist, wobei  $e$  die Elektronenladung ist. An der Anode ist folglich ein Stromfluss zu beobachten. Während des gesamten Versuchs kommt es also zu einem periodischen Vorgang, bei dem der Strom jedes Mal höher ansteigt, wobei dieser bei einem Minimum nie ganz auf 0 zurückgeht, weil nicht alle Elektronen mit den Quecksilberatomen zusammenstoßen.

### 2.2.2 Beobachtung und physikalische Erklärung

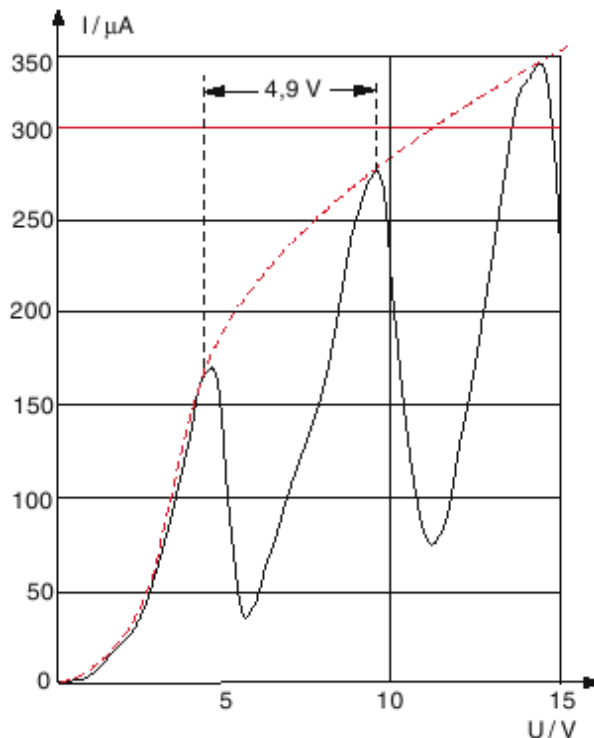


Abb. 4: Verlauf des Elektronenstroms als Funktion der Beschleunigungsspannung in einer Röhre mit Quecksilberdampf aus [5]

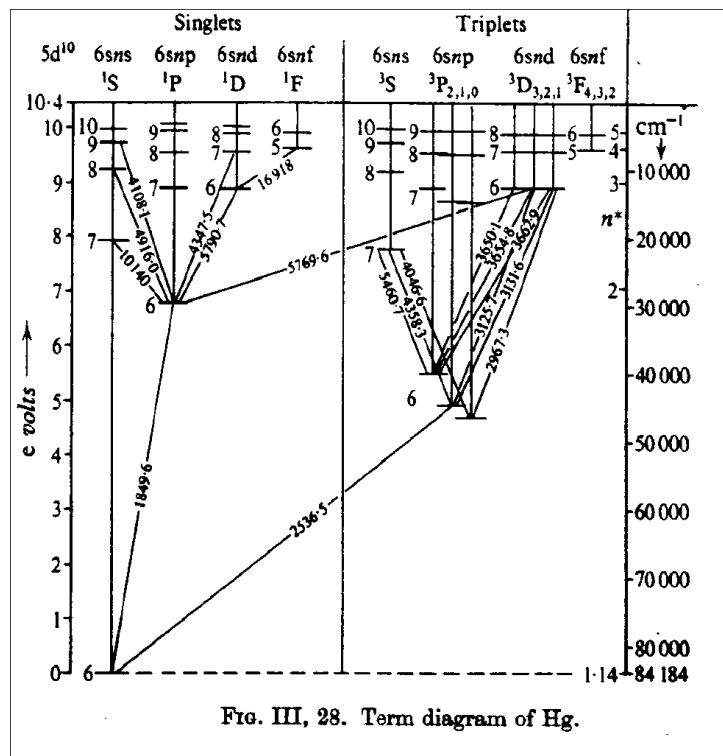
Misst man den auf der Anode auftreffenden Elektronenstrom  $I(U)$  als Funktion der Beschleunigungsspannung  $U$  erhält man den in Diagramm 4 dargestellten Verlauf. Von 0 bis 4.9 V nimmt der Strom zu und folgt einer Diodencharakteristik, oberhalb von 5 V nimmt er wieder ab, durchläuft ein Minimum und steigt wieder an bis zu einem neuen Maximum bei 9.8 V, fällt wieder ab und so weiter. Die Erklärung für dieses experimentelle Ergebnis sind Stöße der Elektronen mit Quecksilberatomen: Besitzen die Elektronen eine zu geringe Energie, können sie die Quecksilberatome nicht anregen und die Zusammenstöße sind elastisch, das heißt es wird keine Energie ausgetauscht. Somit steigt der Anodenstrom mit der Beschleunigungsspannung an, da viele Elektronen genug Energie besitzen, um die Gegenspannung zu überwinden. Ab einer bestimmten Beschleunigungsspannung kommt es zu einem plötzlichen Absinken des Anodenstroms, da die Elektronen die kinetische Energie von 4.9 eV besitzen, die der Anregungsenergie des Quecksilberatoms entspricht, welche über inelastische Stöße von den Elektronen auf die Quecksilberatome übertragen wird. Folglich haben die Elektronen nicht mehr genug Energie, um das Gegenfeld zu passieren und die Anode zu erreichen und der Anodenstrom fällt ab. Wird die Beschleunigungsspannung am Gitter weiter erhöht, steigt der Anodenstrom wieder an bis die Elektronen genügend Energie besitzen, um zwei Energiequanten zu übertragen und so weiter.

### 2.2.3 Quecksilberatom: Auswahlregeln und Termschema

Die Auswahlregeln geben an, welche Übergänge zwischen atomaren Zuständen optisch erlaubt sind. Da Quecksilber mit der Kernladungszahl  $Z = 80$  ein schweres Atom ist, muss die jj-Kopplung angewendet werden. Die LS- oder Drehimpuls-Kopplung ist nur für leichte Atome zu verwenden, weil die Wechselwirkung zwischen s und l eines einzelnen Elektrons nicht mehr vernachlässigbar ist, sodass hier gilt

$$J = \sum_{i=1}^N j_i = \sum_{i=1}^N l_i + s_i \quad (6)$$

Die Auswahlregeln lauten  $\Delta J = \pm 1, 0$ , wobei  $J = 0 \rightarrow J = 0$  verboten ist.





Zustand  $S=0$  (Singlett) oder  $S=1$  (Triplett) und die Zustände werden im Termschema in Abbildung 5 nach dieser Zugehörigkeit sortiert. Bei Anwendung der LS-Kopplung wären alle Übergänge zwischen Singlett und Triplett optisch verboten und könnten nur durch Stöße realisiert werden. Nach den Auswahlregeln der jj-Kopplung, die hier, wie im vorherigen Abschnitt besprochen, angewendet werden sollen, sind folgende Übergänge möglich:

$$6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$$

$$6^3P_0 \rightarrow 6^1S_0$$

$$6^3P_2 \rightarrow 6^1S_0$$

## 3 Versuchsdurchführung und Auswertung

### 3.1 Zeeman-Effekt

#### 3.1.1 Beobachtung der Aufspaltung

Der Versuch wird wie in [1] beschrieben aufgebaut und justiert. Als erstes wird das Interferenzmuster durch das Okular ohne Magnetfeld transversal beobachtet. Es sind viele konzentrische Kreise sichtbar und es handelt sich dabei um die spektrale Linie des Übergangs von  $^1D_2$  nach  $^1P_1$  des Cadmiums. Der Abstand benachbarter Kreise nimmt mit größer werdendem Radius ab. In der Abbildung 11 im Anhang A sind exemplarisch zwei dieser Kreise dargestellt.

Wird nun der Magnetstrom  $I$  langsam erhöht, so ist ab einer Stromstärke von  $I = 2.6$  A eine Aufspaltung erkennbar. Um weitere Aussagen über die neu entstandenen Linien, bzw. Kreise zu treffen, wird vor das Fabry-Pérot-Etalon ein Polarisationsfilter montiert. Bei einem Polarisationswinkel von  $-90^\circ$  ist nur die mittlere Komponente sichtbar. Es handelt sich um die Komponente mit der linearen ( $\pi$ ) Polarisation. Ist das Polarisationsfilter auf  $0^\circ$  eingestellt, so sind nur die beiden äußeren, linear ( $\sigma$ ) polarisierten Anteile sichtbar. Die Abbildung 12 auf Seite 18 zeigt die beobachtete Situation.

Nachdem der Versuchsaufbau soweit verändert wurde, dass das Spektrum longitudinal beobachtet werden kann, so sieht man ohne Magnetfeld die gleiche Situation wie bei der transversalen Beobachtung ohne Magnetfeld, wie die Abbildung 13 im Anhang zeigt.

Nun wird wieder der Magnetstrom  $I$  langsam erhöht, so dass ab einer Stromstärke von  $I = 1.3$  A eine Aufspaltung erkennbar ist. Diesmal sind jedoch nur zwei statt drei Linien wie bei der transversalen Beobachtung erkennbar. Um die durch die Aufspaltung entstandenen Spektrallinien zu untersuchen, wird wieder ein Polarisationsfilter vor das Fabry-Pérot-Etalon montiert. Da sich die beobachtete Intensität nicht mit dem Winkel des Filters verändert, wird zusätzlich ein  $\lambda/4$ -Element vor dem Polarisationsfilter eingebaut und auf  $0^\circ$  gestellt. Nun lässt sich bei einem Winkel von  $-45^\circ$  die innere  $\sigma^-$ -Komponente und bei einem Winkel von  $+45^\circ$  die äußere  $\sigma^+$ -Komponente isolieren, wie in der Abbildung 14 auf Seite 19 dargestellt.

#### 3.1.2 Messung der Aufspaltung

Um die Wellenlängen- und die Energieverschiebungen beim Zeeman-Effekt zu messen, wird der Versuchsaufbau wieder in die transversale Beobachtung geändert. Das Okular wird durch eine CCD-Kamera ersetzt und die Apparatur nach der Versuchsbeschreibung [1] justiert. Jede einzelne Messung besteht aus einer Mittelwertbildung über ca. 40 Messwerte.

Vor und nach der gesamten Messung wird eine Magnetfeldeichung durchgeführt, um aus dem Magnetstrom  $I$  die Größe des magnetischen Feldes  $B$  bestimmen zu können. Der Kurvenfit wird mit einem Polynom höherer Ordnung ermittelt.

$$f(x) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2 + a_3 \cdot x^3 + a_4 \cdot x^4$$

Der Verlauf dieser beiden Magnetfeldeichungen sind in den Abbildungen 15 und 16 auf Seite 20 im Anhang dargestellt. Für die Koeffizienten  $a_i$  des Fit-Polynoms sind die in der Tabelle 1 zusammengefassten Werte und Fehler ermittelt worden. Wie in der Tabelle 2 zu sehen ist, liegt der Unterschied zwischen beiden Eichungen innerhalb der Ablesefehler von  $\Delta B = 1$  mT. Der Ablesefehler des Magnetstroms beträgt  $\Delta I = 0.1$  A.

	vor der Messung		nach der Messung	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler
$a_0$	6.56 mT	0.61 mT	5.14 mT	0.60 mT
$a_1$	61.48 mT/A	0.83 mT/A	62.42 mT/A	0.87 mT/A
$a_2$	12.50 mT/A <sup>2</sup>	0.33 mT/A <sup>2</sup>	12.25 mT/A <sup>2</sup>	0.37 mT/A <sup>2</sup>
$a_3$	-2.17 mT/A <sup>3</sup>	0.05 mT/A <sup>3</sup>	-2.13 mT/A <sup>3</sup>	0.06 mT/A <sup>3</sup>
$a_4$	0.091 mT/A <sup>4</sup>	0.002 mT/A <sup>4</sup>	0.088 mT/A <sup>4</sup>	0.003 mT/A <sup>4</sup>

Tab. 1: Werte und Fehler der Polynom-Koeffizienten  $a_i$

Die CCD-Kamera nimmt nun bei verschiedenen Magnetströmen  $I$  das Winkelprofil des Interferenzmusters auf. Zur weiteren Analyse werden dann die jeweils innersten Peaks und deren Aufspaltung untersucht. Die Größen des äußeren Magnetfelds  $B_1$  und  $B_2$  werden über den Magnetstrom  $I$  und über die durch die Kurvenfits ermittelten Zusammenhänge berechnet.  $B_1$  bezeichnet das Magnetfeld über die Magnetfeldeichung vor der Versuchsdurchführung und  $B_2$  das Magnetfeld über die Eichung nach der Versuchsdurchführung

	$I/A$	$B_1/mT$	$B_2/mT$	$\alpha_{\sigma-}/^\circ$	$\Delta\alpha_{\sigma-}/^\circ$	$\alpha_{\pi}/^\circ$	$\Delta\alpha_{\pi}/^\circ$	$\alpha_{\sigma+}/^\circ$	$\Delta\alpha_{\sigma+}/^\circ$
1	0.0	0	0			0.7419	0.0003		
2	4.0	337	337	0.6561	0.0015	0.7489	0.0016	0.8340	0.0028
3	4.4	368	369	0.6455	0.0015	0.7465	0.0014	0.8417	0.0020
4	4.8	398	398	0.6358	0.0013	0.7465	0.0012	0.8503	0.0011
5	5.2	425	426	0.6288	0.0016	0.7481	0.0009	0.8562	0.0007
6	5.6	451	452	0.6150	0.0014	0.7476	0.0008	0.8627	0.0010
7	6.0	474	475	0.6026	0.0016	0.7470	0.0010	0.8665	0.0013
8	6.4	495	496	0.5943	0.0014	0.7443	0.0006	0.8700	0.0007
9	6.8	514	515	0.5804	0.0020	0.7441	0.0006	0.8748	0.0006
10	7.2	531	532	0.5731	0.0012	0.7433	0.0006	0.8774	0.0006
11	7.6	545	547	0.5613	0.0020	0.7427	0.0006	0.8804	0.0006
12	8.0	558	560	0.5595	0.0010	0.7406	0.0007	0.8838	0.0008

Tab. 2: Ermittelte Winkel  $\alpha$  via Gauß-Fit

Um die innersten Maxima der einzelnen Winkelprofile zu bestimmen, wird jeweils der Peakschwerpunkt über einen Gauß-Fit ermittelt. In der Abbildung 6 ist der Gauß-Fit im Fall  $B = 0$  mT dargestellt. Alle weiteren Diagramme der Fits befinden sich im Anhang ab Seite 21. Die in den Diagrammen verwendeten Parameter  $x_1$  und  $x_2$  geben die untere, bzw. obere Grenze des jeweiligen Fits und  $c$  den Wert des berechneten Peakschwerpunkts an.

Aus den in der Tabelle 2 aufgelisteten Winkeln  $\alpha$  und der Gleichung (1) auf Seite 5 lassen sich die relativen Wellenlängenverschiebungen über den folgenden Zusammenhang ermitteln, wobei  $\lambda_\pi^0$  die Bezugs-Wellenlänge ohne eingeschaltetem magnetischen Feld bezeichnet. Die berechneten, relativen Wellenlängenverschiebungen mit den dazugehörigen über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung ermittelten Fehler sind in der Tabelle 3 notiert.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_{\sigma^\pm} - \lambda_\pi^0}{\lambda_\pi^0} = \frac{\lambda_{\sigma^\pm}}{\lambda_\pi^0} - 1 = \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 \alpha_{\sigma^\pm}}{n^2 - \sin^2 \alpha_{\sigma^0_\pi}}} - 1$$

Nach [1] lassen sich die Energieverschiebungen näherungsweise über die folgende Gleichung aus der Wellenlängenverschiebung mit  $h = 4.136 \cdot 10^{-15}$  eV s,  $c = 2.99792 \cdot 10^8$  m/s und  $\lambda_\pi^0 = 643.8$  nm bestimmen. Die Ergebnisse mit den entsprechenden Fehlern sind in der Tabelle 4 dargestellt.

$$\Delta E \approx -\frac{hc}{\lambda_\pi^0} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_\pi^0}$$

Trägt man nun die Energieverschiebungen  $\Delta E_{\sigma-}$  und  $\Delta E_{\sigma+}$  aus Tabelle 4 als Funktion des  $B$ -Feldes auf, so kann man aus der Geradensteigung das Bohr'sche Magneton  $\mu_B$  bestimmen, vgl. Abbildung 7. Für die magnetische Energie gilt folgender Zusammenhang [2], wobei in diesem Fall der Landé-Faktor

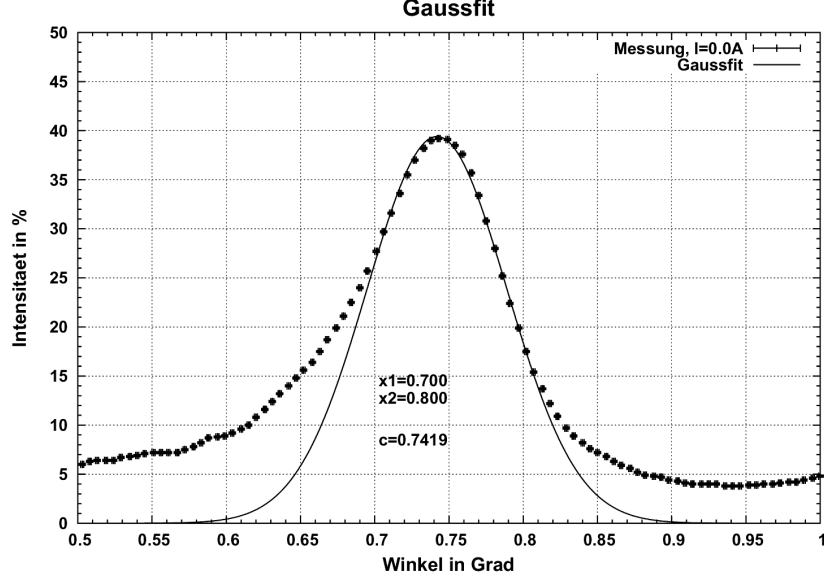


Abb. 6: Gauß-Fit bei  $I = 0$  A

	$B/\text{mT}$	$\Delta \frac{\lambda_{\sigma^-}}{\lambda_0} / \%$	$\Delta(\Delta \frac{\lambda_{\sigma^-}}{\lambda_0}) / \%$	$\Delta \frac{\lambda_{\sigma^+}}{\lambda_0} / \%$	$\Delta(\Delta \frac{\lambda_{\sigma^+}}{\lambda_0}) / \%$
2	337	$0.86 \cdot 10^{-3}$	$0.43 \cdot 10^{-3}$	$-1.04 \cdot 10^{-3}$	$0.52 \cdot 10^{-3}$
3	368	$0.96 \cdot 10^{-3}$	$0.41 \cdot 10^{-3}$	$-1.13 \cdot 10^{-3}$	$0.51 \cdot 10^{-3}$
4	398	$1.05 \cdot 10^{-3}$	$0.37 \cdot 10^{-3}$	$-1.24 \cdot 10^{-3}$	$0.46 \cdot 10^{-3}$
5	425	$1.11 \cdot 10^{-3}$	$0.43 \cdot 10^{-3}$	$-1.31 \cdot 10^{-3}$	$0.56 \cdot 10^{-3}$
6	451	$1.24 \cdot 10^{-3}$	$0.37 \cdot 10^{-3}$	$-1.39 \cdot 10^{-3}$	$0.49 \cdot 10^{-3}$
7	474	$1.34 \cdot 10^{-3}$	$0.41 \cdot 10^{-3}$	$-1.44 \cdot 10^{-3}$	$0.56 \cdot 10^{-3}$
8	495	$1.42 \cdot 10^{-3}$	$0.37 \cdot 10^{-3}$	$-1.48 \cdot 10^{-3}$	$0.51 \cdot 10^{-3}$
9	514	$1.53 \cdot 10^{-3}$	$0.49 \cdot 10^{-3}$	$-1.54 \cdot 10^{-3}$	$0.71 \cdot 10^{-3}$
10	531	$1.59 \cdot 10^{-3}$	$0.33 \cdot 10^{-3}$	$-1.57 \cdot 10^{-3}$	$0.46 \cdot 10^{-3}$
11	545	$1.69 \cdot 10^{-3}$	$0.47 \cdot 10^{-3}$	$-1.61 \cdot 10^{-3}$	$0.71 \cdot 10^{-3}$
12	558	$1.70 \cdot 10^{-3}$	$0.28 \cdot 10^{-3}$	$-1.65 \cdot 10^{-3}$	$0.39 \cdot 10^{-3}$

Tab. 3: Berechnete Wellenlängenverschiebungen und deren Fehler

$g_J = 1$  beträgt und  $\Delta M_J$  die Werte  $\pm 1$  annimmt, je nachdem ob es sich bei der betrachteten Linie um eine  $\sigma^-$ - oder  $\sigma^+$ -Polarisation handelt.

$$\Delta E = g_J \mu_B \Delta M_J B = \pm \mu_B B$$

Vergleicht man die Ergebnisse den beiden Geradenfits

$$\sigma^- : \mu_B = (5.56 \pm 0.11) \cdot 10^{-5} \text{ eV/T}$$

$$\sigma^+ : \mu_B = (5.81 \pm 0.03) \cdot 10^{-5} \text{ eV/T}$$

mit dem Literaturwert  $\mu_B = 5.80 \cdot 10^{-5} \text{ eV/T}$ , so zeigt sich im Fall  $\sigma^-$  eine recht gute und im Fall  $\sigma^+$  eine sehr gute Übereinstimmung. Für das Bohr'sche Magneton  $\mu_B$  gilt außerdem folgender Zusammenhang

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

Formt man diese Gleichung um, so lässt sich die spezifische Elektronenladung  $e/m_e$  bestimmen. Aus den obigen Ergebnissen für das Bohr'schen Magneton erhält man folgende Werte für die spezifische Elektronenladung

	$B/\text{mT}$	$\Delta E_{\sigma^-}/\text{eV}$	$\Delta(\Delta E_{\sigma^-})/\text{eV}$	$\Delta E_{\sigma^+}/\text{eV}$	$\Delta(\Delta E_{\sigma^+})/\text{eV}$
2	337	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$0.8 \cdot 10^{-5}$	$-2.0 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
3	368	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$0.8 \cdot 10^{-5}$	$-2.2 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
4	398	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$0.7 \cdot 10^{-5}$	$-2.4 \cdot 10^{-5}$	$0.9 \cdot 10^{-5}$
5	425	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$0.8 \cdot 10^{-5}$	$-2.5 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
6	451	$2.4 \cdot 10^{-5}$	$0.7 \cdot 10^{-5}$	$-2.7 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
7	474	$2.6 \cdot 10^{-5}$	$0.8 \cdot 10^{-5}$	$-2.8 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
8	495	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$0.7 \cdot 10^{-5}$	$-2.9 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
9	514	$3.0 \cdot 10^{-5}$	$0.9 \cdot 10^{-5}$	$-3.0 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$
10	531	$3.1 \cdot 10^{-5}$	$0.6 \cdot 10^{-5}$	$-3.0 \cdot 10^{-5}$	$0.9 \cdot 10^{-5}$
11	545	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$0.9 \cdot 10^{-5}$	$-3.1 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$
12	558	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$0.5 \cdot 10^{-5}$	$-3.2 \cdot 10^{-5}$	$0.7 \cdot 10^{-5}$

Tab. 4: Energieverschiebungen  $\Delta E$

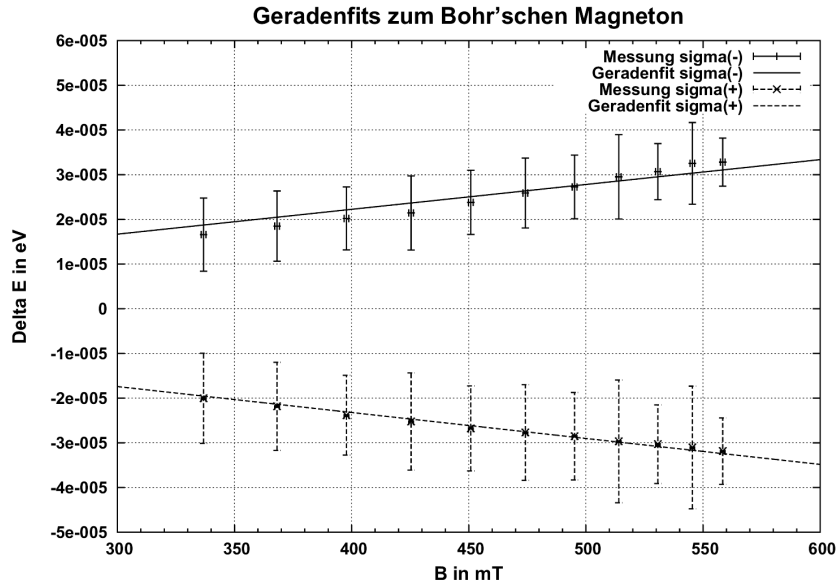


Abb. 7: Geradenfits zum Bohr'schen Magneton

$$\sigma^- : \frac{e}{m_e} = \frac{2\mu_B}{\hbar} = (1.69 \pm 0.03) \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$$

$$\sigma^+ : \frac{e}{m_e} = \frac{2\mu_B}{\hbar} = (1.77 \pm 0.01) \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$$

Der Vergleich mit dem Literaturwert  $e/m_e = 1.76 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$  liefert auch hier wieder, wie erwartet, im Fall  $\sigma^+$  eine sehr gute Übereinstimmung.

### 3.1.3 Weitergehende Überlegungen

Das verwendete Fabry-Pérot-Etalon besitzt einen Reflexionskoeffizient  $R = 0.85$ , einen Brechungsindex  $n = 1.457$  und die Dicke  $d = 4 \text{ mm}$ . Aus diesen Werten lässt sich die theoretische Finesse  $\mathcal{F}$  mit Hilfe der Gleichung (2) auf der Seite 5 und die theoretische Auflösung  $\mathcal{R}$  aus der Gleichung (3) mit der Wellenlänge  $\lambda = 643.8 \text{ nm}$  berechnen.

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = 19.3$$

$$\mathcal{R} = \mathcal{F} \frac{2nd}{\lambda} = 3.50 \cdot 10^5$$

Wie in Abschnitt 3.1.1 erwähnt, kann bei der transversalen Beobachtung ab einer Stromstärke von  $I = 2.6$  A durch das Okular eine Linienaufspaltung in drei einzelne Linien beobachtet werden. Über die in Abschnitt 3.1.2 durchgeführte Magnetfeldeichung erhält man die Magnetfeldstärke  $B = 0.217$  T. Mit dieser Magnetfeldstärke kann man die Energiedifferenz  $\Delta E$  zwischen einer  $\pi$ - einer  $\sigma$ -Linie bestimmen. Aus der Energiedifferenz lässt sich weiter die Auflösung  $\mathcal{R}$  und die Finesse  $\mathcal{F}$  ermitteln.

$$\Delta E = \mu_B \cdot B = 1.26 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$$

$$\mathcal{R} = \frac{E}{\Delta E} = \frac{hc}{\lambda \Delta E} = 1.53 \cdot 10^5$$

$$\mathcal{F} = \mathcal{R} \frac{\lambda}{2nd} = 8.46$$

Bei der longitudinalen Beobachtung war bereits ab einer Stromstärke von  $I = 1.3$  A eine Linienaufspaltung in zwei einzelne Linien erkennbar. Die entsprechende Magnetfeldstärke beträgt  $B = 0.217$  T, aus der wiederum die Energiedifferenz, die Auflösung und die Finesse berechnet werden. Hier ist allerdings zu beachten, dass es sich um den Abstand zwischen einer  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Linie handelt.

$$\Delta E = 2 \cdot \mu_B \cdot B = 1.20 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$$

$$\mathcal{R} = \frac{E}{\Delta E} = \frac{hc}{\lambda \Delta E} = 1.61 \cdot 10^5$$

$$\mathcal{F} = \mathcal{R} \frac{\lambda}{2nd} = 8.89$$

Die abgeschätzten Werte für das Auflösungsvermögen  $\mathcal{R}$  und die Finesse  $\mathcal{F}$  sind kleiner als die theoretisch ermittelten Werte. Vermutlich liegt der Unterschied an der Beobachtung mit dem Auge durch das Okular. Das Auge besitzt ebenfalls ein bestimmtes Auflösungsvermögen.

Nimmt man an, dass die Cadmium-Lampe eine Temperatur von  $T = 1000$  K besitzt, so lässt sich die Dopplerverbreitung  $\delta\lambda_D$  mit Hilfe der Gleichung (5) berechnen. Als Masse wird hier die Masse eines Cadmium-Atoms mit  $m = 112 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27}$  kg verwendet.

$$\delta\lambda_D = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{2 \ln 2 k_B T}{m}} = 1.38 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

Aus der Abbildung 6 auf Seite 11 lassen sich die Winkel für die Halbwertsbreite  $\delta\lambda$  ablesen. Sie betragen  $\alpha_1 = 0.6875^\circ$  und  $\alpha_2 = 0.7975^\circ$ . Setzt man diese Werte in Gleichung (1) ein, so erhält man folgende Halbwertsbreite

$$\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = \lambda \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_2}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} = 7.55 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

Diese Linienbreite weicht sehr stark von der oben ermittelten Dopplerverbreitung  $\delta\lambda_D$  ab. Vermutlich ist die Temperatur des Cadmiums  $T = 1000$  K zu klein gewählt.

## 3.2 Franck-Hertz-Versuch

### 3.2.1 Bestimmung der Hg-Anregungsenergien

Aus den beim Franck-Hertz-Versuch aufgenommenen Anodenstromkurven soll die Energiedifferenz  $\Delta E$  zwischen dem 6S- und dem 6P-Niveau des Hg-Atoms bestimmt werden. Die gemessenen Kurven sind in den Abbildungen 8 und 9 dargestellt.

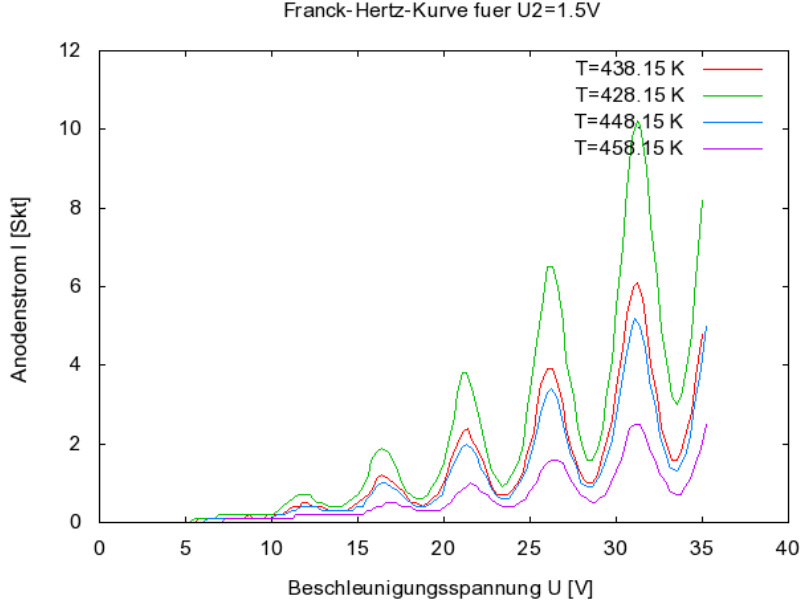


Abb. 8: Gemessene Anodenstromkurven für verschiedene Temperaturen T

T [K]	$U_{max}$ [V]	$\Delta U_{max}$ [V]	$\Delta E$ [eV]	$\sigma \Delta E$ [eV]
428.15	21.283	0.018	4.948	0.027
	26.231	0.020	5.053	0.030
	31.284	0.022		
438.15	21.316	0.024	4.850	0.030
	26.166	0.018	4.988	0.026
	31.154	0.019		
448.15	21.351	0.022	4.867	0.028
	26.218	0.017	4.945	0.023
	31.163	0.016		
458.15	21.638	0.036	4.766	0.040
	26.218	0.019	4.815	0.029
	31.163	0.022		

Tab. 5: Berechnete Energiedifferenzen für verschiedene Temperaturen T

Die Abstände der Maxima der Franck-Hertz-Kurven geben Auskunft über die Anregungsenergie des Quecksilberatoms. Um die Energiedifferenzen zu bestimmen, werden mit Hilfe von Gauß-Fits für jede Temperatur bzw. Gegenspannung mit dem Programm “Qtiplot” drei Peakschwerpunkte  $U_{max}$  bestimmt und deren Abstand voneinander berechnet. Hierbei werden die von dem Programm berechneten Fehler auf die Maxima  $\Delta U_{max}$  zur weiteren Berechnung verwendet.

Der Fehler auf die Energiedifferenzen wurde nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung wie folgt berechnet:

$$\sigma(\Delta E) = \sqrt{(\Delta U_{max,1})^2 + (\Delta U_{max,2})^2} \quad (7)$$

Aus den zwei Messreihen für verschiedene Temperaturen bzw. Gegenspannungen wird jeweils ein fehlergewichteter Mittelwert für die zu bestimmende Energiedifferenz  $\Delta E$  berechnet nach

$$\overline{\Delta E} = \frac{\sum_i^N \frac{\Delta E_i}{\sigma(\Delta E)_i^2}}{\sum_i^N \frac{1}{\sigma(\Delta E)_i^2}} \quad \sigma(\overline{\Delta E}) = \frac{1}{\sqrt{\sum_i^N \frac{1}{\sigma(\Delta E)_i^2}}} \quad (8)$$

Mit den Formeln aus 8 erhält man für die Messung mit konstanter Gegenspannung

$$\overline{\Delta E} = (4.92 \pm 0.01) \text{ eV}$$

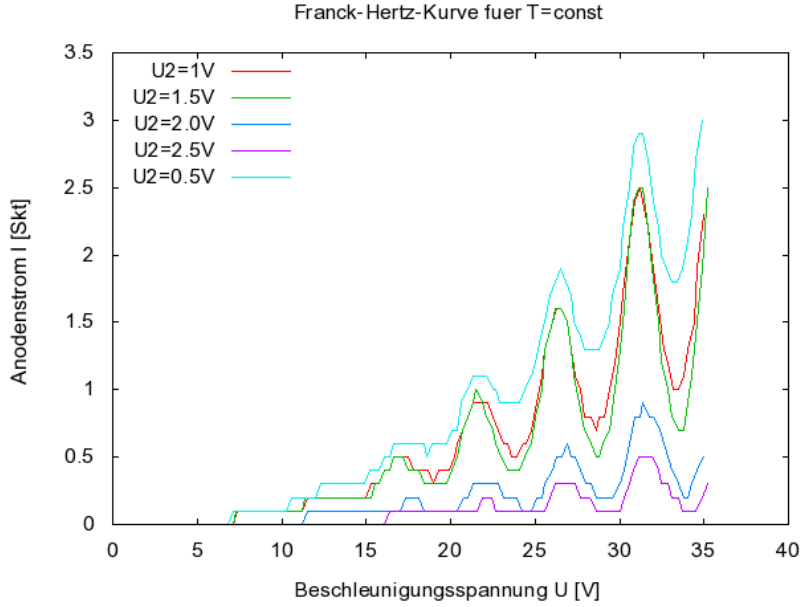


Abb. 9: Gemessene Anodenstromkurven für verschiedene Gegenspannungen  $U_2$

und für die Messung mit konstanter Temperatur

$$\overline{\Delta E} = (4.72 \pm 0.02) \text{ eV}$$

Der Literaturwert für die Anregungsenergie des Hg-Atoms beträgt 4.9 eV nach [5], welchen der erste Wert mit seinen Fehlergrenzen einschließt, der zweite jedoch nicht, wobei dieser trotzdem noch in einem physikalisch sinnvollen Bereich liegt.

### 3.2.2 Diskussion

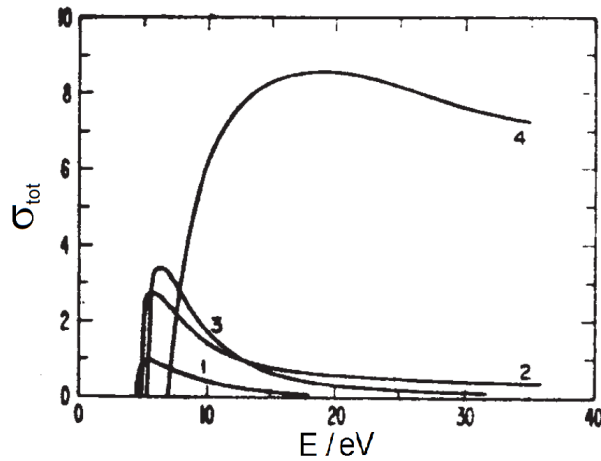


Abb. 10: Totaler Wirkungsquerschnitt von Hg für Elektronenstoßanregung aus [1]

Die in Abbildung 10 dargestellten Wirkungsquerschnitte, die die Wahrscheinlichkeit angeben, mit der Elektronen in der Franck-Hertz-Röhre mit Quecksilberatomen stoßen, liegen bei verschiedenen Anregungsenergien:

Kurve 1: Anregung von  $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0 \Rightarrow E = 4.67 \text{ eV}$

$U_2$ [V]	$U_{max}$ [V]	$\Delta U_{max}$ [V]	$\Delta E$ [eV]	$\sigma \Delta E$ [eV]
0.5	22.176	0.112	4.452	0.133
	26.629	0.072	4.680	0.084
	31.309	0.043		
1.0	21.828	0.040	4.611	0.050
	26.439	0.031	4.683	0.039
	31.122	0.023		
1.5	21.638	0.036	4.766	0.040
	26.404	0.019	4.815	0.029
	31.219	0.022		
2.0	21.176	0.067	5.723	0.087
	26.899	0.055	4.263	0.064
	31.162	0.032		
2.5	22.141	0.018	3.908	0.053
	26.049	0.049	5.578	0.065
	31.627	0.042		

Tab. 6: Berechnete Energiedifferenzen für verschiedene Gegenspannungen  $U_2$

Kurve 2: Anregung von  $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1 \Rightarrow E = 4.89$  eV

Kurve 3: Anregung von  $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_2 \Rightarrow E = 5.46$  eV

Kurve 4: Anregung von  $6^1S_0 \rightarrow 6^1P_0$

Die gemessenen Werte für die Anregungsenergien entsprechen dem Übergang 2 mit  $E = 4.89$  eV, der durch Kurve 2 dargestellt ist. Bei steigender Energie wäre als Erstes Übergang 1 möglich, allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für diesen Übergang klein, sodass die Wahrscheinlichkeit dafür gering ist.

### 3.2.3 Mittlere freie Weglänge

Mit der Gasgleichung  $p = n \cdot k \cdot T$  und der Dampfdruckkurve erhält man die mittlere freie Weglänge

$$\lambda = \frac{k \cdot T}{p \cdot \sigma} \quad (9)$$

Der Druck  $p$  kann nach [1] mit der Funktion der Dampfdruckkurve

$$\log p = 10.55 - \frac{3333}{T} - 0.85 \cdot \log T \quad (10)$$

berechnet werden, wobei  $p$  in Torr und  $T$  in Kelvin einzusetzen ist. Der geometrische Wirkungsquerschnitt berechnet sich für zwei Kugeln der Radien  $R_1$  und  $R_2$  für ein Elektron und ein Quecksilberatom nach

$$\sigma = \pi(R_1 + R_2)^2 = (1 + 2.7)\pi a_0^2 = 3.25 \cdot 10^{-20} m^2 \quad (11)$$

mit dem Bohrschen Radius  $a_0 = 5.292 \cdot 10^{-11}$  m. Für  $T = 175^\circ = 448.15$  K erhält man  $p = 963.72$  Pa und somit

$$\lambda = 7.14 \cdot 10^{-4} m.$$

### 3.2.4 Abhängigkeit des Anodenstroms von der Temperatur und der Gegenspannung

Aus der Messung mit verschiedenen Temperaturen geht hervor, dass bei steigender Temperatur der Anodenstrom sinkt. Grund dafür ist, dass bei Erhöhung der Temperatur mehr Quecksilber verdampft und sich dabei die Teilchendichte erhöht, sodass mehr Stöße stattfinden, bei denen Elektronen über inelastische Stöße kinetische Energie abgeben. Folglich besitzen die Elektronen im Mittel weniger Energie um gegen die Bremsspannung  $U_2$  anzulaufen. Bei der Messung mit verschiedenen Gegenspannungen stellt man fest, dass auch bei steigender Gegenspannung der Stromfluss an der Anode verringert wird, weil mit höherer Gegenspannung weniger Elektronen die Anode erreichen.



## Quellenverzeichnis

- [1] Beschreibung zum Versuch *Elektronische Übergänge in Atomen*, Universität Bonn, Oktober 2010
- [2] Skript zur Vorlesung *Atome, Moleküle, Kondensierte Materie*, K. Buse, Universität Bonn, 2010
- [3] [http://www.uni-konstanz.de/quantum-electronics/teaching/43/uebung\\_02\\_FabryPerot.pdf](http://www.uni-konstanz.de/quantum-electronics/teaching/43/uebung_02_FabryPerot.pdf)
- [4] [http://www.ipf.uni-stuttgart.de/lehre/online-skript/f10\\_09.html](http://www.ipf.uni-stuttgart.de/lehre/online-skript/f10_09.html)
- [5] Demtröder, Experimentalphysik 3, Atome, Moleküle und Festkörper, 2010

## A Diagramme Zeeman-Aufspaltung

Die in Abschnitt 3.1.1 verwendeten Interferenzmuster sind hier zusammengefasst.

### Interferenzmuster ohne B-Feld (transversal)

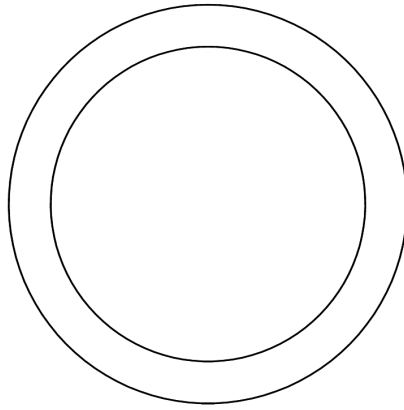


Abb. 11: Interferenzmuster ohne Magnetfeld bei transversaler Beobachtung

### Interferenzmuster mit B-Feld (transversal)

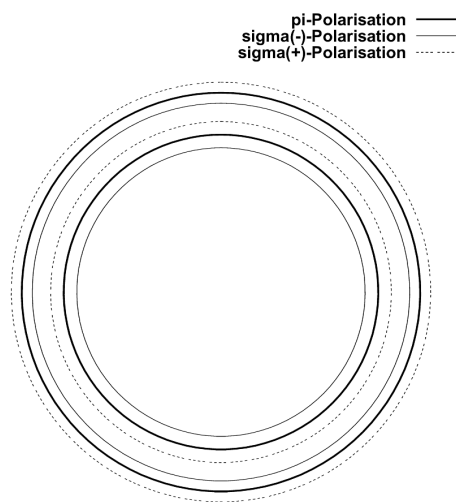


Abb. 12: Interferenzmuster mit Magnetfeld bei transversaler Beobachtung,  $I = 5.5 \text{ A}$

**Interferenzmuster ohne B-Feld (longitudinal)**

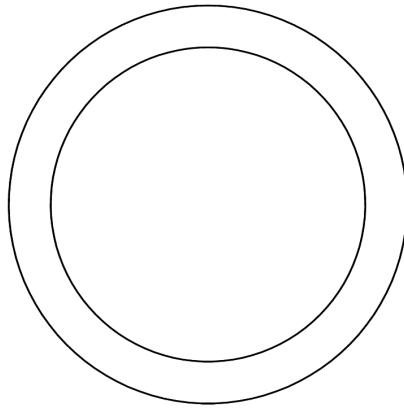


Abb. 13: Interferenzmuster ohne Magnetfeld bei longitudinaler Beobachtung

**Interferenzmuster mit B-Feld (longitudinal)**

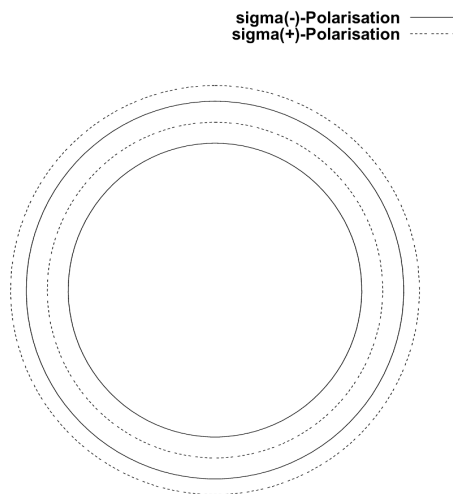


Abb. 14: Interferenzmuster mit Magnetfeld bei longitudinaler Beobachtung,  $I = 3.5 \text{ A}$

## B Diagramme Magnetfeldeichung

Hier sind die Diagramme der Magnetfeldeichung aus dem Abschnitt 3.1.2 auf der Seite 9 dargestellt.

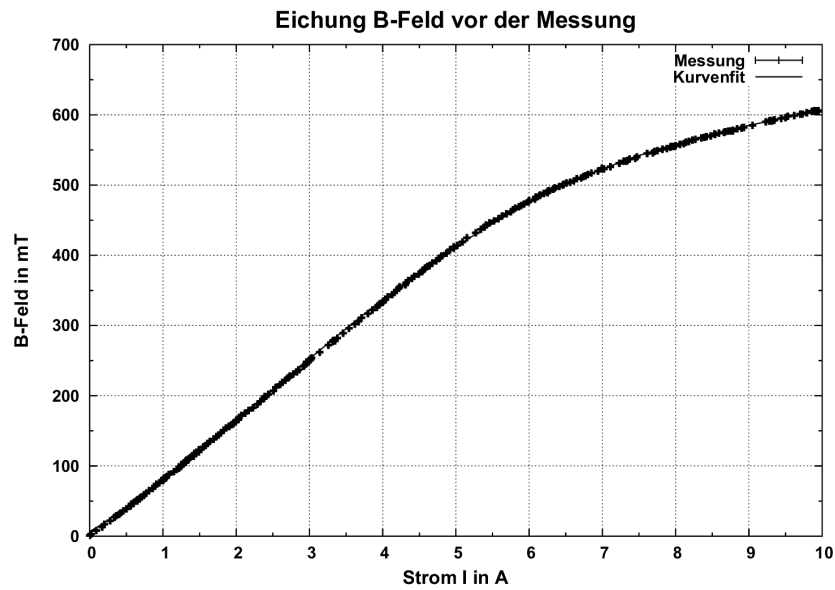


Abb. 15: Eichung  $B$ -Feld vor der Messung

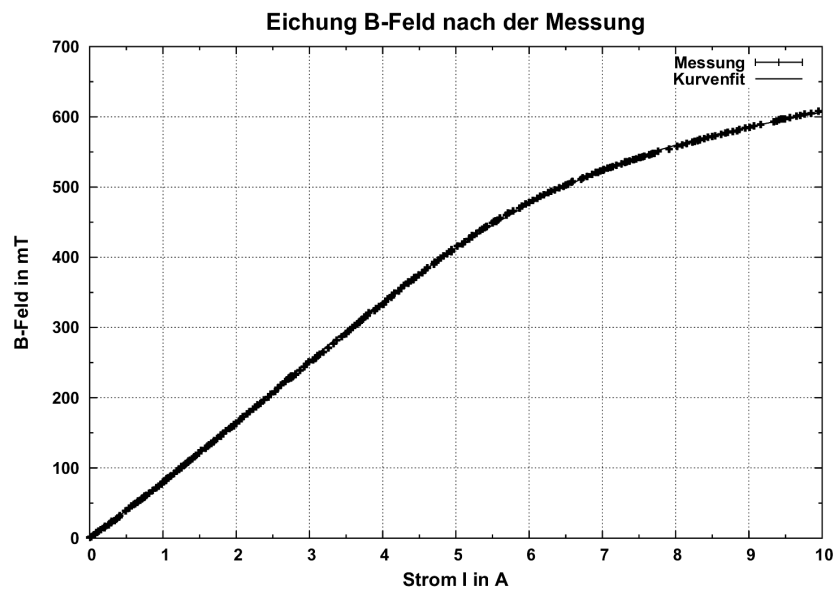


Abb. 16: Eichung  $B$ -Feld nach der Messung

## C Diagramme Gauß-Fits

Sämtliche der in Abschnitt 3.1.2 verwendeten Gauß-Fits sind hier als Diagramm dargestellt. Die Variablen  $x_1$  und  $x_2$  geben die obere, bzw. untere Fitgrenze an. Die berechneten Peakschwerpunkte sind in den Diagrammen mit  $c_1$ ,  $c_2$  und  $c_3$  bezeichnet.

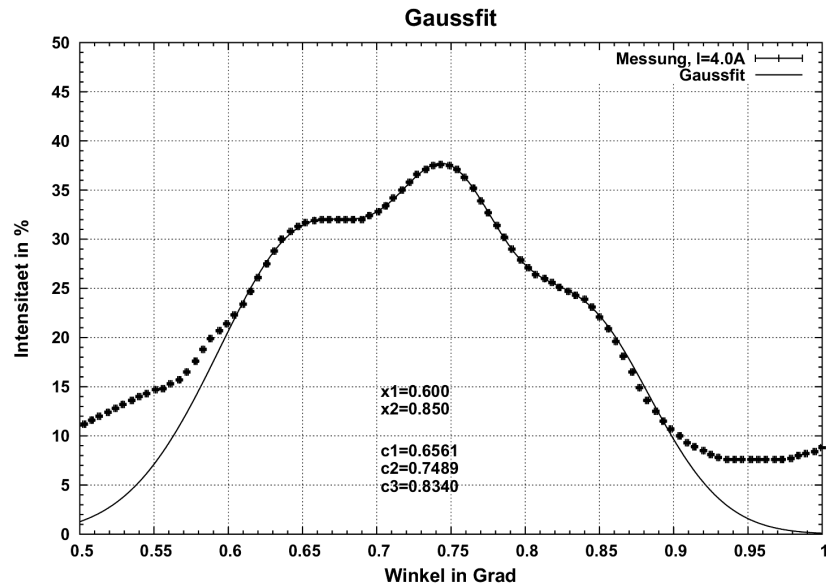


Abb. 17: Gauß-Fit bei  $I = 4.0$  A

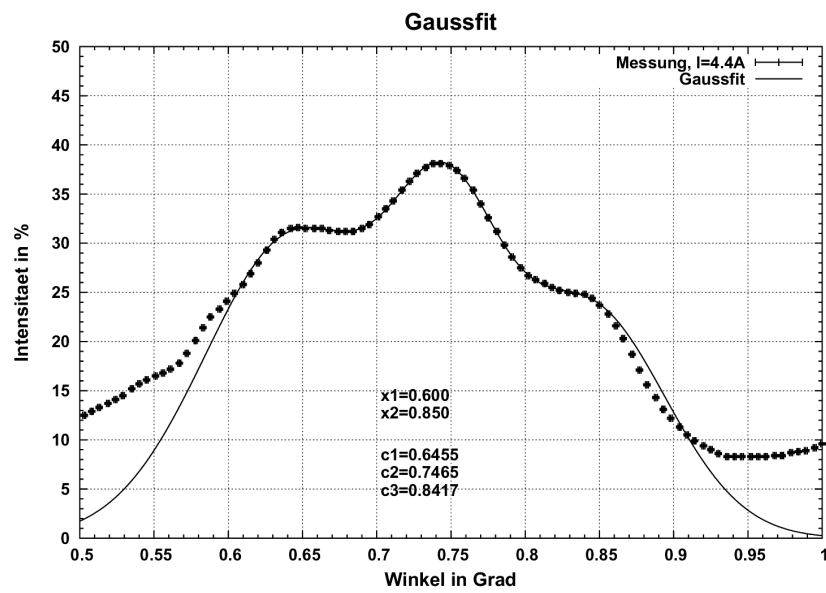


Abb. 18: Gauß-Fit bei  $I = 4.4$  A

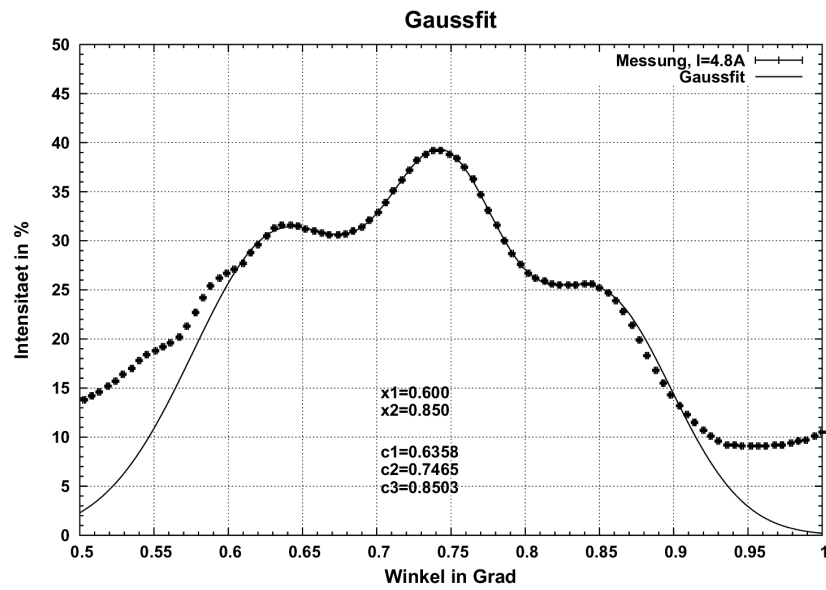


Abb. 19: Gauß-Fit bei  $I = 4.8 \text{ A}$

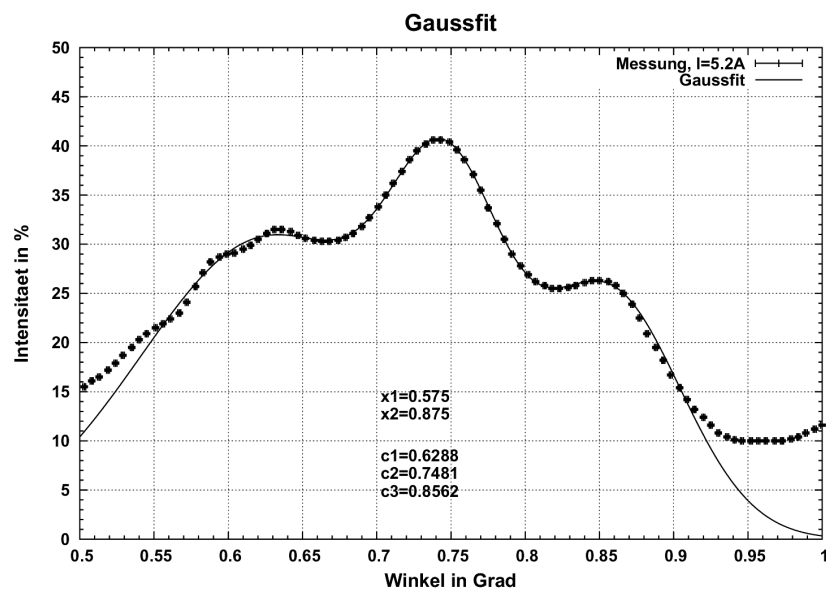


Abb. 20: Gauß-Fit bei  $I = 5.2 \text{ A}$

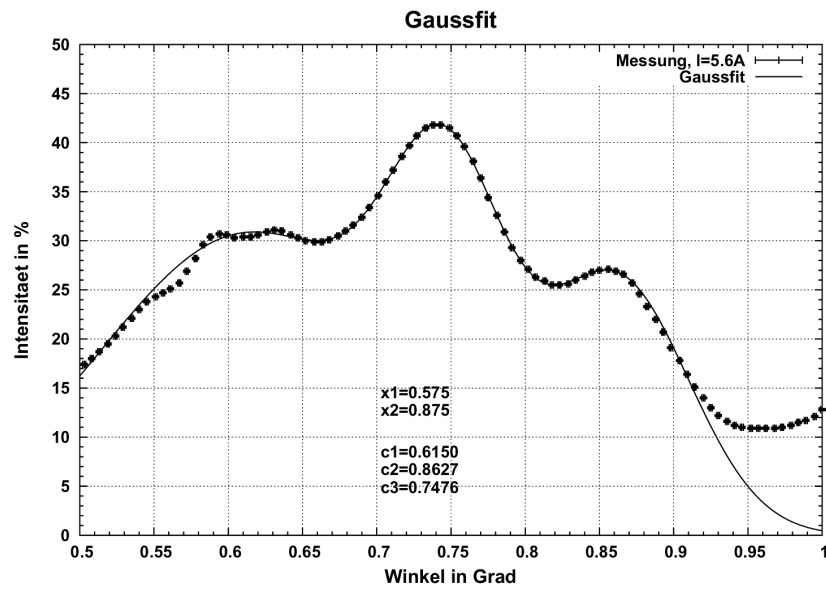


Abb. 21: Gauß-Fit bei  $I = 5.6$  A

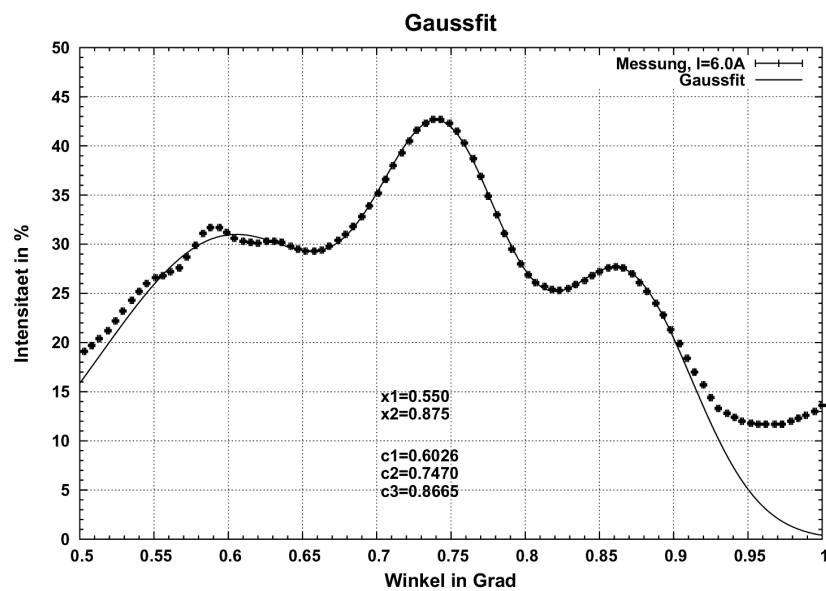


Abb. 22: Gauß-Fit bei  $I = 6.0$  A

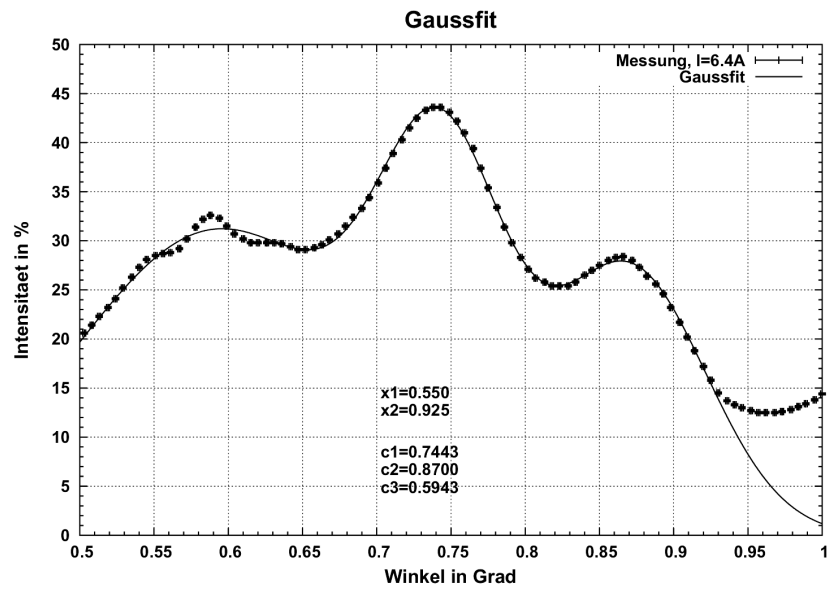


Abb. 23: Gauß-Fit bei  $I = 6.4 \text{ A}$

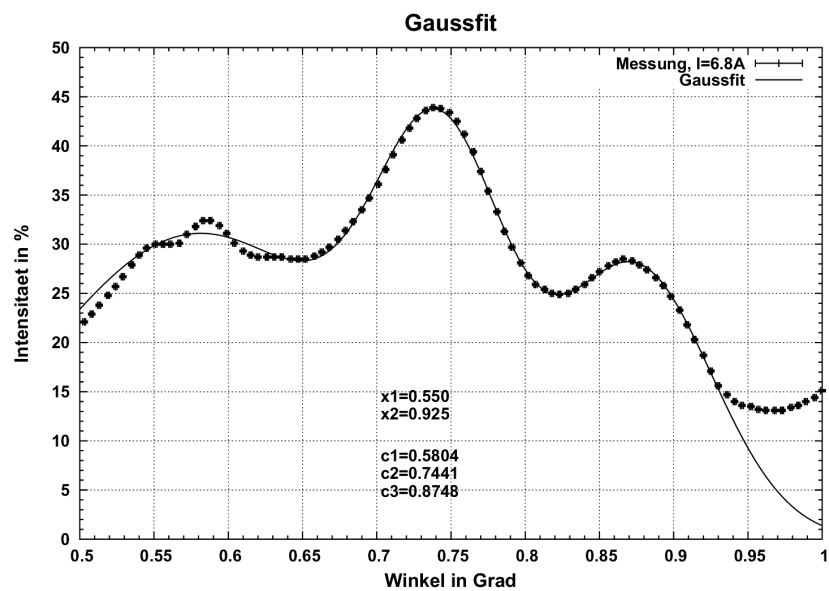


Abb. 24: Gauß-Fit bei  $I = 6.8 \text{ A}$



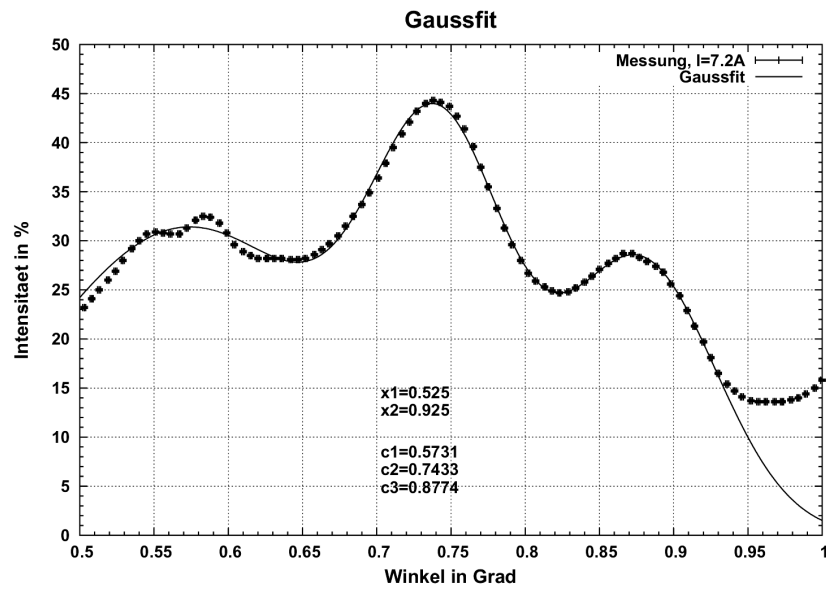


Abb. 25: Gauß-Fit bei  $I = 7.2 \text{ A}$

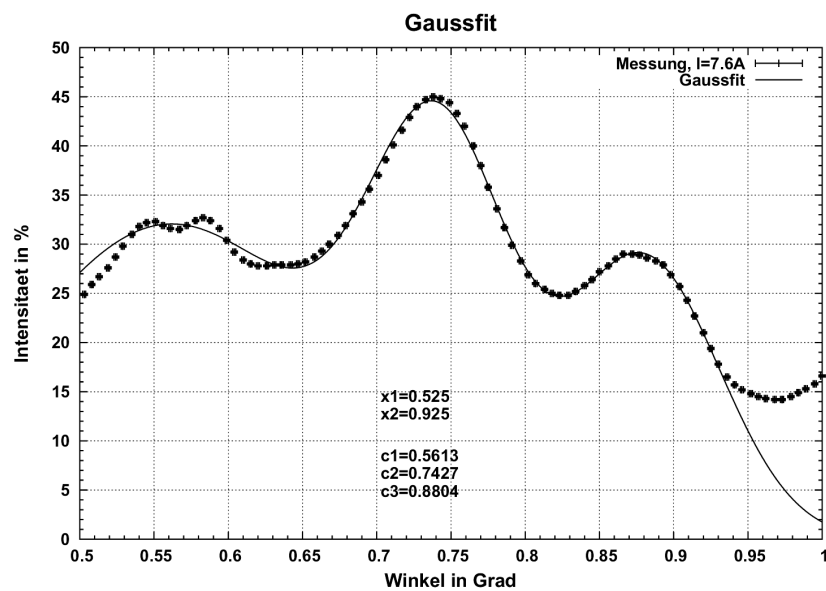


Abb. 26: Gauß-Fit bei  $I = 7.6 \text{ A}$

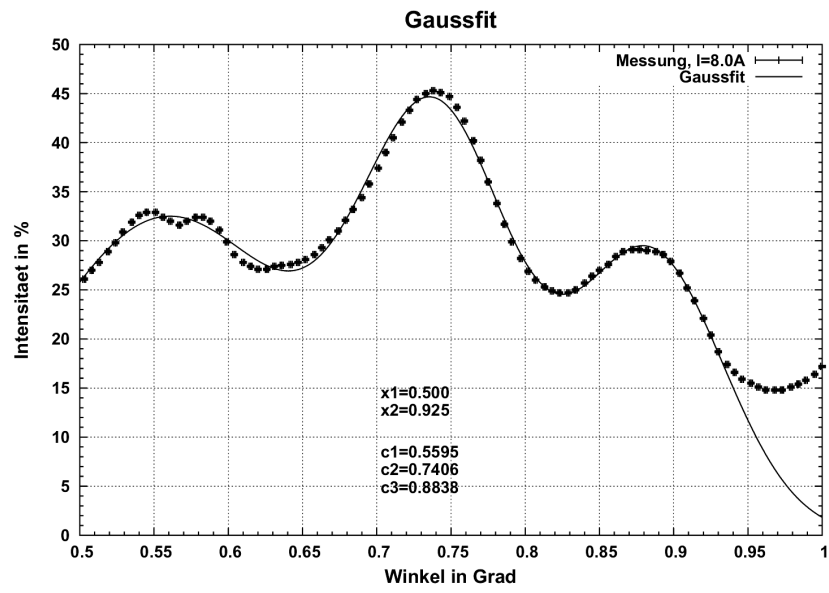


Abb. 27: Gauß-Fit bei  $I = 8.0 \text{ A}$