

# **Versuchsbericht**

## **P401 Elektronische Übergänge**

Gabriel Remiszewski und Christian Fischer

durchgeführt am 13/14.12.2023  
betreut von Valentin Jonas

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Zeeman-Effekt</b>	<b>2</b>
2.1 Versuchsaufbau . . . . .	2
2.2 Untersuchung der Transversal- und Longitudinalkonfiguration . . . . .	3
2.2.1 Transversalkonfiguration . . . . .	3
2.2.2 Longitudinalkonfiguration . . . . .	4
<b>3 Fazit</b>	<b>6</b>
<b>A Anhang</b>	<b>7</b>

## 1. Einleitung

In diesem Versuch wird die Quantelung von Energie mit historisch durchgeführten Experimenten untersucht. Zunächst wird der normale Zeeman-Effekt zum Gebrauch gemacht, um atomare Übergänge durch ein homogenes Magnetfeld aufzuspalten, was durch eine partielle Aufhebung der Magnetquantenzahl Entartung hervorgerufen wird. Aus der Energiedifferenz der Übergänge kann das Bohrsche Magneton bestimmt werden.

Anschließend wird der Franck-Hertz-Versuch durchgeführt, mit dem durch Stoßanregung die Energie eines Übergangs bestimmt werden kann.

## 2. Zeeman-Effekt

Der Zeeman-Effekt beschreibt die Aufspaltung der Energieniveaus einzelner Zustände in einem Magnetfeld. Spin und Bahndrehimpuls bewirken ein magnetisches Moment, auf welches ein äußeres Magnetfeld wirken kann. Quantenmechanisch kann dies durch den Hamiltonoperator beschrieben werden, der die Interaktion mit einem äußeren Feld beschreibt [Sakurai]:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{q}{2m_e} (\hat{\vec{L}} + 2\hat{\vec{S}}) \cdot \vec{B}. \quad (1)$$

In diesem Versuch wird die Aufspaltung an Cadmium beobachtet. Das äußere Elektron sieht aufgrund der Wahrscheinlichkeitsverteilung in erster Näherung den Kern mit den inneren Schalen effektiv als nur ein Teilchen, womit die Berechnung der Energieniveaus äquivalent zum Wasserstoffatom betrachtet werden kann. Da dieses durch eine gerade Elektronenzahl keinen Gesamtspin besitzt und das Magnetfeld homogen ist, vereinfacht sich Gleichung (1) zu

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{eB}{2m_e} \hat{L}_z,$$

wobei die Elektronenladung eingesetzt wurde und das Magnetfeld per Konvention in die z-Achse zeigt. Da bei kugelsymmetrischem Potenzial die z-Komponente des Drehimpulsoperators mit dem restlichen Hamiltonoperator des Atoms kommutiert, ergibt sich eine Verschiebung des Energieniveaus von

$$\Delta E = \frac{e\hbar}{2m_e} m_j B \equiv \mu_B m_j B$$

mit dem Bohrschen Magneton [DemtrÄüder:829119]

$$\mu_B = 9,274\,015 \text{ JT}^{-1}. \quad (2)$$

Weil hier elektrische Dipolübergänge betrachtet werden, gilt die Auswahlregel  $\Delta m = \{\pm 1, 0\}$  [DemtrÄüder:829119], wobei einer Differenz von null linear polarisiertes Licht (im folgenden als  $\pi$  bezeichnet) und einer Differenz von  $\pm 1$  zirkular polarisiertes Licht ( $\sigma^+$  für links zirkular und  $\sigma^-$  für rechts zirkular) zugeordnet werden kann. Für  $\pi$ -Polarisation kann daher keine Energieverschiebung beobachtet werden, für  $\sigma^\pm$ -Polarisation eine Verschiebung von

$$\delta E = \pm \mu_B B. \quad (3)$$

Unabhängig von der Drehimpulsquantenzahl kann somit beim hier beschriebenen normalen Zeeman-Effekt immer nur eine Aufspaltung in drei Linien beobachtet werden, weshalb die Entartung nur teilweise aufgehoben werden kann.

In Abb. 1 ist das Übergangsschema für die Übergänge  ${}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1$  des Cadmiumatoms dargestellt. Die Wellenlänge des Übergangs ist  $\lambda_0 = 644 \text{ nm}$  und entspricht rotem Licht. Dieser Übergang wird in diesem Versuch untersucht.

### 2.1. Versuchsaufbau

Der Aufbau zur Untersuchung des Zeeman-Effekts ist in Abb. 3 skizziert. Eine Cadmiumlampe wird zwischen ein Magnetfeld festgehalten, welches durch zwei in Reihe geschalteten stromdurchflossenen Spulen erzeugt wird. Die Spulen können um die vertikale Achse gedreht werden, um die Richtung des Magnetfeldes in Bezug zur Beobachtungsrichtung verändern zu können. Das Licht der Lampe wird mit einer Kondensorlinse  $f = 150 \text{ mm}$  kollimiert mit leichter Konvergenz, um nachher am Etalon verschiedenen Einfallswinkel zu erzeugen.

Das eingebaute Fabry-Pérot-Etalon ist eine planparallele Glasschicht, welche beidseitig mit teildurchlässigen Spiegeln beschichtet ist. Durch ständige Reflexion innerhalb der Glasschicht wird ein Strahlenbündel erzeugt, welches durch Gangunterschiede untereinander interferiert. Das hier benutzte Etalon hat einen Brechungsindex von  $n = 1.457$  und einem Reflexionsgrad  $R = 0.85$ . Mit einer weiteren Sammellinse  $f = 150 \text{ mm}$  wird das Licht am Okular scharf abgebildet, an dem durch die entstandene Interferenz konzentrische Ringe beobachtet sein können. Davor wird mit einem Interferenzfilter das rote Licht bei 644 nm gefiltert.

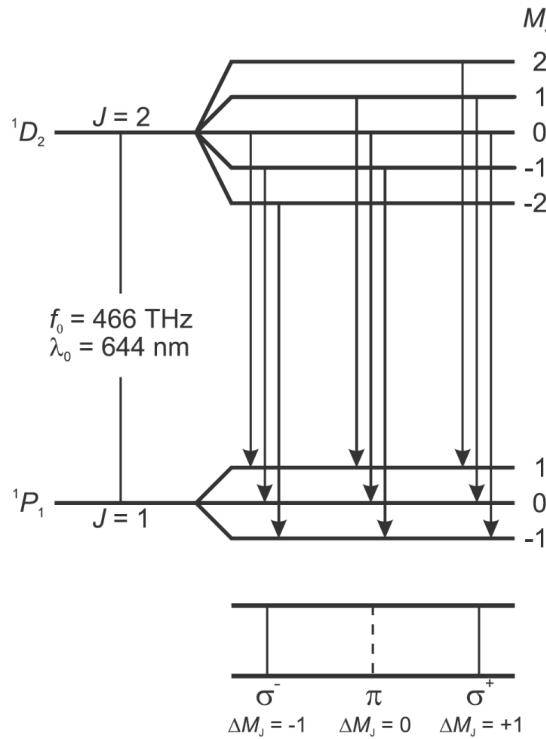


Abbildung 1: Übergangsschema von Cadmium für die Singulett-Zustände  ${}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1$ . Zusehen sind jeweils drei Übergangsgruppen mit je drei Übergängen, die untereinander entartet sind, die Entartung zwischen einander jedoch durch den Zeeman-Effekt aufgehoben wird. Darunter ist die durch die Auswahlregeln bestimmte Polarisation des abgestrahlten Lichts aufgetragen. [zeeman\_handblatt]

## 2.2. Untersuchung der Transversal- und Longitudinalkonfiguration

Durch das Drehen der Spulen lässt sich die Polarisation der emittierten Strahlung untersuchen. Hierbei werden zwei Konfigurationsmöglichkeiten gesondert betrachtet. Klassisch lässt sich die Polarisations- und Strahlrichtung der Übergangsstrahlung mit dem Lorentz-Modell beschreiben, wo eine Schwingungsgleichung mit der Lorentzkraft als treibende Kraft angesehen wird. Dabei sind  $\pi$ - und  $\sigma^\pm$ -Strahlung die Eigenmodi der Lösung. Diese sind in Abb. 5 skizziert. Zu sehen ist hierbei, dass sich jede Lösung als schwingender Dipol interpretieren lässt, wobei für  $\sigma^\pm$  zwei senkrecht zueinander stehenden Dipole mit einer  $90^\circ$ -Phasenbeziehung betrachtet werden.

Da Dipole nicht in Bewegungsrichtung abstrahlen, kann in longitudinaler Beobachtungsrichtung (parallel zum Magnetfeld) nur die zirkular polarisierte  $\sigma^\pm$ -Strahlung beobachtet werden. Bei transversaler Konfiguration sind alle drei Modi sichtbar mit dem Unterschied, dass  $\sigma^\pm$  hier linear polarisiert ist und räumlich um  $90^\circ$  zur  $\pi$ -Polarisation gedreht.

### 2.2.1. Transversalkonfiguration

In Transversalrichtung können  $\sigma^\pm$ - sowie  $\pi$ -Strahlung beobachtet werden, wobei diese Modi linear polarisiert sind und senkrecht zueinander stehen. Mit einem Polarisationsfilter lässt sich somit  $\pi$  und  $\sigma$  voneinander trennen,  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  sind jedoch nicht unterscheidbar voneinander. Vor das Etalon wird der Polarisationsfilter befestigt und beim Einschalten des Magnetfeldes das Bild beobachtet. Die optische Achse des Filters steht auf  $0^\circ$ , wenn diese senkrecht zur optischen Bank steht. Erwartet wird das Verschwinden der inneren Ringe bei einer Filterausrichtung von  $0^\circ$ , da in diesem Falle die optische Achse des Filters senkrecht zum B-Feld und damit zur Polarisationsachse des  $\pi$ -Lichts steht. Damit ist das Verschwinden der äußeren Ringe bei  $90^\circ$  zu erwarten.

In Abb. 4a sind die Interferenzringe abgebildet. Durch das Anlegen eines Magnetfeldes wurde die

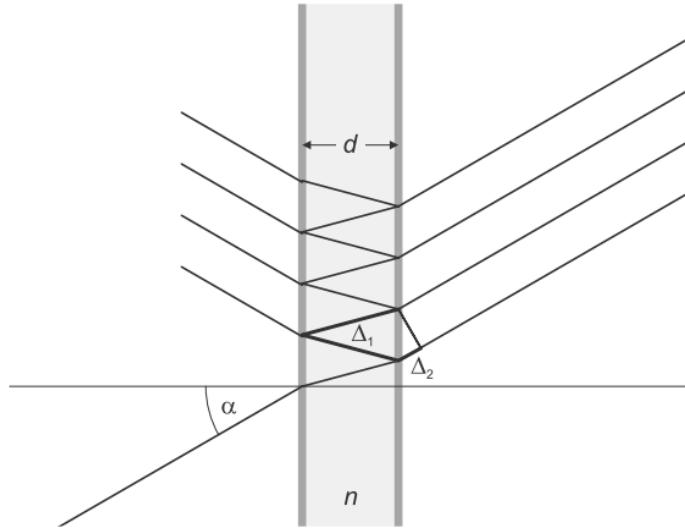


Abbildung 2: Funktionsweise eines Fabry-Pérot-Etalons.  $\alpha$  bezeichnet den Einfallswinkel eines Lichtstrahls in den Etalon mit Dicke  $d$  bei Brechungsindex  $n$ .  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  bezeichnen die Gangunterschiede, die zur Interferenz zweier transmittierter Strahlen führen. [zeeman\_handblatt]

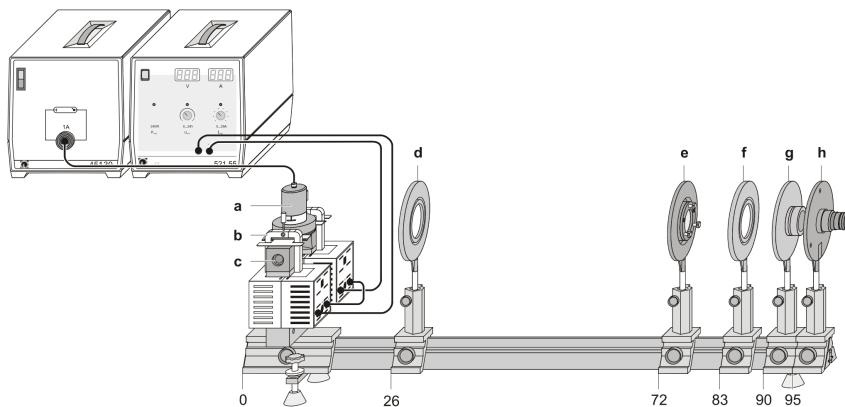
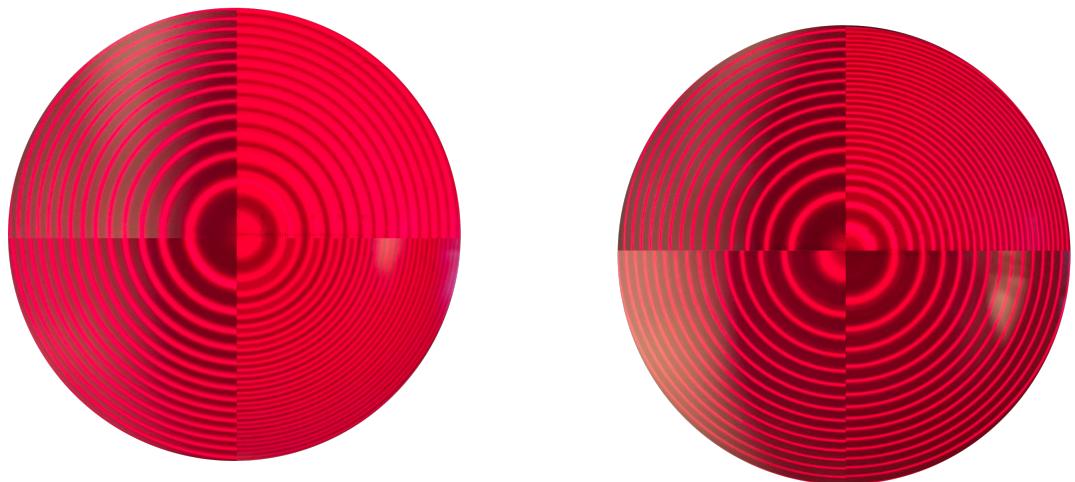


Abbildung 3: Aufbau zur Messung des Zeeman-Effekts. (a) zeigt die Cadmiumlampe mit Klammern (b) und Polschuhe (c). (d) zeigt die Kondensorlinse, (e) das Etalon, (f) die Abbildungslinse, (g) das Interferenzfilter und (h) das Okular mit Strichskala. [zeeman\_handblatt]

Aufspaltung der Ringe in einen hellen mittleren Ring und zwei leicht dunklere daneben deutlich. Aufgrund des Auflösungsvermögens und möglicherweise einer Überbelichtung konnten die Details des Bildes auf der Aufnahme nicht kenntlich gemacht werden. Bei einer Polarisationsfiltereinstellung von  $0^\circ$  verschwinden die inneren Ringe, bei  $90^\circ$  die Äußeren. Dies entspricht dem erwarteten Verhalten, weshalb daraus geschlossen werden kann, dass das Licht der äußeren Ringe senkrecht zum B-Feld polarisiert ist und das Licht der inneren Ringe parallel dazu.

## 2.2.2. Longitudinalkonfiguration

In longitudinaler Ausrichtung kann nur das  $\sigma^\pm$ -Licht beobachtet werden. Um zu zeigen, dass beide Wellen zirkular und entgegengesetzt polarisiert sind, wird vor dem Polarisationsfilter eine  $\lambda/4$ -Wellenplatte befestigt, welche die Phase des elektrischen Feldes parallel zur optischen Achse um eine viertel Wellenlänge verschiebt und somit zirkuläres Licht linear polarisieren kann. Per Definition entsprechen  $\sigma^\pm$  die komplexen Vektoren des elektrischen Feldes  $\mathbf{E}_{\sigma^\mp} \propto \mathbf{e}_x \mp i\mathbf{e}_y$ . Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird die optische Achse der Wellenplatte auf die  $y$ -Achse gesetzt. Bei einer Verzögerung wird die  $y$ -Komponente um den Faktor  $e^{\pm i\pi/2} = \pm i$  verschoben, womit sich eine Polarisation von  $\mathbf{E}_{\sigma^\mp} \propto \mathbf{e}_x \pm \mathbf{e}_y$  ergibt. Somit ist  $\sigma^-$  bei einer Ausrichtung des Filters bei  $45^\circ$  sichtbar, während  $\sigma^+$  Licht bei  $-45^\circ$  sichtbar wird.



(a) Transversal Konfiguration: links oben ohne B-Feld, rechts oben mit B-Feld, rechts unten mit Filter auf  $0^\circ$ , links unten mit Filter auf  $90^\circ$ .

(b) Longitudinal Konfiguration: links oben ohne B-Feld, rechts oben mit B-Feld, rechts unten mit Filter auf  $45^\circ$ , links unten mit Filter auf  $-45^\circ$ .

Abbildung 4: Aufnahmen der Etalon Interferenzringe bei unterschiedlichen Aufbauten.

In Abb. 4b ist die Longitudinalkonfiguration gezeigt. Es ist zu erkennen, dass sich diesmal beim Anlegen eines Magnetfeldes die Linie in nur zwei symmetrisch verteilte Linien aufspaltet. Nach Durchgang einer Verzögerungsplatte und einer Filtereinstellung von  $\pm 45^\circ$  verschwindet wie erwartet jeweils einer der zwei Ringe. Aufgrund der oberen Überlegung lässt sich damit der innere Ring  $\sigma^-$ -Licht zuweisen und  $\sigma^+$ -Licht dem äußeren Ring. Auf die Relation, dass  $\sigma^-$  kleinere Winkel und  $\sigma^+$  größere Winkel zuzuordnen sind, wird bei der Bestimmung des Bohr Magneton weiter eingegangen.

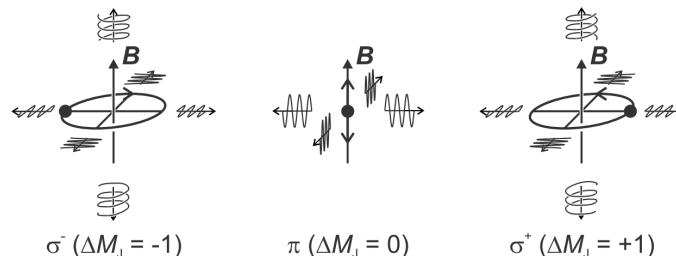


Abbildung 5: Polarisation der verschiedenen Übergänge.  $\pi$ -Strahlung ist nur in transversaler Richtung beobachtbar,  $\sigma^\pm$ -Strahlung in transversaler und in longitudinaler Richtung. [zeeman\_handblatt]

### 3. Fazit

## A. Anhang