

selektive Reflexionsspektroskopie (SRS)

Fortgeschrittenen Praktikum, SS 2008

Alexander Seizinger, Michael Ziller, Philipp Buchegger, Tobias Müller
Betreuer: Reinhardt Maier

Tübingen, den 3. Juni 2008

1 Auswertung

1.1 Faraday Effekt

1.1.1 Bestimmung der Verdet-Konstante des Gases

Für die Verdet-Konstante gilt

$$V = \frac{\beta}{d \cdot B}$$

Wir hatten eine Drehung um 90° bei einem Strom von 2.29A und eine Drehung um 180° bei einem Strom von 3.58A . Dieser wiederum gibt ein Magnetfeld von 2825mT , welches wir mit (38) der Anleitung berechneten. Wir berechnen das Feld für die Spulenmitte. Da es sich definitiv nicht um ein homogenes Feld handelt schätzen wir das Feld mit der Hälfte des berechneten Wertes ab. So gilt für die Verdet-Konstante:

$$V = 39.70 \pm 4.86 \frac{\text{rad}}{\text{T} \cdot \text{m}}$$

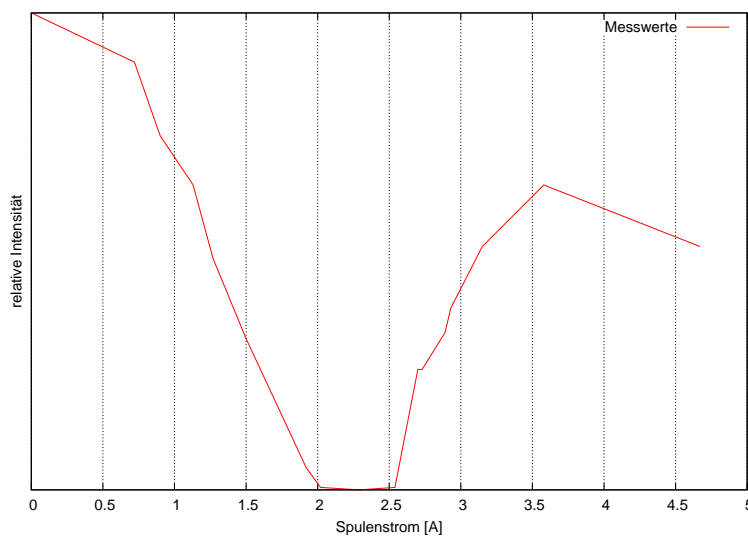


Abbildung 1: Faraday-Effekt

1.1.2 Selbstgebauter Faraday-Isolator

Die Dämpfung unseres selbstgebauten Faraday-Isolators bestimmen wir über die minimale bzw. maximale Spannung an der Photodiode. Diese Spannung entspricht der Lichtintensität, über die Änderung der Lichtintensität kann man auf die Dämpfung schließen.

$$I_{Min} = 5mV$$

$$I_{Max} = 560mV$$

Für die Dämpfung gilt:

$$a = 10 \cdot \log\left(\frac{I_1}{I_2}\right)dB$$

Daraus ermitteln wir die Dämpfung von $-20.5dB$. Wir sind damit zwar nicht so gut wie das kommerzielle Produkt mit $2 \cdot 30dB$, kommen aber durchaus in dessen Bereich.

1.1.3 Dispersion des Gases

Mit dem Wissen der Verdet-Konstante und

$$V = \frac{e}{mc} \omega \frac{dn}{d\delta}$$

Berechnen wir $\frac{dn}{d\delta}$. Wir wissen auch, dass $\gamma = 2\pi \cdot 6MHz$ ist. Die Verstimmung berechnen wir, indem wir die Frequenzkala über den uns bekannten Abstand zweier Übergänge. Nun betrachten wir die Verschiebung des ersten Peaks des Referenzspektrums zu der Absorption.

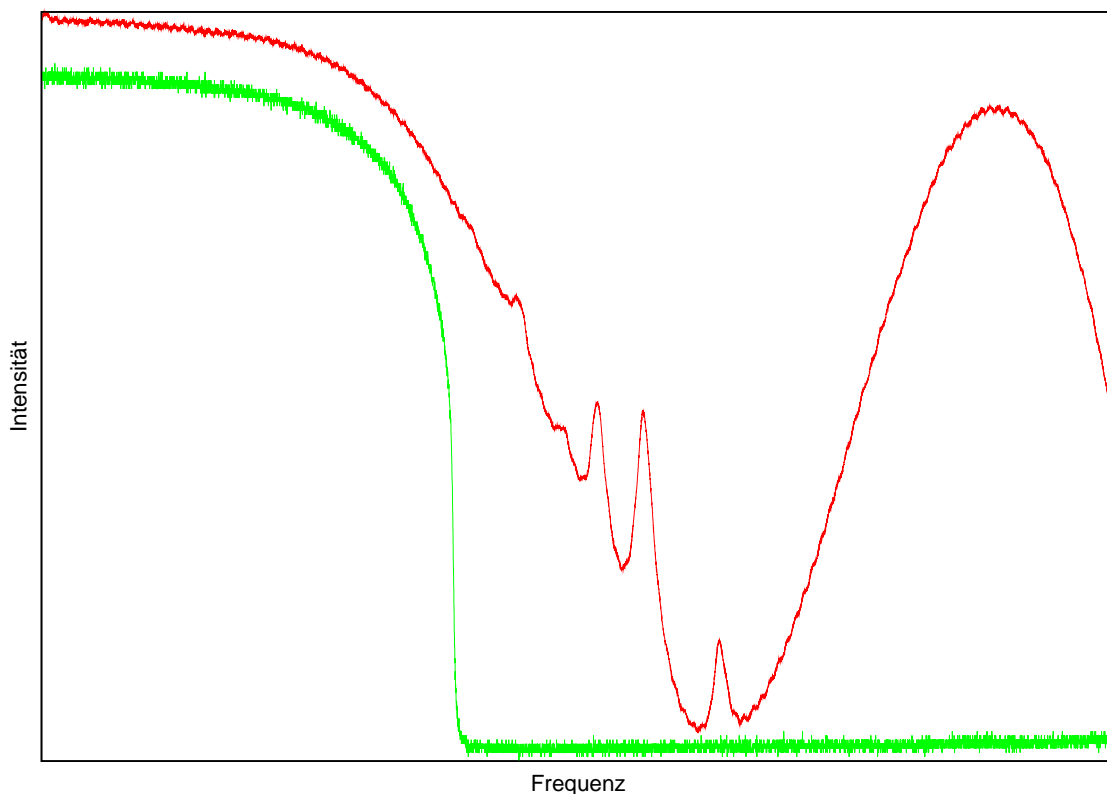


Abbildung 2: Faraday-Effekt text fehlt

Die Verstimmung beträgt 439.84MHz Nun können wir aus

$$\frac{dn_r}{d\delta} = \frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0 \gamma^2} \frac{1 - (\frac{2\delta}{\gamma})^2}{(1 + (\frac{2\delta}{\gamma})^2)^2}$$

die Dichte N berechnen.

$$N = 1.652 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{m}^3}$$

Der Brechungsindex beträgt

$$n_r = 1 + \frac{1}{2} \frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0 \gamma} \frac{(\frac{2\delta}{\gamma})}{1 + (\frac{2\delta}{\gamma})^2} = 1.000000144$$

Für die Dispersion gilt

$$n_i = \frac{1}{2} \frac{Ne^2}{2m_e \epsilon_0 \omega_0 \gamma} \frac{1}{1 + (\frac{2\delta}{\gamma})^2} = 2.64 \cdot 10^{-10}$$

1.1.4 Dampfdruckkurve

Für den Druck gilt

$$\log_{10}(p) = -\frac{4302}{T} - 1.5 \log_{10}(T) + 11.722, 1\text{Torr} = 1.3 \cdot 10^{-5}\text{Pa}$$

So kommt man bei 270°C auf einen Druck von 0.65Pa. Durch umformen der Thermische Zustandsgleichung idealer Gase

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T$$

kommt man auf eine Dichte von $8.672 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{m}^3}$ und damit auf einen Brechungsindex von 2.513

1.2 Mittlere freie Weglänge

Für die mittlere freie Weglänge gilt

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{z}{z_0}}$$

mit $z=0.05\text{m}$ als Länge der Zelle und z_0 als mittlerer freien Weglänge des Photons. Wir nehmen an, dass die mittlere freie Weglänge auch 0.05m ist. Mit Gleichung (35) der Anleitung und der Relation

$$e^{inkz} = e^{-\frac{z}{z_0}}$$

$$z_0 = \frac{1}{kn_i}$$

können wir auf n_i schließen. Daraus können wir mittels

$$n_i = \frac{1}{2} \frac{Ne^2}{2m_e \epsilon_0 \omega_0 \gamma} \frac{1}{1 + (\frac{2\delta}{\gamma})^2}$$

auf die Dichte schließen. Die Dichte beträgt

$$N_{MFW} = 7.748 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{m}^3}$$

Mit den 3 verschiedenen Dichten können wir nun die Verdetkonstante nach Modell 2 bestimmen:

$$V = N \cdot \frac{\frac{dn(\delta)}{d\delta} \mu_B \pi}{\lambda \hbar} = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0 \gamma^2} \frac{1 - (\frac{2\delta}{\gamma})^2}{(1 + (\frac{2\delta}{\gamma})^2)^2} \cdot \frac{\mu_b}{\hbar} \cdot \frac{1}{2 \cdot \lambda_{laser}}$$

$$V_{lorenz} = -7.89 \frac{1}{\text{T} \cdot \text{m}}$$

$$V_{druck} = -8.28 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{T} \cdot \text{m}}$$

$$V_{MFW} = -74030 \frac{1}{\text{T} \cdot \text{m}}$$

1.3 Beitrag des BK7-Glases zur Polarisationsdrehung

Der Brechungsindex lässt sich mittels der Sellmeier-Gleichung bestimmen:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{b_1 * \lambda^2}{\lambda^2 - c_1} + \frac{b_2 * \lambda^2}{\lambda^2 - c_2} + \frac{b_3 * \lambda^2}{\lambda^2 - c_3}}$$

Mit den Konstanten

und der Wellenlänge $\lambda = 780,246\text{nm}$. Für den Brechungsindex ergibt sich $n = 1.3941$. Mit $\omega = \frac{2 * \pi * c}{\lambda}$ kann die Dispersion als Ableitung des Brechungsindex nach der Frequenz bestimmt werden. Es ergibt sich

$$\frac{dn}{d\omega} = 4.3688 \cdot 10^{-26}$$

Um den Beitrag des Glases zur Drehung zu berechnen benötigt man weiterhin die Dicke des Fensters. Diese wird mit $d = 2,2\text{mm}$ angesetzt. Damit folgt:

$$\beta_{BK7} = \frac{e \cdot \omega \cdot B \cdot d}{m_e \cdot c} \frac{dn}{d\omega} = 3.8583 \cdot 10^{-10} \text{rad}$$

Der Beitrag des Fensters zur Gesamtdrehung ist also vernachlässigbar.

1.4 selektive Reflexionsspektroskopie

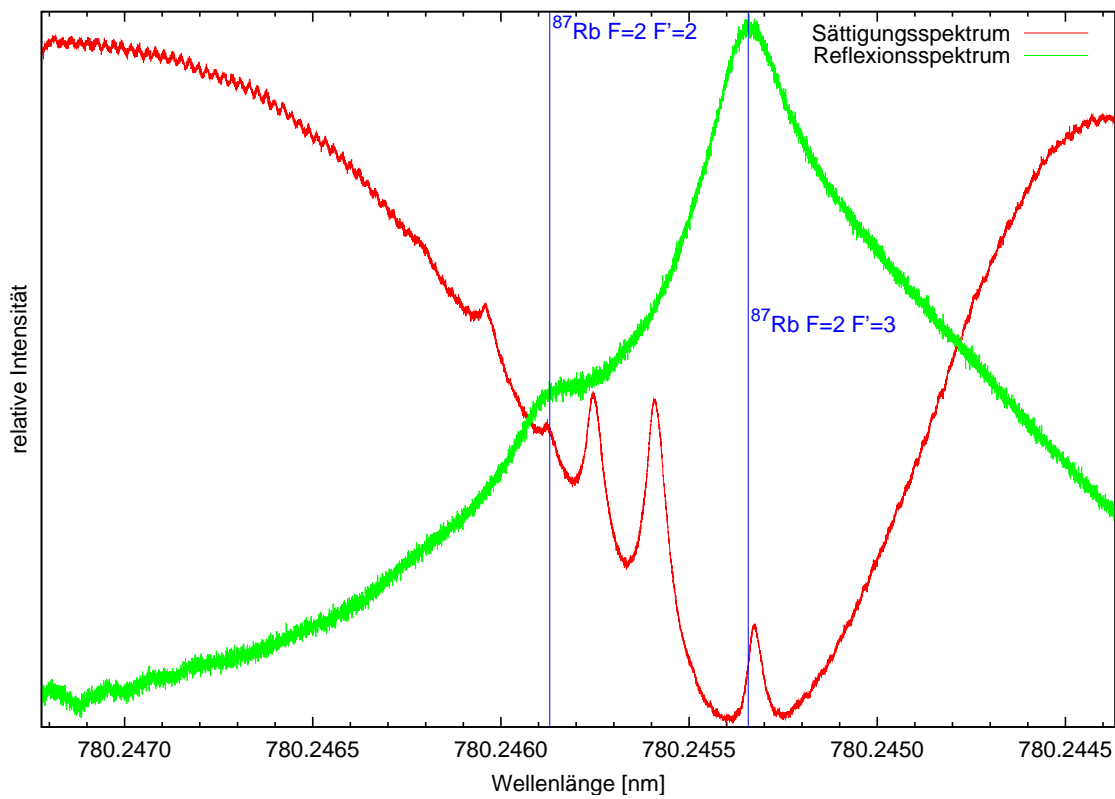


Abbildung 3: selektive Reflexionsspektroskopie und Sättigungsspektroskopie der $^{87}\text{Rb } F=2$ Linie

Im Abbildung 3 wurde die ^{87}Rb - $F=2$ -Linie spektroskopiert. Die rote Kurve stellt die Sättigungsspektroskopie dar und ist in dieser Form schon aus dem SSP-Versuch bekannt. Mit Hilfe dieses Spektrums läßt sich die Frequenz bzw. Wellenlängeachse eichen.

Die grüne Kurve ist die selektive Reflexionsspektroskopie. Es lassen sich 2 Peaks sehr deutlich sehen: Den Übergang des $F=2$ zum $F'=3$ Niveau, welcher sich bei 780.245343nm befindet und daher $4.5 \cdot 10^{-6}\text{nm} \hat{=} 2.2\text{MHz}$ verschoben ist und der Übergang des $F=2$ zum $F'=2$ Niveau, welcher sich bei 780.24587nm befindet und daher um $1.96 \cdot 10^{-5}\text{nm} \hat{=} 9.6\text{MHz}$ verschoben ist. Den Peak des Übergangs des $F=2$ zum $F'=1$ Niveau konnten wir leider nicht entdecken.

Die Abschätzung der Breite der Resonanzen ist relativ schwierig, da die Peaks nicht klar von einander zu trennen sind. Für den Peak des Übergangs vom $F=2$ zum $F'=3$ Niveau schätzen wir eine Breite von $0.4\text{pm} \hat{=} 197\text{MHz}$ und für den Peak des Übergangs vom $F=2$ zum $F'=2$ Niveau ein Breite von $0.2\text{pm} \hat{=} 98.5\text{MHz}$. Die Breite ist außerdem natürlichen Linienbreite durch den Aufbau beschränkt, da z.B. das Eintrittsfenster der Zelle auch einen kleinen Resonator darstellt.

Das Spektrum zeigt weniger deutlich als erwartet die Antisymmetrie der Peaks, aber man sieht wie zu erwarten keine Cross-Over-Peaks.

Nimmt man für das Glas einen Brechungsindex von 1.5 und für das Gas bzw. für Luft von 1.0 an, so erhält man mit

der Fresnelgleichung

$$R(\delta) = \left| \frac{n_d - n_g(\delta)}{n_d + n_g(\delta)} \right|^2$$

da $R = 0.04$ für beide Grenzflächen. Es werden also pro Grenzfläche ca. 4 % reflektiert. Da beiden Glasflächen den selben Laserstrahl reflektieren können beide reflektierten Strahlen interferieren. Entspricht die Dicke der Glasplatte gerade einem Vielfachen von $\frac{\lambda}{2}$, so gibt es destruktive Interferenz. Da sich bei der Erwärmung der Glaszelle das Glas ebenfalls mit erhitzt ändert sich auch die Dicke der Glasplatte.

Da das Experiment bei einer Temperatur von $\Delta T = 280^\circ\text{C}$ durchgeführt wird, ändert sich das Glas um die Länge

$$\Delta l = 7.1 \cdot 10^{-6} 1/\text{K} \cdot 280^\circ\text{C} \cdot 1.1\text{mm} = 2.1868\mu\text{m}$$

Damit hat das Glas eine Dicke von

$$l_{T=280} = l_{T=20} + \Delta l = 11.022\text{mm}$$

was gerade einem 2825.23-fachen von $\lambda = 780.2457\text{nm}$ entspricht. Es gibt somit keine (völlig) destruktive Interferenz.