
Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers mit Frequenzmodulations-Spektroskopie

Bachelorarbeit in Physik

angefertigt am
Institut für Angewandte Physik
von
Anna Hambitzer

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im Juli 2010

1. Gutachter: Prof. Dr. Meschede
2. Gutachter: Dr. Artur Widera

Abgegeben am 09.08.2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Der elektrooptische Modulator	2
2.2	Der Diodenlaser	3
2.3	Der Lock-In-Verstärker	3
2.4	Zur Impedanzanpassung	4
2.4.1	Signalausbreitung auf Leitungen	4
2.4.2	Der Smith-Chart	4
2.5	Eigenschaften von Rubidium	6
3	Experimente mit dem EOM	7
3.1	Impedanzanpassung des EOMs	8
3.1.1	Netzwerkanalysator und Smith-Diagramm	8
3.1.2	Der EOM im Smith Diagramm	9
3.1.3	Charakterisierung des EOM mit dem Netzwerkanalysator	11
3.1.4	Diskussion der Impedanzanpassung	11
3.2	Amplitudenkontrolle von Licht	12
4	Aufbau der Frequenzmodulationsspektroskopie	13
4.1	Vorbereitungen	14
4.1.1	Dopplerverbreiterte Spektroskopie	14
4.1.2	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	14
4.1.3	Polarisationsspektroskopie	14
4.2	Frequenz-Modulations-Spektroskopie	15
4.2.1	Aufbau und Test FM-Spektroskopie	15
4.2.2	Vergleich mit der theoretischen Erwartung	17
5	Zusammenfassung	19
6	Ausblick	19
A	Frequenzmodulations-Spektroskopie	20
B	Amplitudenkontrolle von Licht	21
C	Verstärker	22
C.0.3	Messung der Verstärkung	22
C.0.4	Ausgangsspannung des Verstärkers	22

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau einer Frequenz-Modulationsspektroskopie mit Hilfe eines elektrooptischen Modulators. Sie soll zur Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers auf einen Rubidium-Übergang verwendet werden.

Eine Anwendung von frequenzstabilisierten Diodenlasern besteht in der Doppler-Kühlung von Atomen. Bei dieser Methode benötigt man Laser, deren Frequenz leicht von der Übergangsfrequenz des Atoms rotverstimmt ist. Bewegt sich das Atom auf den Laser zu, absorbiert es Photonen und erfährt dadurch einen gerichteten Impuls. Die folgende spontane Emission ist dagegen zufällig in alle Raumrichtungen verteilt - das Atom wird also gebremst.

Damit das Prinzip funktioniert, muss der Absorptionsprozess allerdings sehr häufig stattfinden und man braucht einen Laser, der bis auf wenige Megahertz stabil auf der rotverstimmtten Frequenz läuft, und einen geschlossenen Übergang in den Atomen, wie er zum Beispiel bei Rubidium vorhanden ist.

Um die richtige Frequenz zu finden, verwendet man das Absorptionsspektrum, dass beim Durchgang des Lasers durch eine Gaszelle mit dem entsprechenden Element, entsteht. Durch die Dopplerverbreiterung (bei Raumtemperatur typisch einige hundert Megahertz), sind die einzelnen atomaren Übergänge jedoch nicht sichtbar. Erst bei der Verwendung eines zusätzlichen Lasers (dopplerfreie Sättigungsspektroskopie) werden sie als Lorentzförmige Lamb-Dips sichtbar. Im Idealfall entstehen so „Einbrüche“ im Absorptionsspektrum, deren Breite im Bereich der natürlichen Linienbreite (wenige Megahertz) liegt.

Die Stabilisierung des Diodenlasers auf einen bestimmten Übergang geschieht durch das elektronische Signal einer sogenannten Lock-Box. Diese verarbeitet das Spektroskopie-Signal einer Photodiode und kontrolliert bei Veränderungen den Laser und regelt ihn so auf die gewünschte Frequenz. Die Detektion von Schwankungen um den Nullpunkt in den positiven oder negativen Bereich ist dabei einfacher als die von Schwankungen nach „rechts“ oder „links“. Daher ist ein Signal mit einem Nulldurchgang bei der Übergangsfrequenz geeigneter zur Stabilisierung. Ein solches Signal hat also etwa die Form einer Ableitung des Lamb-Dips.

Ein Weg ein Signal dieser Form zu erhalten ist die Frequenz-Modulations-Spektroskopie [3]. Die Idee der FM-Spektroskopie besteht darin, das Absorptionsspektrum einer Gaszelle mit einer zentralen Frequenz und zwei Seitenbändern in einem bestimmten Abstand dazu „abzutasten“. Das resultierende Signal auf der Photodiode enthält Informationen über die Unterschiede in der Absorption und Dispersion der drei Frequenzen und wird mit Hilfe eines Lock-In-Amplifiers weiterverarbeitet. Je nach der verwendeten Einstellung des Lock-In-Verstärkers kann man als Ergebnis die Ableitung der Lorentz-förmigen Absorptionskurve erhalten.

Eine Möglichkeit zur Erzeugung der benötigten Seitenbänder besteht in der Verwendung eines elektrooptischen Modulators (EOM). Ein solcher wurde von Stefan Bitthin in seiner Bachelorarbeit¹ aufgebaut und charakterisiert. Seine Funktionsweise basiert auf der Veränderung der optischen Eigenschaften von Lithium-Niobat Kristallen beim Anlegen eines elektrischen Feldes.

Im Verlauf der Experimente mit dem EOM stellte sich heraus, dass bei den verwendeten Frequenzen (\sim MHz) zur Modulation besonderen Wert auf eine gute Impedanzanpassung des EOM gelegt werden muss. Die Impedanzanpassung geschah mit dem in der Radiofrequenztechnik üblichen Smith-Diagramm und ist in Abschnitt 3.1 beschrieben. Der Aufbau der Spektroskopie und das erhaltene Signal finden sich in Abschnitt 4.

¹Ebenfalls in der Gruppe Meschede geschrieben

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Der elektrooptische Modulator

Die Funktionsweise eines EOMs basiert auf dem elektrooptischen Effekt.

Theoretisch wird der elektrooptische Effekt durch den Pockelstensor \hat{r} beschrieben, der die Brechungsindexänderung $d\left(\frac{1}{n_{ij}}\right)$ ($i, j \in \{x, y, z\}$) in den verschiedenen Raumrichtungen bei Anlegen eines elektrischen Feldes (E_x, E_y, E_z) beschreibt. Der Tensor \hat{r} besitzt demnach neun im Allgemeinen verschieden große Einträge der Dimension $\frac{\text{pm}}{\text{V}}$. Gemäß der Beziehung $d\left(\frac{1}{n^2}\right) = -\frac{2}{n^3}dn$ bzw. $dn = -\frac{n^3}{2}d\left(\frac{1}{n^2}\right) = -\frac{n^3}{2}r \cdot E$ lässt sich so die Änderung des Brechungsindex beim Anlegen einer Spannung $U = E \cdot d$ bestimmen. Zusätzlich zur normalen Phasenänderung beim Durchgang durch den Kristall erhält das Licht der Wellenlänge λ die Phase $\phi = \frac{2\pi l}{\lambda} \left(-\frac{n^3}{2} \frac{rU}{d}\right)$. Eine wichtige Größe zur Kennzeichnung des verwendeten Kristalls ist die sogenannte Halbwellenspannung U_π , bei der sich die Phase durch das angelegte Feld um eine halbe Wellenlänge verschiebt;

$$\phi = \pi \quad \Leftrightarrow \quad U_\pi = \frac{d\lambda}{n^3 r l}$$

Bei Lithium-Niobat ist die Änderung des Brechungsindex n_{zz} bei einem angelegten Feld in z -Richtung am größten ($r_{33}=30,8 \frac{\text{pm}}{\text{V}}$). Legt man ein Feld in der z -Richtung an einem Kristall der Abmessungen $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 30\text{mm}$ an, beträgt die Halbwellenspannung $U_\pi \approx 240\text{V}$. Bei einer Modulationsspannung der Form $U(t) = U_0 \sin \Omega t$ bezeichnet man den Quotienten $M = U_0/U_\pi$ als Modulationsindex. Die durch die angelegte Spannung hervorgerufene Phasenverschiebung lässt sich dann schreiben als $\phi(t) = M \sin \Omega t$.

Im elektrooptischen Modulator soll ein elektrisches Feld von einer äußeren Spannungsquelle auf den Kristall übertragen werden. Es bietet sich an, dazu den Kristall als Dielektrikum in einem Kondensator zu nutzen. Für die relative Dielektrizitätskonstante von Lithiumniobat gilt $\epsilon_{r\parallel z} \approx 30$ und $\epsilon_{r\perp z} \approx 85$ ([8]). So kann mit Hilfe der Beziehung $C = \frac{l \cdot d_y}{d_z} \epsilon_0 \epsilon_r$ und $f_{res} = 1/(2\pi\sqrt{LC})$ über die Spule der Induktivität L die gewünschte Resonanzfrequenz eingestellt werden.

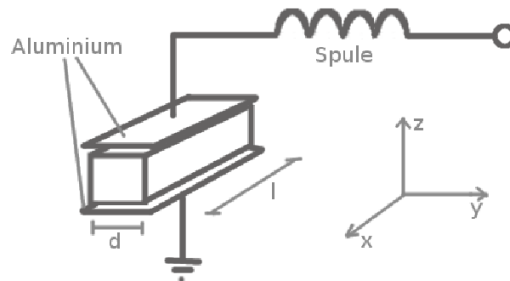


Abbildung 1: Der EOM besteht aus einem $LiNbO_3$ -Kristall, der als Dielektrikum in den Kondensator eines LC -Schwingkreises eingebracht wird

Wird der LC -Schwingkreis von einem Signalgenerator auf der Resonanzfrequenz angetrieben, kommt es zu einer Spannungsüberhöhung mit der Güte Q , die durch die Bandbreite der Resonanz bestimmt wird.

Durch die Kenntnis der Halbwellenspannung bzw. des Modulationsindex lassen sich gezielt Effekte wie die Erzeugung von Seitenbändern um eine Trägerfrequenz oder die Amplitudenkontrolle von Licht (siehe Abschnitt 3.2) hervorrufen.

2.2 Der Diodenlaser

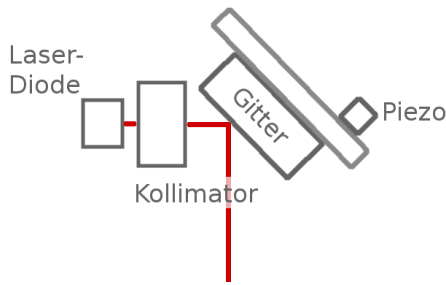


Abbildung 2: Diodenlaser in der Littrow-Anordnung

In der Abbildung 2 ist der Aufbau des Diodenlasers dargestellt. Die Laserdiode emittiert abhängig von der eingestellten Stromstärke und Temperatur Licht um eine Frequenz, die durch den Bandabstand im Halbleiter bestimmt wird, mit einer Breite von mehreren zehn Megahertz [9]. Unterhalb des Schwellstromes kommt es zu spontanen Emissionsprozessen (Betrieb als LED). Darüber setzt der eigentliche Laserbetrieb ein, bei dem die eingestellte Stromstärke die Besetzungsinversion in dem pn-Übergang bestimmt. Hier dominiert der Prozess der induzierten Emission und das Lichtfeld im Resonator wird verstärkt.

Durch den Resonator bestehend aus der Laserdiode und dem Reflektionsgitter in der Littrow-Anordnung verringert sich die Linienbreite auf unter ein MHz. Durch die Spannung am Piezo-Kristall hinter dem Reflektions-Gitter lässt sich dessen Position verändern. Dadurch wird auch die Laser-Frequenz (bis auf Modensprünge) kontinuierlich verändert. Man spricht davon, den Laser zu scannen. Hat man mit Hilfe einer Spektroskopie die gewünschte Frequenz gefunden, verwendet man eine „Lock-Box“ um den Laser auf dieser Frequenz zu stabilisieren.

2.3 Der Lock-In-Verstärker

Zur elektronischen Verarbeitung des Signals in der FM-Spektroskopie wird eine Schaltung verwendet, die als „Lock-In-Verstärker“ bekannt ist. Es gibt ihn in fertiger Form zu kaufen, er ist jedoch einfach (und billig) selbst zu bauen. In Abbildung 3 sind die benötigten elektronischen Bauteile dargestellt.

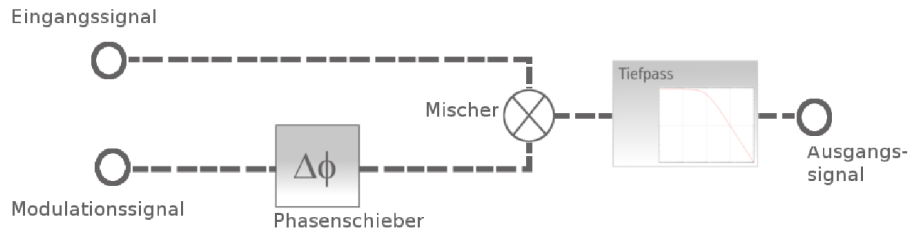


Abbildung 3: Der Lock-In-Verstärker besteht aus einem Phasenschieber, einer Misch-Einheit und einem Tiefpass. Er berechnet die Korrelationsfunktion (siehe Gleichung 1) zwischen dem Eingangssignal und dem Modulationssignal.

Der Lock-In-Verstärker dient dazu aus einem Eingangssignal, das mehrere Frequenzen bzw. ein starkes Rauschen enthält, das Signal herauszufiltern, das mit einer bestimmten Frequenz oszilliert. Dazu wird das phasenverschobene Modulationssignal $M(t) = M \sin(\Omega t + \varphi)$ mit dem Eingangssignal $E(t)$ multipliziert und anschließend von einem Tiefpass integriert. Das Ausgangssignal ist dann

$$A(\varphi) = \frac{1}{RC} \underbrace{\int M \sin(\Omega t + \varphi) \cdot E(t) dt}_{\text{Korrelationsfunktion}} \quad (1)$$

Das resultierende Integral der Form $r_{xy}(\tau) = \int x(t)y(t + \tau)dt$ bezeichnet man als Korrelationsfunktion. Sie ist ein Maß für die Ähnlichkeit zweier Funktionen bei der Verschiebung von einer der beiden Funktionen gegenüber der anderen um τ .

Offensichtlich verschwindet die Korrelation für Signal-Produkte, deren negative Anteile genauso groß sind, wie ihre positiven. Da die Multiplikation einer Sinus- oder Cosinus-förmigen Funktion mit einer anderen wieder eine periodische Funktion ergibt², ist die resultierende Korrelation für unterschiedliche Frequenzen Null.

² $2 \sin x \cos y = \sin(x - y) + \sin(x + y)$, $2 \sin x \sin y = \cos(x - y) - \cos(x + y)$

Besitzen sie jedoch gleiche Frequenzen und sind nur um φ phasenverschoben, entsteht einerseits ein oszillierender Term, der durch die Integration verschwindet und andererseits ein konstanter Term der Form $\sin \varphi$ bzw. $\cos \varphi$, der das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers bildet. Die Amplitude entspricht dem Produkt der mit der Modulationsfrequenz oszillierenden Signal-Anteile im Modulations- und Eingangssignal.

Daher wird zufälliges Rauschen (dieses ist im Modulations- und Eingangssignal unterschiedlich) sehr effektiv herausgefiltert, da es nur mit sich selbst korreliert ist. Der Lock-In-Verstärker dient bei der Frequenzmodulations-Spektroskopie zur elektronischen Verarbeitung des Signals auf der Photodiode wie in Abschnitt 4 beschrieben wird.

2.4 Zur Impedanzanpassung

Bei hochfrequenten Signalen verhalten sich elektronische Bauteile nicht mehr ideal und es treten parasitäre Kapazitäten und Induktivitäten auf. Für Kabel und Leitungen spricht man von Hochfrequenz, wenn ihre Länge in der Größenordnung der Wellenlänge des sich ausbreitenden Signals liegt. Bei einer typischen Ausbreitungsgeschwindigkeit von $\frac{2}{3}c$ (c : Vakuum-Lichtgeschwindigkeit) auf Kabeln entspricht das bei 20 MHz einer Wellenlänge von etwa 10m. In elektronischen Bauteilen kann es jedoch schon bei niedrigeren Frequenzen bzw. kleineren Abmessungen zu ungewollten Effekten kommen, die eine gute Impedanzanpassung nötig machen.

2.4.1 Signalausbreitung auf Leitungen

Theoretisch wird die Ausbreitung eines elektrischen Signals durch die Telegraphengleichung beschrieben. Die Leitung wird dabei charakterisiert durch ihre induktiven, kapazitiven und ohmschen Widerstände. Als Lösungen ergeben sich für den Strom und die Spannung an einem bestimmten Ort auf der Leitung gedämpfte harmonische Wellen mit einem hin (U_h)- und einem rücklaufenden (U_r)-Anteil. Der rücklaufende Anteil hängt –bis auf die Dämpfung– nur von dem Abschlusswiderstand Z_L und dem Wellenwiderstand Z_0 der Leitung ab.

Durch das Verhältnis der rückreflektierten Spannung zur eingehenden wird der Reflektionsfaktor $r = U_r/U_h$ definiert:

$$r = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} = \frac{z - 1}{z + 1} \quad (\text{mit der normierten Impedanz } z = Z_0/Z_L)$$

Für einen Abschluss mit dem Wellenwiderstand ($Z_L = Z_0$) gilt also $r = 0$ und die gesamte Leistung wird an den Verbraucher übertragen. Bei hohen Frequenzen und somit kleineren Wellenlängen ist eine solche Anpassung des Verbrauchers sehr wichtig, da es ansonsten durch wiederholte Reflexionen zu Oszillationen der Leistung zwischen den Bauteilen kommen kann.

2.4.2 Der Smith-Chart

Im Smith-Chart wird die einfache Transformationsvorschrift³ $r(z) = \frac{z-1}{z+1}$ benutzt, um die gesamte komplexe Widerstands(halb-)ebene mit positiven Realteilen –also nicht negativen ohmschen Widerständen– auf den komplexen Einheitskreis abzubilden. Diese Abbildung ist eindeutig und führt von der Impedanz-Ebene in die Reflektionsfaktor-Ebene.

Plottet man die Abbildung parametrisch in der Form $(\text{Re}[r(z)], \text{Im}[r(z)])$ erhält man den sogenannten Smith-Chart (rechts in Abbildung 4), der in der Radiofrequenztechnik zur Impedanzanpassung genutzt wird:

³ Abbildungen der Form $\frac{az+b}{cz+d}$ sind als Möbiustransformationen bekannt

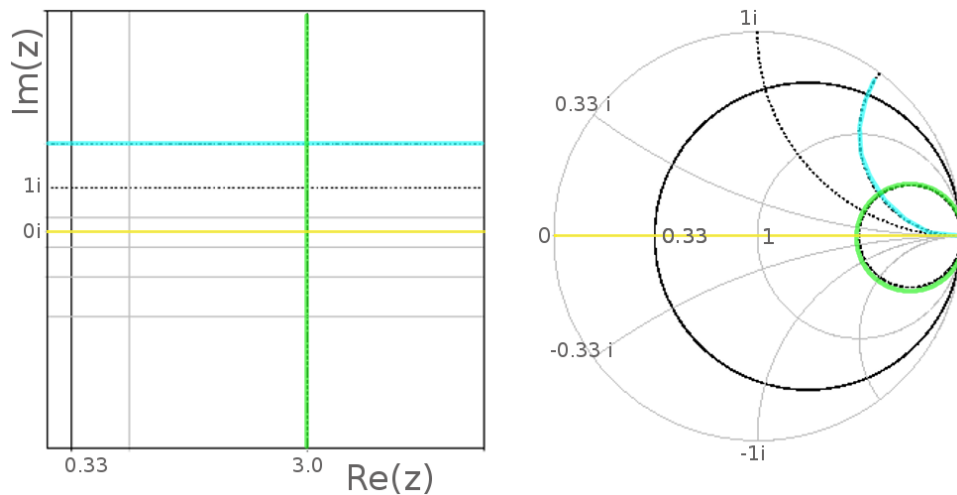


Abbildung 4: Dargestellt ist die Transformation $r(z) = \frac{z-1}{z+1}$ der positiven komplexen Halbebene (links) auf einen komplexen Einheitskreis (rechts). Dabei gehen konstante Realteile (entsprechend dem konstanten ohmschen Widerstand bei idealen Kondensatoren und Spulen) in „Kreise“ und konstante Imaginärteile (wie bei idealen ohmschen Widerständen) in „Linien“ über.

Alle Geraden aus der Impedanz-Ebene werden auf Kreise mit unterschiedlichen Mittelpunkten abgebildet, daher sehen einige eher aus wie mehr oder weniger leicht gekrümmte Geraden. Da es sich nur um einen Wechsel des Koordinatensystems handelt, sind die eingezeichneten Zahlenwerte die entsprechenden Impedanzen aus dem normalen, linken Koordinatensystem (aus Abb. 4) und keine Reflektionsfaktoren.

Die reelle Achse besitzt auch unter der Transformation keinen imaginären Anteil und geht in sich selbst über. Allerdings führt der Limes $z \rightarrow \infty$ nach der Regel von L'Hospital nun auf den Punkt „ $r=1$ “. Das heißt ein unendlich hoher in Reihe geschalteter ohmscher Widerstand $z=\infty$ läge also am rechten Rand des Smith-Chart. Derselbe Grenzfall $z \rightarrow \infty$ tritt für einen sehr kleinen $R \rightarrow 0$ parallel geschalteten Widerstand ein.

Sehr kleine ohmsche Widerstände in Serie werden gemäß $r(z \rightarrow 0) \approx \frac{0-1}{0+1}$ auf den Punkt -1 abgebildet. Das Verhältnis $z=Z/Z_0$ ist in diesem Fall ≈ 0 , wie eingezeichnet. Genau in denselben Punkt werden sehr große parallel geschaltete Widerstände abgebildet. Die reelle Achse verläuft also von $0 \rightarrow 1 \rightarrow \infty$ für ohmsche Impedanzen bzw. Admittanzen von links nach rechts bzw. von rechts nach links.

Eine besondere Rolle auf dieser Achse spielt der Mittelpunkt des Smith-Diagramms ($z=1$ bzw. $r=0$). Hier ist eine ideale Impedanzanpassung gegeben.

Man kann rechnerisch nachvollziehen, dass die imaginäre Achse auf das äußere des Einheitskreises abgebildet wird. Ideale Kondensatoren und Spulen ohne ohmsche Widerstände würde man also dort wiederfinden. Der Nullpunkt bleibt unter der Transformation erhalten (ganz links im Smith-Diagramm). Eine Kapazität hat einen Wechselstromwiderstand von $-\frac{i}{\omega C}$ und findet sich auf dem unteren, negativen Teil des Kreises, Induktivitäten mit ωL auf dem oberen. Bei den entsprechenden Admittanzen kehrt sich die Situation um, entsprechend einem Vorzeichenwechsel bei der Kehrwertbildung. Hier kann man schon erahnen, dass ein Smith-Chart für Admittanzen so aussieht wie der für Impedanzen, nur um 180° gespiegelt.

Alle „Mischformen“ aus ohmschen und komplexen Widerständen finden sich im Inneren des Einheitskreises. Ein fester ohmscher Widerstand legt einen Schnittpunkt mit der reellen Achse fest. Dadurch zieht sich der imaginäre äußere Kreis auf diesen Schnittpunkt zusammen. Das heißt, eine Spule oder ein Kondensator mit einem festen ohmschen Widerstand (entsprechend vertikalen Linien in der linken Abbildung) führt bei einer Veränderung der Frequenz und demnach des komplexen Anteils des Widerstandes zu einer Bewegung auf einem der Kreise. Die „Linien“ entsprechen den veränderlichen ohmschen bzw. konstanten komplexen Widerständen.

Die Betrachtung im Smith-Chart hat folgenden Sinn: Vermisst man den Reflektionsfaktor eines Bauteils beziehungsweise seine normierte Impedanz, lässt sich diese im Smith-Diagramm eintragen. Der Mittelpunkt des Einheitskreises entspricht einer perfekten Impedanzanpassung $z=Z/Z_0=1$ bzw. $r=0$, die erreicht werden soll. Nun kann man sich überlegen, wie man von dem Anfangspunkt unter Verwendung von Spulen und Kapazitäten in Parallel- oder Reihenschaltung zu diesem Punkt gelangt. Ohmsche Widerstände sollten bei der Impedanzanpassung immer vermieden werden, da die Leistung dann zwar nicht mehr zurückreflektiert wird, jedoch in ihnen selbst verloren geht. Der große Vorteil dieses Koordinatensystems besteht darin, dass sich der Einfluß von Spulen, Widerständen und Kondensatoren sehr übersichtlich darstellen lässt (nebenstehende Abbildung). Dadurch wird es einfach eine Schaltung zu entwerfen, mit der man von einem beliebigen Reflektionsfaktor zur Impedanzanpassung gelangt.

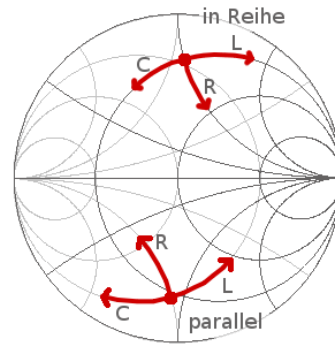


Abbildung 5: Die „Bewegung im Smith-Diagramm erfolgt durch die parallel- und in Reihe-Schaltung von Widerständen R , Spulen der Induktivität L und Kondensatoren der Kapazität C . Der Smith-Chart der Admittanzen ist transparenter dargestellt, als der für die Impedanzen.

2.5 Eigenschaften von Rubidium

Rubidium gehört zur Gruppe der Alkalimetalle. Daher besitzt es ein Außenelektron und ein Wasserstoff-ähnliches Spektrum. In der verwendeten Gaszelle sind die zwei Haupt-Rubidium-Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb enthalten. Das Außenelektron befindet sich bei beiden Isotopen im $5S_{1/2}$ -Niveau. Durch die optischen Übergänge auf das $5P_{3/2}$ (384 THz)- und $5P_{1/2}$ (377 THz)-Niveau entstehen die charakteristischen roten Rubidium-Spektrallinien.

Durch den Kernspin ($I(^{85}\text{Rb})=5/2$, $I(^{87}\text{Rb})=3/2$) ist das Grundniveau wie in Abbildung 6 angedeutet zweifach aufgespalten. Durch die optischen Übergänge in das $5P_{3/2}$ -Niveau entstehen demnach im Absorptionsspektrum vier dopplerverbreiterte ($\Gamma \approx 400$ MHz) Peaks. Die Lebensdauer des Niveaus beträgt 26,2 ns ([11]), was einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma_{\text{nat}} \approx 6$ MHz entspricht.

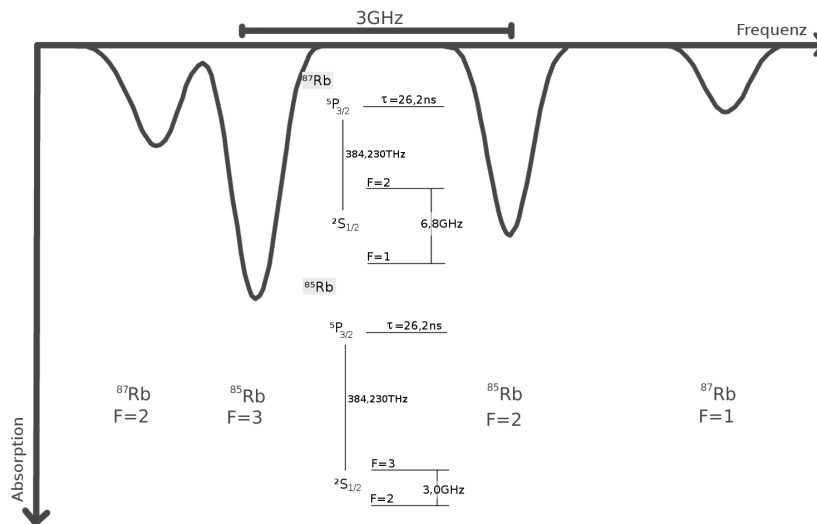


Abbildung 6: Zur Feinstruktur und Hyperfeinstruktur von Rubidium. Schematisch dargestellt ist das erwartete dopplerverbreiterte Spektrum und die entsprechenden Übergänge im Niveau-Diagramm.

3 Experimente mit dem EOM

Der zunächst verwendete EOM wurde von Stefan Bittihn im Rahmen seiner Bachelorarbeit aufgebaut und charakterisiert. Seine Funktionsweise lässt sich durch das Experiment zur Amplitudenkontrolle von Licht (siehe Abschnitt 3.2) überprüfen. Dabei fiel auf, dass die resultierende Amplitudenmodulation sehr klein ist. Die in mehreren Versuchen erhaltene maximale Peak-to-Peak-Amplitude beträgt mit der verwendeten Photodiode circa 50 mV. Die Vermessung der Güte des EOM-Schwingkreises gestaltet sich sehr schwierig, da die Amplitude (scheinbar) ohne Grund zeitlich variiert. Aus mehreren Messungen und Aufnahme der Maximalamplituden ergibt sich eine Güte, die in derselben Größenordnung wie die in [10] bestimmte liegt ($Q \approx 11$).

Zur Bestimmung des im Theorieteil vorgestellten Modulationsindex sollte ein weiteres Experiment mit einem Fabry-Perot-Resonator durchgeführt werden (siehe [10]). Dabei lässt sich die Amplitude der Seitenbänder direkt vermessen. Das Signal des Resonators zeigte jedoch eine so starke Drift, dass das Experiment nicht durchgeführt werden konnte.

Es stellte sich heraus, dass für beide Effekte die Kombination aus Verstärker (Motorola CA2810C) und nicht impedanzangepasstem EOM verantwortlich war. Stefan Bittihn konnte in seiner Bachelorarbeit keine Probleme feststellen, da der von ihm verwendete Verstärker über eine ungewöhnlich hohe Stabilität unter allen Lasten verfügt (Motorola CA2832C).

Weiterhin fällt auf, dass die theoretische Resonanzfrequenz des EOM-Schwingkreises von 37MHz nicht mit der experimentell bestimmten von 21MHz übereinstimmt. In [8] ist die Dielektrizitätskonstante von Lithium-Niobat für ein äußeres elektrisches Feld in y-Richtung zu finden. Sie beträgt in etwa $\epsilon \perp z \approx 85$, ist also fast drei mal so groß wie in z-Richtung ($\epsilon \parallel z \approx 30$). Dies führt zu einem Faktor $1/\sqrt{3}$ in der Resonanzfrequenz und man erhält anstatt des theoretischen Wertes von 37MHz die gemessenen 21MHz.

Anstatt den eingebauten Kristall der Länge $l=10\text{mm}$ zu drehen, wird direkt ein zweiter zur Verfügung stehender Kristall ($l=30\text{mm}$) verwendet, für den ohnehin ein größerer elektrooptischer Effekt zu erwarten ist (siehe Abschnitt 2.1).

Das Problem der fehlenden Impedanzanpassung führte zur Abstrahlung von Radiofrequenzstrahlung, die weitere Geräte im Labor stört. Es schien zunächst durch die Anbringung eines 50Ω -Widerstandes gelöst. Diese Lösung funktionierte jedoch nicht auf Dauer und ist auch wegen der nutzlosen Verschwendung der verstärkten Leistung zur Erhitzung dieses Widerstandes nicht ideal.

Eine sinnvolle Impedanzanpassung erreicht man durch den Entwurf einer geeigneten Schaltung aus Spulen und Kondensatoren mit Hilfe des Smith-Diagramms, wie sie in diesem Abschnitt vorgestellt wird. Dadurch wird die in [10] verwendete Kombination aus Luft- und Eisenkern-Spule nicht mehr benötigt. So kann die Schaltung zur Impedanzanpassung im EOM-Gehäuse Platz finden.

Außerdem wird das Aluminium Gehäuse mit dem Außenleiter des BNC-Kabels aus dem Verstärker verbunden, so dass beide auf einer gemeinsamen Masse liegen. Diese wird auch bei der Impedanz-Anpassung verwendet (durch eine Platine mit einer „Ground Plate“ auf der Rückseite) und als untere Kondensatorplatte des EOM.

3.1 Impedanzanpassung des EOMs

Um die Impedanzanpassung zu erreichen, muss zunächst der jetzige Reflektionsfaktor des EOMs gemessen werden. Dies geschieht mit Hilfe eines Netzwerkanalysators. Um sich mit seiner Funktionsweise und dem Smith-Diagramm vertraut zu machen, werden einige einfache elektronische Bauteile untersucht (Abschnitt 3.1.1). Anschließend (Abschnitt 3.1.2) wird der EOM in beiden Konfigurationen (mit und ohne induktive Kopplung) vermessen und eine Impedanzanpassung für die neue Konfiguration erreicht. In Abschnitt 3.2 wird seine Funktionsweise überprüft.

3.1.1 Netzwerkanalysator und Smith-Diagramm

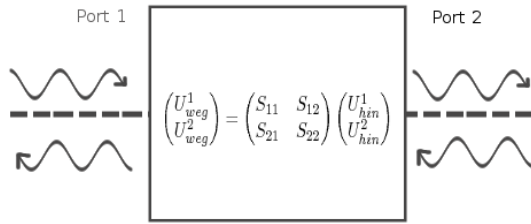


Abbildung 7: Elektronische Bauteile können über die Vermessung ihrer Streumatrix mit dem Netzwerkanalysator charakterisiert werden

Mit Hilfe eines Netzwerkanalysators können beliebige elektronische Bauteile vollständig über die Messung ihrer Streumatrix charakterisiert werden. Ihre Einträge verknüpfen die sich vom Bauteil wegbewegenden Spannungswellen mit den einfallenden. Bei N Zugängen hat die Streumatrix daher N^2 Einträge, da eine einfallende Spannungswelle potentiell in jeden Ausgang transmittiert werden kann und umgekehrt. Da der EOM nur einen Zugang hat, wird er vollständig charakterisiert durch $U_{weg}^1 = S_{11} \cdot U_{hin}^1$, das heißt durch seinen Reflektionsfaktor.

Da der EOM im Prinzip einen LC -Schwingkreis darstellt, soll zunächst ein einfach zusammengefügter Schwingkreis mit dem Netzwerkanalysator untersucht werden. Er entspricht im Idealfall einem festen ohmschen Widerstand und einer (über die treibende Kreisfrequenz ω) veränderlichen Impedanz. Daher würde man erwarten, sich im Smith-Diagramm auf einem Kreis mit einem Radius entsprechend dem unveränderlichen ohmschen Widerstand zu bewegen.

Hier ist der tatsächlich vermessene Frequenzgang zu sehen:

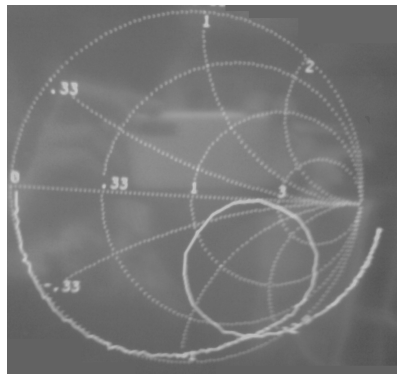


Abbildung 8: Der Frequenzgang eines Schwingkreises mit dem Netzwerkanalysator vermessen

Bei Erhöhung der Frequenz bewegt man sich in dem Diagramm von „rechts“ (∞) nach „links“. Insofern entspricht das Verhalten dem erwarteten, da bei tiefen Frequenzen der Kondensator das Verhalten der Schaltung dominiert. Für sehr kleine Frequenzen hat die Schaltung daher einen annähernd unendlich hohen Widerstand, der sich bei der Vergrößerung von ω verringert (wandern auf dem äußeren Kreis zur Null). Da kein ohmscher Widerstand eingebaut war, entspricht der Schnittpunkt mit der reellen Achse der Erwartung. Bei noch höheren Frequenzen hätte sich die Impedanz nach dem Nulldurchgang aufgrund der Spule wieder vergrößert.

Entscheidend und kennzeichnend für einen Schwingkreis ist der „Loop“. Die Bedingung für die Resonanzfrequenz sagt ja gerade aus, dass der komplexe Anteil des Schwingkreis-Widerstandes verschwindet. Das heißt, bei der Resonanzfrequenz sollte der Schwingkreis die reelle Achse schneiden, so wie es hier zu sehen ist.

Bemerkenswert ist, dass der Frequenzgang außerhalb des Smith-Diagramms beginnt, also im Bereich von negativen ohmschen Widerständen. Durch Verwendung einer Testspule oder eines beliebigen anderen Bauteils bekannter Impedanz oder bekannten ohmschen Widerstands kann man eine

fehlerhafte Kalibrierung feststellen. Bei dieser Messung wurde mit einem selbst gelöteten „Short-Cut“ kalibriert. Die Lötstellen selbst haben jedoch endliche Widerstände und Kapazitäten ungleich Null, so dass es zu einer starken Verschiebung des Smith-Diagramms kommt.

In den folgenden Experimenten mit dem EOM wurde mit einem offenen Ende (das viel zuverlässiger zu realisieren ist) kalibriert und einige Male mit Hilfe einer Test-Spule bekannter Größe die Kalibrierung überprüft.

3.1.2 Der EOM im Smith Diagramm

Die Vermessung des EOM in seiner „alten“ Konfiguration mit induktiver Kopplung und dem langen ($L=30\text{mm}$) Kristall liefert folgendes Bild im Smith-Chart

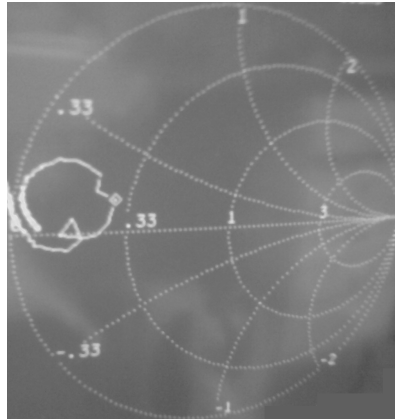


Abbildung 9: Vermessung des EOM in der ursprünglichen Beschaltung mit dem Netzwerkanalysator

Mit Hilfe des Netzwerkanalysators lässt sich die Resonanzfrequenz eines Schwingkreises aus derselben Messung des Frequenzgangs sehr einfach finden, indem man in die Amplitudendarstellung wechselt. Der Marker im Smith-Diagramm liegt auf der Resonanzfrequenz. Die für die Resonanz typische Kreisform lässt sich erahnen und wäre bei der Vermessung eines größeren Frequenzbereiches deutlicher. Allerdings wurde beabsichtigt ein kleinerer Bereich gewählt, der auch in den folgenden Aufnahmen fest bleibt und die Veränderungen im Frequenzgang besser verdeutlicht. Es sind zwei „seltsame“ Bereiche um die Resonanzfrequenz erkennbar: Zum einen eine Art Kante direkt vor der Resonanzfrequenz, zum anderen eine Art zweite Resonanz.

Zur Ausgangsposition Der Netzwerkanalysator gibt die aktuelle Position im Smith Chart in Polarkoordinaten $re^{i\varphi}$ aus, woraus sich der entsprechende Real($r \cos \varphi$)- und Imaginär($ir \sin \varphi$)-teil berechnen lassen. Die Impedanz der Ausgangsposition liegt bei $Z = 14\Omega + i6,5\Omega$ was einem Reflektionsfaktor von $r = 0,55 + i0,15$ entspricht, es wurde also bei seinem Betrieb 55% der Leistung in den Verstärker zurückreflektiert.

Hier lässt sich gut erkennen, warum die Hinzuschaltung des 50Ω -Widerstandes das Verhalten der Schaltung EOM-Verstärker verbesserte: Im Smith Chart wandert man mit diesem auf einer der „Linien“ hin zum Kreismittelpunkt. Allerdings geht die dadurch nicht zurückreflektierte Leistung für den EOM trotzdem verloren, da sie nun in dem Widerstand verbraucht wird - man kann also nicht von einer Impedanzanpassung (maximaler Leistungsübertrag auf das Bauteil) durch die Hinzuschaltung von Widerständen sprechen.

Um die Ausgangsposition zur Impedanzanpassung festzustellen, muss jedes zusätzliche Bauteil berücksichtigt werden. Zum Beispiel wurde im ersten Versuch die entworfene Schaltung auf einer Lochrasterplatine mit Leiterbahnen aufgebracht. Diese Platine wirkt schon selbst wie eine Spule bzw. mehrere Antennen. Sehr viel besser ist die Verwendung einer Platine mit komplett leitender Rückseite, die schon vor dem Entwurf der Schaltung mit vermessen werden sollte.

Ausgehend von der gemessenen Position wurde eine Schaltung entworfen mit der man ohne die Verwendung von ohmschen Widerständen zur Position „1“ gelangen sollte:

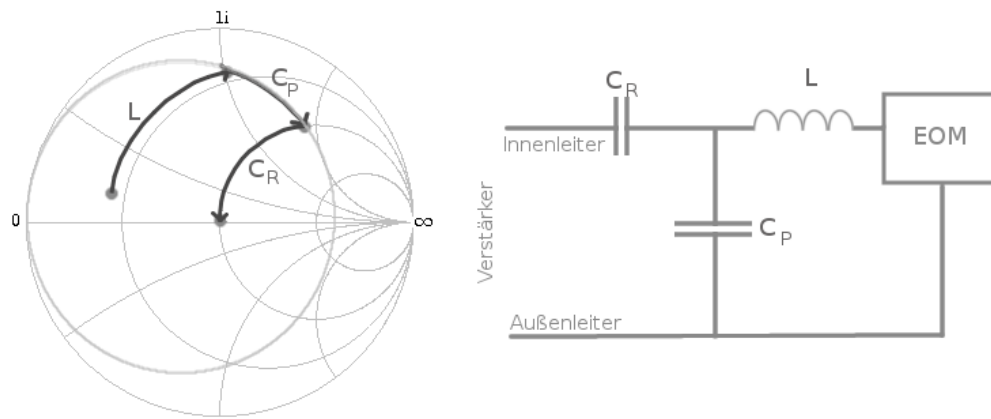


Abbildung 10: Die Schaltung zur Impedanzanpassung besteht aus zwei Impedanzen (Spule und in Reihe geschalteter Kondensator) und einer Admittanz (Kondensator). Der *erwartete* Effekt im Smith-Diagramm ist links dargestellt.

In Abbildung 11 sind die gemessenen Werte dargestellt. In Tabelle 1 sind die Größen der verwendeten Spulen und Kondensatoren zusammengefasst. Es lässt sich erkennen, dass der „gegangene“ Weg dem Entwurf weitestgehend entspricht. Quantitativ ist die Abweichung zwischen dem theoretisch erwarteten Wert für die normierte Impedanz und der tatsächlichen jedoch groß ($\approx 30\%$). Nach dem Einbau der in Serie geschalteten Kondensatoren führt die Abweichung sogar dazu, dass ein zusätzlicher Kondensator parallel eingebaut werden muss, um die Impedanzanpassung zu erreichen. Das nicht ideale Verhalten der Schaltung könnte auf die Lötstellen zurückzuführen sein, die kapazitiv bzw. als Widerstand wirken oder die zusätzlichen Kabel. Auch sind die Spulen und Kondensatoren natürlich selbst nicht absolut ideal. Es ist jedoch nicht schwer, bei einer Abweichung das entsprechende Bauteil „nachzurüsten“.

Die Eingangsimpedanz des EOMs beträgt nun $Z_{EOM} = (49.35 + i7.38)\Omega$, was einem Reflektionsfaktor von $r = (-0,001 + i0,074)$ entspricht – also einer nahezu perfekten Anpassung. In Abbildung 11 ist der Frequenzgang des EOMs nach der Impedanzanpassung als Vergleich zu dem auf Seite 9 dargestellt. Die Frequenzspanne ist bei beiden Messungen die gleiche. Man kann gut erkennen, dass nach der Impedanzanpassung die meisten Frequenzen „außerhalb“ der Resonanz – also dem Loop – liegen. Das heißt, dass die Breite des Resonanz-Peaks stark abgenommen haben muss. Das wird auch so erwartet, da die Impedanzanpassung nur für einen kleinen Frequenzbereich gegeben ist. Die Güte verbessert sich also stark.

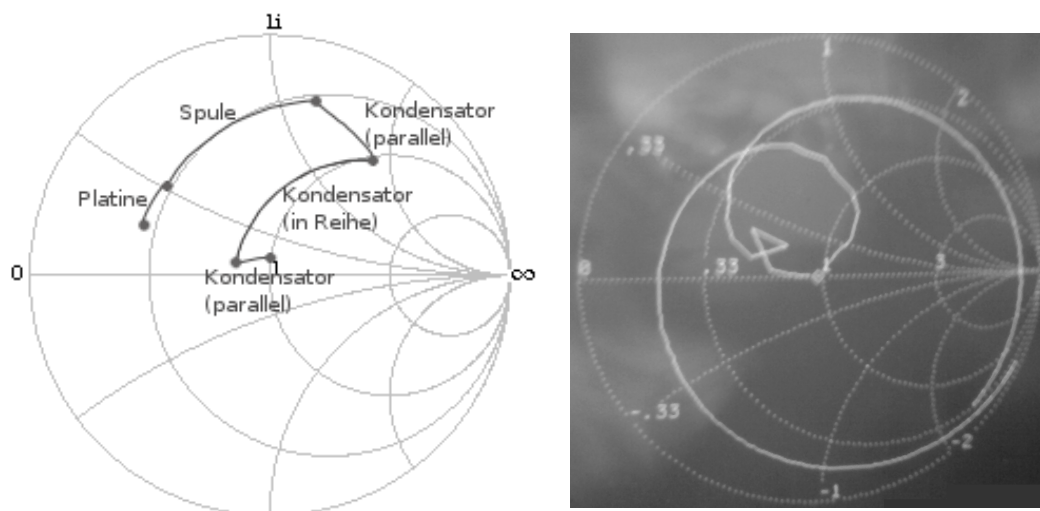


Abbildung 11: links: Darstellung der Messwerte aus Tabelle 1 bzw. der *tatsächliche* Effekt der Bauteile aus 10
rechts: Der Frequenzgang des EOM nach der Impedanzanpassung

	Erwartung		Messung		$\frac{\text{Erwartung}}{\text{Messung}} [\%]$	
	Re(z)	Im(z)	Re(z)	Im(z)	Re(z)	Im(z)
Ohne Platine	0.29	0.18	0.29	0.18	-	-
Mit Platine	0.31	0.34	0.31	0.34	-	-
Spule ($0.33\mu\text{H}$)	0.31	1.13	0.37	1.23	0.85	0.92
C_{parallel} (68pF)	1.37	2.08	1.06	1.72	1.30	1.21
C_{Reihe} (100pF)	1.06	0.05	0.75	0.08	1.40	0.66
$C_{\text{parallel, zus.}}$ (15pF)	0.00	0.00	0.99	0.15	-	-

Tabelle 1: Tabelle zu den verwendeten Spulen und Kondensatoren in der Impedanzanpassung (Die Resonanzfrequenz beträgt $f_{\text{res}}=19.125\text{MHz}$. Auf diese wird angepasst.)

3.1.3 Charakterisierung des EOM mit dem Netzwerkanalysator

Da die induktive Kopplung nun nicht mehr benötigt wird, kann sie entfernt werden und die Impedanzanpassung findet im EOM-Gehäuse Platz. Der Serienschwingkreis besteht aus einer $6,8\mu\text{H}$ RF-Spule und der Kondensator bestehend aus den Aluminium-Platten und dem Kristall in der richtigen Richtung ($\epsilon_{\parallel z} \approx 30$, $l=30\text{mm} \Rightarrow C=8\text{pF}$) besitzt eine theoretische Resonanzfrequenz von $21,57\text{ MHz}$. Wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, wird die Anfangsposition im Smith-Diagramm gemessen und die Größen der Kondensatoren und Spulen zur Impedanzanpassung berechnet. Die Resonanzfrequenz des Kreises liegt bei $\approx 21,9\text{ MHz}$, die Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert ist demnach in Ordnung.

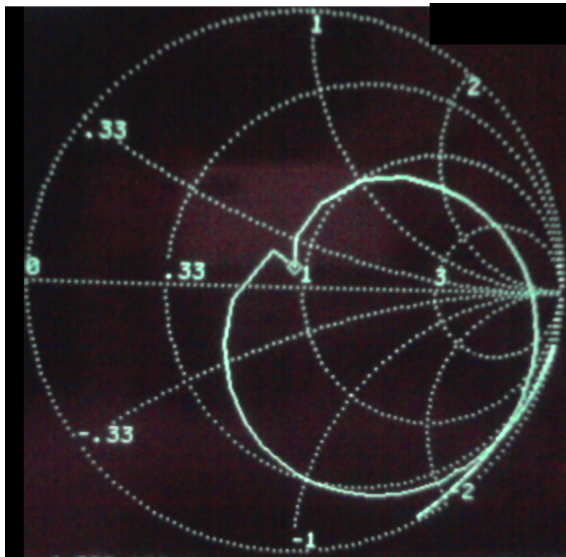


Abbildung 12: Nach der Impedanzanpassung des EOM in der neuen Konfiguration (ohne induktive Kopplung, gemeinsame Masse von Schwingkreis und Impedanzanpassung ist das Gehäuse) zeigt sich ein wesentlich glatterer Verlauf als bei dem ursprünglich beschalteten EOM.

Das Ergebnis der Impedanzanpassung und des neuen Aufbaus des EOM ist in Abbildung 12 zu sehen. Die Eingangsimpedanz des EOM beträgt $Z_{\text{ein}}=(46,4+i\,7,5)\Omega$ bzw. der Reflektionsfaktor ist $r=(-0,03+i\,0,08)$.

3.1.4 Diskussion der Impedanzanpassung

Zunächst einmal scheint die Impedanzanpassung auf diese Art gut zu funktionieren. Allerdings bleiben einige Fragen offen:

So liegt bei Abbildung 9 die Resonanzfrequenz nicht auf der reellen Achse, hier war jedoch auch noch die induktive Kopplung eingebaut. Weiterhin ist nicht klar, was die „zweite“ Resonanz in der Abbildung ist bzw. was sie hervorruft. Es ist jedoch bemerkenswert, dass diese zweite Resonanz sehr wohl den gesuchten Schnittpunkt mit der reellen Achse besitzt. Es gibt ein weiteres Kennzeichen der Resonanz, nämlich den Phasensprung um 180° . Bei der zweiten Impedanzanpassung wurde zum Finden der Resonanzfrequenz am Netzwerkanalysator anstatt in die Amplitudendarstellung in die Phasendarstellung gewechselt. Nun liegt die Resonanzfrequenz anscheinend in dem „Einbruch“ (Abbildung 12). Es ist möglich, dass dieser eigentlich ein zweiter Loop ist, der so aussieht, da zu wenige Daten in dem Bereich der Resonanzfrequenz liegen.

3.2 Amplitudenkontrolle von Licht

In Abbildung 13 ist der Aufbau zur Amplitudenkontrolle von Licht dargestellt.

Bei dem Experiment wird linear in z -Richtung polarisiertes Licht durch eine $\lambda/2$ -Platte im Winkel α um 2α in der zy -Ebene gedreht. Am EOM ist eine sinusförmige Wechselfspannung angelegt, die den Brechungsindex in y - und z -Richtung im Lithium-Niobat Kristall gemäß dem Pockels-Tensor verschieden stark verändert.

In welchen Winkeln α und β die $\lambda/2$ -Platte und der Analysator für einen maximal sichtbaren Effekt eingestellt werden müssen, ist im Anhang B ausgerechnet. Man erhält

$$\alpha = 22,5^\circ, \quad \beta = 45^\circ.$$

Dann erhält man auf der Photodiode eine Intensität, die in der Form $I(t) \propto \cos^2 \phi(t)$ von der Differenz $\phi(t) = \phi_y - \phi_z$ der Phasenverschiebung zwischen y - und z -Richtung abhängt. Nach Abschnitt 2.1 ist diese proportional zur am Kristall angelegten Spannung $U(t) = M \sin \Omega t$.

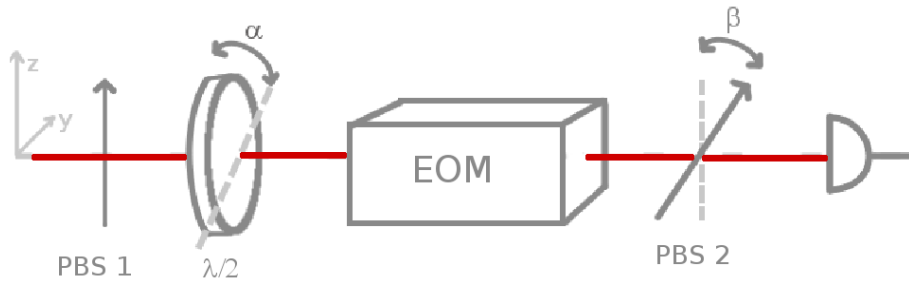
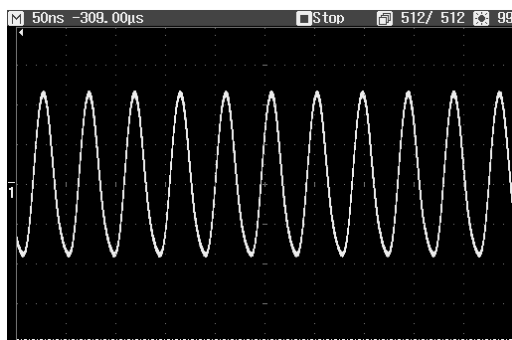


Abbildung 13: Schematischer Aufbau zur Amplitudenkontrolle von Licht mit dem EOM

Nach der Impedanzanpassung liefert das Experiment das Signal in Abbildung 14. Die gemessene Peak-to-Peak Amplitude von $\approx 800\text{mV}$ entspricht einer Erhöhung der Spannung durch die direkte Impedanzanpassung ohne induktive Kopplung um einen Faktor von 15 (die mit dem ursprünglich beschalteten EOM gemessene Signalamplitude lag maximal bei $\approx 50\text{mV}$).



$$200\text{mV}/\text{Div}$$

$$f = 21.8\text{MHz}$$

$$U_{pp} = 812\text{mV}$$

Abbildung 14: Amplitudenkontrolle von Licht mit dem EOM nach der Impedanzanpassung. rechts: Ausgabe der Mathe-Einheit des LeCroy-Oszilloskops, links: Spannung der Photodiode bzw. Intensität des Lasers gegen die Zeit

Mit Hilfe der Amplitudenkontrolle kann aus der Peak-to-Peak-Amplitude die Güte bestimmt werden. In der Nähe des Resonanzpeaks lässt sich die Amplitude durch eine Lorentzkurve annähern. Die Vermessung liefert die Daten, die in Abbildung 15 und demnach eine Güte von $Q_{\text{Ampl}} = \frac{f_{\text{res}}}{2\gamma} = (136 \pm 10)$.

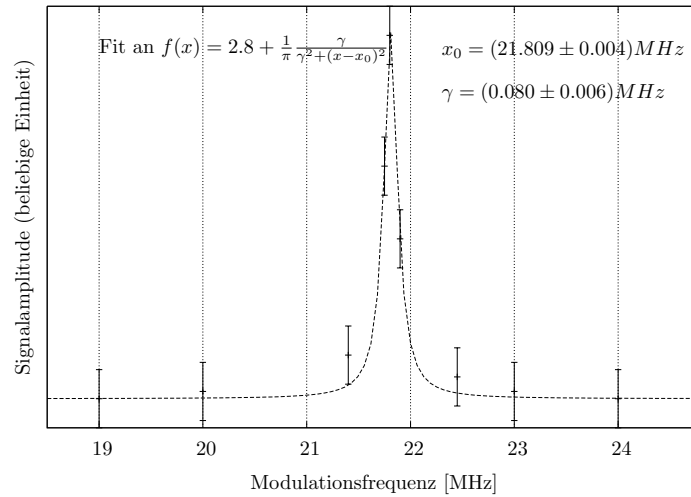


Abbildung 15: Darstellung und Fit der Daten aus der Amplitudenmodulation von Licht zur Vermessung der Güte

Eine grobe Abschätzung zur Güte lässt sich auch aus einem Vergleich der Peak-to-Peak Amplitude des Signals mit dem EOM in der alten Konfiguration (bekannte Güte von $Q \approx 11$, Peak-to-Peak maximal $\approx 50\text{mV}$) und der neuen gewinnen.

Der Effekt ist nämlich proportional zum Quadrat der anliegenden Modulationsspannung. Da der übrige Aufbau völlig gleich geblieben ist, entsteht der Unterschied im Prinzip nur durch die unterschiedlichen Spannungsüberhöhungen:

$$\frac{\text{Effekt}_{\text{vorher}}}{\text{Effekt}_{\text{nachher}}} \propto \frac{50\text{mV}}{800\text{mV}} = \frac{1}{16} = \frac{(Q_{\text{vorher}} \cdot U_0)^2}{(Q_{\text{nachher}} \cdot U_0)^2} = \frac{(Q_{\text{vorher}})^2}{(Q_{\text{nachher}})^2}$$

Dann sollte die neue Güte im Bereich von $Q_{\text{nachher}} \approx 175$ liegen. Das stimmt als Abschätzung ziemlich gut mit der vermessenen Güte überein.

Demnach wurde die Güte des EOM-Schwingkreises insgesamt von etwa $Q_{\text{vorher}} \approx 11$ auf nun $Q \approx 136$ verbessert.

4 Aufbau der Frequenzmodulationsspektroskopie

Zunächst wird die verwendete Elektronik überprüft. Die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Bauteile sind hier kurz zusammengestellt. Die Bestandteile des Lock-In-Verstärkers sind alle von der Firma „mini circuits“ und funktionieren wie im Datenblatt angegeben bzw. wie erwartet.

Signalgenerator	Verstärker	Phasenschieber	Frequenzmischer	Tiefpass
Marconi	CA2810C	JSPHS-26	ZP 1MH+	SLP-30+
-127dBm bis 13dBm	(10-450)MHz 31dB	(18-26)MHz $U_{\text{Supply}}=(0-12)\text{V}$	(2-600)MHz	$f_{\text{Grenz}}=30\text{ MHz}$

Die wichtigsten Daten der verwendeten Elektronik (Die Verstärkung des CA2810C ist nicht dem Datenblatt entnommen, sondern der Messung aus dem Anhang C.0.3).

Der Verstärker stammt ursprünglich aus einem Drucker und wurde in ein neues Gehäuse eingebaut. Da er längere Zeit mit dem nicht impedanzangepassten EOM betrieben wurde (Rückreflektion von über 50% der verstärkten Leistung), lohnt sich seine Überprüfung. Die Tabelle findet sich im Anhang C.0.3. Der Verstärker läuft mit dem Impedanz-angepassten EOM stabil und die Verstärkung beträgt $V=(31 \pm 3)\text{dB}$. Weg von der Resonanzfrequenz lassen sich „seltsame“ Modulationen im Signal beobachten, die aussehen wie die Modulation mit einer zweiten, schwächeren Spannung gleicher Frequenz, jedoch anderer Phase. Der Effekt vergrößert sich, je weiter man sich von der Resonanzfrequenz entfernt. Er ist also wahrscheinlich eine Auswirkung der fehlenden Impedanzanpassung und der Oszillation der Leistung auf der Leitung.

4.1 Vorbereitungen

4.1.1 Dopplerverbreiterte Spektroskopie

Die erste Herausforderung beim Aufbau der Spektroskopie besteht darin, die richtige Einstellung von Stromstärke und Temperatur zu finden um das dopplerverbreiterte Spektrum zu erhalten. Durch das Scannen erreicht man eine Frequenzänderung im Bereich einiger Gigahertz. Die Beobachtung des Absorptionsspektrums selbst kann bei heftigen Modensprüngen im Laserresonator jedoch schwierig werden. Als Hilfsmittel kann man ein Wavemeter und eine Fingerkamera verwenden. Die Soll-Frequenz liegt im Terahertz-Bereich (384 230 GHz) und kann mit einem Wavemeter überprüft werden. Mit einer Fingerkamera kann gleichzeitig die Fluoreszenz der Zelle beobachtet werden. Hat man die richtige Einstellung gefunden, lässt sich ein Teil des im Theorieteil vorgestellten Rubidium-Spektrums finden:

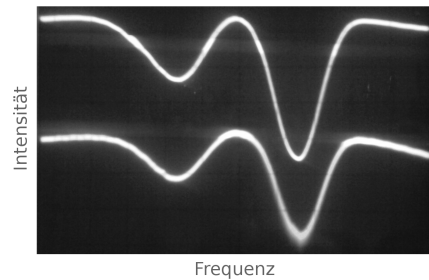


Abbildung 16: Die dopplerverbreiterten Spektren aus der Polarisationspektroskopie aus Abschnitt 4.1.3 und der in der FM-Spektroskopie verwendeten Rubidium-Zelle.

4.1.2 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Bei der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie regt ein Laserstrahl hoher Intensität (der Pump-Strahl) die Atome an und ein weiterer zu ihm entgegengesetzt propagierender Strahl gleicher Frequenz – Probe genannt – wird von der Photodiode detektiert.

Die vom Pump-Strahl angeregten Atome können nun den Probe-Strahl nicht mehr absorbieren, es kommt so zu einem Einbruch (Lamb-Dip, siehe auch Abb. 20) im Absorptionsspektrum.

Dadurch, dass Pump und Probe gerade in entgegengesetzte Richtungen propagieren, ist eine Absorption von *beiden* Strahlen nur für Atome möglich, die relativ zur Bewegungsrichtung ruhen und er ist nur für die Resonanzfrequenz des Übergangs möglich (abgesehen von Cross-over Peaks).

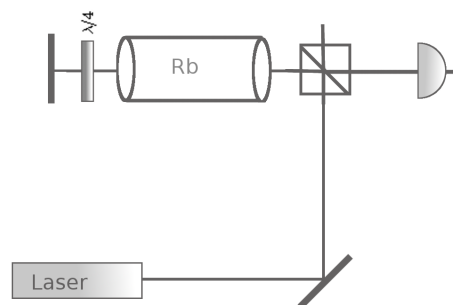


Abbildung 17: Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

4.1.3 Polarisationspektroskopie

Um den Aufbau der Frequenzmodulationsspektroskopie wesentlich zu vereinfachen, werden die richtigen Einstellungen für die Stromstärke und die Temperatur mit einer bereits aufgebauten Polarisationspektroskopie gefunden und der Laser mit ihr gelockt.

Bei der Polarisationspektroskopie wird durch einen zirkular(σ^+ - oder σ^-)-polarisierten Pumpstrahl die Niveaubesetzung für die jeweilige Komponente im Rubidium verändert. Der Probe-Strahl ist linear polarisiert, was einer Überlagerung von σ^+ - und σ^- -polarisiertem Licht gleicher Amplitude entspricht. Durch die Veränderung der Niveau-Besetzung erfahren die beiden Komponenten des linear polarisierten Lichts unterschiedliche Absorptionskoeffizienten. Durch die Anisotropie des Gases verändert sich die Polarisation des einfallenden, absorbierten Lichtes. Da die Anregung durch den Pump-Strahl und die Absorption des Probe-Strahls –und damit dessen Drehung– nur für eine

einzigste Geschwindigkeitsklasse stattfindet, ist die Technik dopplerfrei. Die Veränderung der Polarisation lässt sich mit einer speziellen Photodiode detektieren. Diese besteht aus einem polarisierenden Strahlteilerwürfel, zwei Photodioden und einem Differenzverstärker. Ihr Ausgangssignal sieht aus wie die Ableitung des Lamb-Dips, so dass sich auf den Nulldurchgang locken lässt.

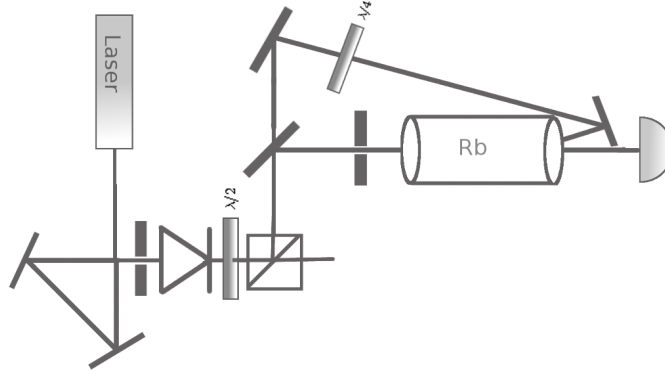


Abbildung 18: Schematischer Aufbau der Polarisationsspektroskopie

4.2 Frequenz-Modulations-Spektroskopie

4.2.1 Aufbau und Test FM-Spektroskopie

Die Frequenz-Modulationsspektroskopie ist eine Art der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie, bei der man die Ableitung des Absorptionsspektrums erhält. Der vollständige Aufbau ist in Abbildung 19 zu sehen und eine ausführliche Rechnung findet sich im Anhang A.

Es werden mit Hilfe des EOM auf den Probestrahl Seitenbänder aufmoduliert. Dazu wird eine Wechselspannung der Form $M \sin \Omega t$ (hier $\Omega = 21.8$ MHz) verwendet. Nach dem Durchgang durch den EOM enthält das elektrische Feld die Trägerfrequenz ω_C (hier 384 THz siehe Abschnitt 2.5) und zwei Seitenbänder im Abstand Ω . Aufgrund der Symmetrieeigenschaft der Besselfunktionen ($J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$) haben die Seitenbänder gleicher Ordnung n jeweils entgegengesetzte Amplituden. Daher heben sie sich im Fall gleicher Absorption bzw. Dispersion für alle Frequenzen gerade auf – es findet keine Amplitudenmodulation sondern ausschließlich eine Phasenmodulation statt.

Bei vernachlässigbaren Seitenbändern höherer Ordnung als $n = 1$, ergeben sich drei Frequenzen. Diese erfahren beim Durchgang durch die Rubidium-Zelle unterschiedliche Absorption α und Dispersion φ . Die resultierende Intensität auf dem Detektor ist von der Form

$$I(t) \propto \Delta\varphi \sin(\Omega t) + \Delta\alpha \cos(\Omega t),$$

wobei $\Delta\varphi = 2\varphi_0 - \varphi_1 - \varphi_{-1}$ und $\Delta\alpha = \alpha_{-1} - \alpha_1$ die Unterschiede in der Phasenverschiebung und Absorption für die Frequenzen sind. Sie lassen sich als Differenzquotienten auffassen und sind daher das gesuchte Fehlersignal.

Die zur Modulation verwendete Wechselspannung wird nun phasenverschoben um ϕ mit dem resultierenden Signal auf der Photodiode gemischt. Dadurch erhält man aus den mit Ωt oszillierenden Termen jeweils einen konstanten Term, der von der Phasenverschiebung abhängt, und einen schnell oszillierenden Term:

$$S(t) \propto \Delta\varphi (\sin(\phi) + \sin(2\Omega t + \phi)) + \Delta\alpha (\cos(\phi) - \cos(2\Omega t + \phi)).$$

Dieser lässt sich mit einem Tiefpass geeigneter Grenzfrequenz (Minicircuits SLP-30, $f_{\text{Grenz}} = 30$ MHz) ausfiltern und man erhält ein resultierendes Signal der Form

$$S'(t) \propto \Delta\varphi \sin \phi + \Delta\alpha \cos \phi. \quad (2)$$

Das heißt, durch die Wahl der Phase ϕ ($[0 : \pi]$) am Phasenschieber lassen sich die Unterschiede in der Dispersion ($\phi = \pi/2$), Absorption ($\phi = 0, \pi$) oder eine Mischung aus beiden (alle anderen ϕ) auswählen.

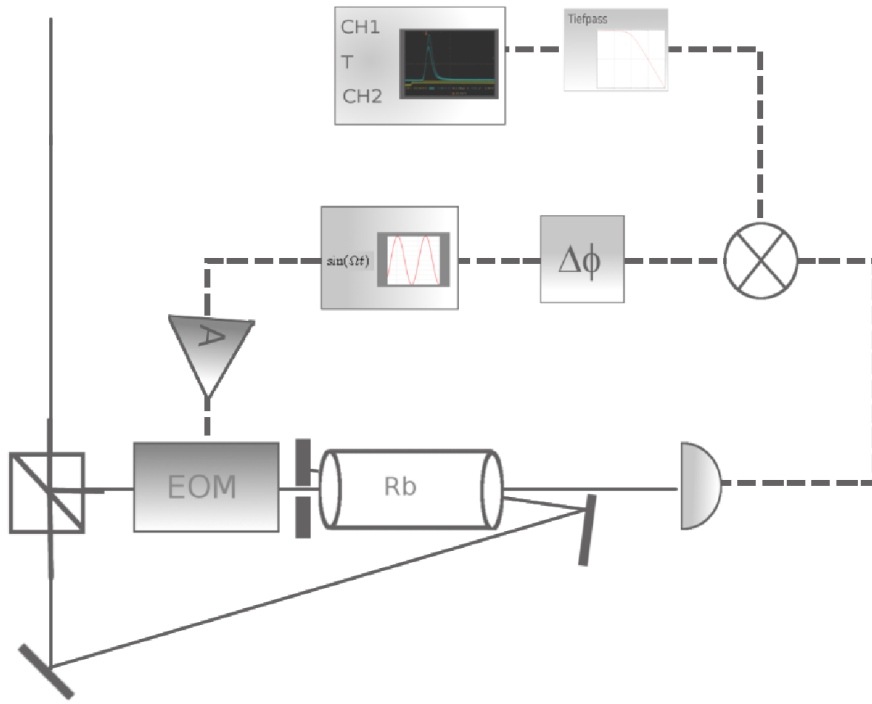


Abbildung 19: Schematischer Aufbau der FM-Spektroskopie: Der Signalgenerator liefert das Modulationssignal für den in Abschnitt 2.3 vorgestellten Lock-In-Verstärker und den elektrooptischen Modulator (EOM), nachdem es verstärkt wurde (A). Das Spektroskopiesignal ist das Eingangssignal für den Lock-In-Verstärker. (Kabel: gestrichelt, Laser: durchgezogen).

Die FM-Spektroskopie wird gemäß der Abbildung 19 aufgebaut. Die Trägerfrequenz des Lasers wird mit einem Signalgenerator gescannt ($f_{scan} \approx 600\text{Hz}$, Amplitude circa 9V) und das Spektrum aufgenommen.

In Abbildung 20 ist das aus der dopplerfreien Spektroskopie erhaltene Rubidium-Spektrum zusammen mit dem aus der FM-Spektroskopie dargestellt. Bei dem plötzlichen Anstieg im linken Teil des dopplerfreien Spektrums handelt es sich um einen Modensprung des Lasers.

Bei dem hier gezeigten dopplerverbreiterten Peak handelt es sich um den $F=2$, ^{87}Rb -Peak. Die erwarteten Lamb-Dips lassen sich gut erkennen, sie erscheinen jedoch sehr „breit“ – die natürliche Linienbreite liegt im Bereich von 6MHz und die Breite des dopplerverbreiterten Peaks in dem von 400MHz – vielleicht wegen einer Sättigungsverbreiterung durch den Pump-Strahl. Qualitativ liefert die FM-Spektroskopie das erwartete Signal, einer Ableitung der Lamb-Dips entsprechend. Diese befindet sich auf einem Untergrund, der annähernd wie die Ableitung des dopplerverbreiterten Absorptionspeaks aussieht.

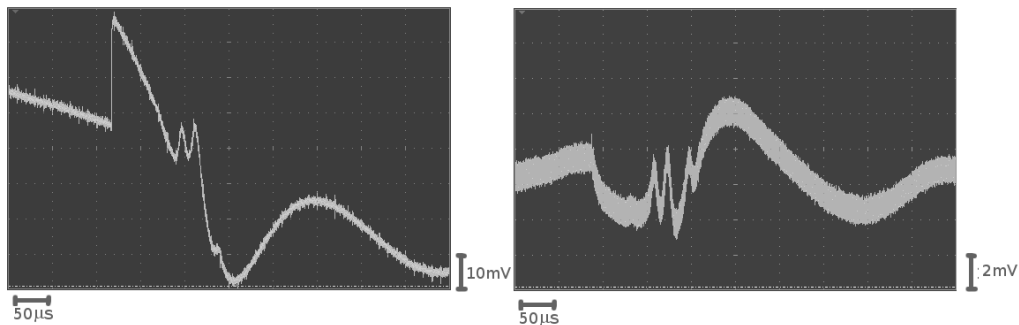


Abbildung 20: Links ist das in Teil 4.1.2 aufgenommene dopplerfreie Rubidium-Spektrum zu sehen und rechts das aus der FM-Spektroskopie gewonnene ($\varphi \approx 90^\circ$)

4.2.2 Vergleich mit der theoretischen Erwartung

Zum Vergleich mit der theoretischen Erwartung muss der Modulationsindex M ermittelt werden. Um die tatsächlich am Kristall anliegende Spannung -also die Modulationsspannung- zu ermitteln, ist es am Besten, das auch in [10] durchgeführte Experiment zu machen. Dabei lassen sich die Seitenbänder bzw. deren Amplitude direkt mit Hilfe eines Fabry-Perot Resonators beobachten.

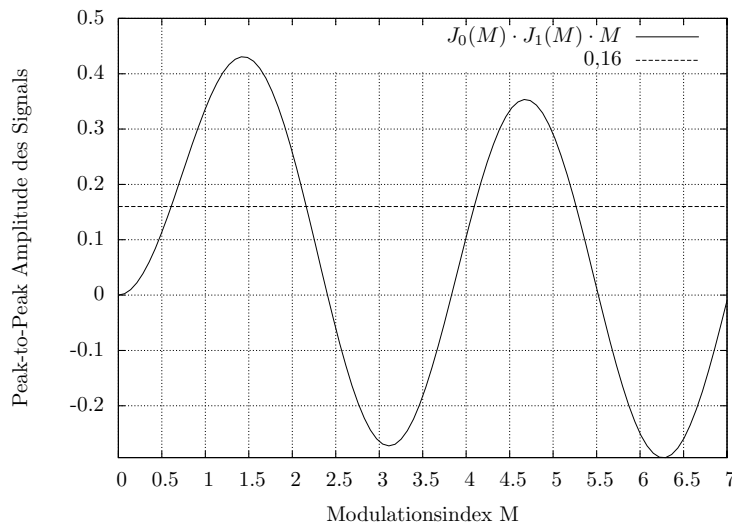
Eine andere Möglichkeit könnte darin bestehen, eine Messspitze an die obere Kondensatorplatte zu halten. Ob die Massen von Oszilloskop und EOM übereinstimmen lässt sich überprüfen, indem man die Messspitze an das Gehäuse hält und die „Ground“-Taste am Oszilloskop drückt.

Da der Eingangswiderstand des Oszilloskops ($R=1M\Omega$) bekannt ist, lässt sich aus der Signalamplitude U_O die über R abfallende Leistung ($P=\frac{U_O^2}{R}$) bestimmen. Diese Leistung entspricht auch der über dem Kondensator mit dem Kristall ($l=30\text{mm}$, $C=8\text{pF}$) $P=\frac{1}{2}CU_C^2$. So erhält man die Beziehung $U_C \approx 500 \cdot U_R$. Daraus erhält man eine grobe Abschätzung für die anliegende Spannung. Bei der verwendeten Einstellung von -5dBm beträgt die Amplitude am Oszilloskop circa $0,85\text{V}$. Das entspricht nach der Abschätzung $U_C \approx 425\text{V}$.

Sie lässt sich weiter eingrenzen, indem man die Amplitude des Lamb-Dips mit der des resultierenden Signals aus der FM-Spektroskopie vergleicht unter der Annahme, dass nach Gleichung 3 (Seite 21) in etwa gilt

$$\text{Peak-to-Peak (FM-Signal)} \approx \text{Amplitude(Lamb-Dip)} \cdot J_0(M)J_1(M) \cdot M$$

Daraus erhält man für das oben gemessene Signal mit dem rechten Lamb-Dip (Amplitude $\approx 30\text{mV}$) und der Peak-to-Peak Amplitude von circa 5mV des entsprechenden FM-Signals eine Abschätzung von $J_0(M)J_1(M) \cdot M \approx 0,16$. Plottet man die Funktion erhält man daraus verschiedene Möglichkeiten für M :



$$M_1 \approx 0,6 \quad \Rightarrow \quad U_C \approx 120\text{V}$$

$$M_2 \approx 2,2 \quad \Rightarrow \quad U_C \approx 480\text{V}$$

Abbildung 21: Erwartete Amplitude des FM-Signals in Abhängigkeit vom Modulationsindex

Beide Abschätzungen liefern also einen Modulationsindex von etwa zwei und eine Modulationsspannung von circa 400V .

Aus Abbildung 21 lässt sich jedoch erkennen, dass mit der so eingestellten Spannung jedoch weniger als die Hälfte der möglichen Maximalamplitude erreicht wird. Ideal wäre ein Modulationsindex von etwa 1,5 (entsprechend einer Spannung von etwa 330V).

Da die Methode mit der Messspitze relativ zuverlässig zu sein scheint, wird sie verwendet um die richtige Einstellung am Signalgenerator zu ermitteln:

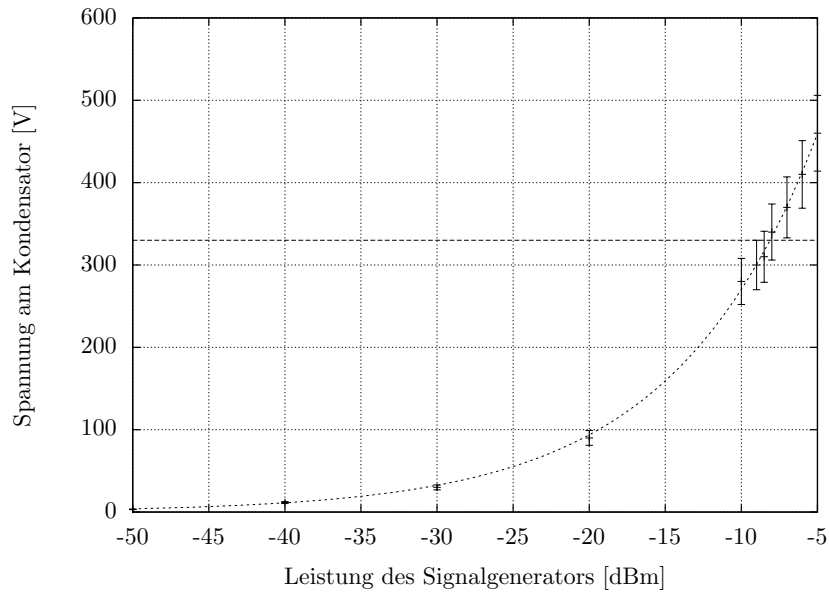


Abbildung 22: Mit einer Messspitze soll eine mit der in diesem Abschnitt vorgestellten Beziehung eine grobe Abschätzung für die am Kondensator anliegende Spannung erhalten werden

Im Anhang C.0.4 ist die Spannung am Verstärkerausgang hergeleitet. Sie beträgt danach

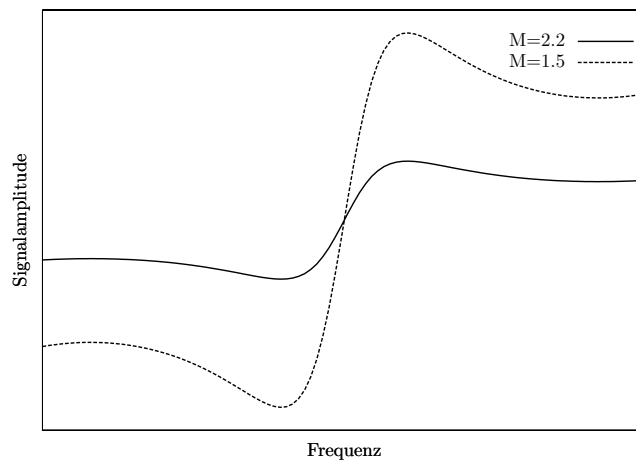
$$U_{out} \propto \sqrt{1mW \cdot 50\Omega} \cdot 10^{V/20} \cdot 10^{L/20}$$

wobei $V \approx 31$ dB und L die eingestellte Leistung des Marconi-Signalgenerators in dBm ist. Daher wird an eine Funktion der Form $U(P) = U_0 \cdot 10^{L/A}$ gefittet und man erhält

$$U_0 = (780 \pm 13)V$$

$$A = (21,7 \pm 0,5)$$

Der Fit-Parameter A entspricht halbwegs (jedoch nicht innerhalb der Fehlergrenzen) dem erwarteten Wert von 20. Demnach würden bei $L=0$ dBm über dem Kondensator 780V anliegen. Ideal wäre also eine Verstärkung von etwa $L=-8$ dBm um den größtmöglichen Effekt zu erreichen. Die Phasenverschiebung wurde mit Hilfe der Kontrollspannung auf etwa 90° eingestellt. Es wird also gemäß Gleichung 2 der dispersive Anteil des Signals betrachtet. Plottet man die Erwartung für den verwendeten und den optimalen Modulationsindex sieht man den starken Effekt, der für die bessere Einstellung zu erwarten wäre:



5 Zusammenfassung

Zum Aufbau der FM-Spektroskopie stand mir ein in der Bachelorarbeit von Stefan Bittihn [10] angefertigter elektrooptischer Modulator zur Verfügung. Er wurde nun unter Verwendung des Smith-Diagramms aus der Radiofrequenz-Technik impedanzangepasst. Nun läuft der EOM mit dem Verstärker sehr stabil auf der Resonanzfrequenz. Auch gibt es durch den Netzwerkanalysator und seine verschiedenen Darstellungsmodi ein gutes Mittel eventuelle Probleme festzustellen und zu beseitigen.

Insgesamt wurde das Ziel der Arbeit – mit dem EOM eine Frequenz-Modulations-Spektroskopie – aufzubauen, erreicht. Das erhaltene Signal ist zwar klein in der Amplitude, entspricht jedoch ansonsten völlig den Erwartungen. Es wurden einige Möglichkeiten zu seiner Verbesserung aufgezeigt, die einfach zu überprüfen bzw. zu realisieren sind, sobald man das dopplerfreie Spektrum erhalten hat. Dazu war im Rahmen dieser Bachelorarbeit leider keine Zeit mehr.

6 Ausblick

Das Signal aus der FM-Spektroskopie zu optimieren sollte nicht schwierig sein. Mit dem impedanzangepassten elektrooptischen Modulator lässt sich jedoch mit demselben Aufbau eine zweite Spektroskopie aufbauen – die Modulations-Transfer-Spektroskopie (vorgestellt in [2]). Hier wird der durch den EOM unmodulierte „Pump“-Strahl betrachtet. Durch einen Prozess, der „Four-wave-mixing“ genannt wird, wird der Pumpstrahl durch den Probestrahl aus dem EOM selbst moduliert und erhält ebenfalls Seitenbänder. Dies geschieht durch eine Wechselwirkung der beiden Strahlen über das Zweiniveau-System in den Rubidium-Atomen aus der Gaszelle. Das heißt, die Wechselwirkung kann nur stattfinden – und damit auch die Modulation – wenn die Bedingung zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie erfüllt wird. Daher existiert kein dopplerverbreiteter Untergrund.

Dies ist ein großer Vorteil gegenüber der FM-Spektroskopie, da bei ihr die Fehlersignale auf dem dispersionsförmigen Untergrund sitzen und die Nullposition „per Augenmaß“ bestimmt wird. Um diesen Untergrund zu beseitigen ist weitere Elektronik nötig, was den Aufbau verkompliziert und teurer macht. Bei der Modulations-Transfer-Spektroskopie wird die gleiche Elektronik wie bei der FM-Spektroskopie verwendet und man erhält einen flachen Nulllinien-Untergrund.

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie verwendete Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den _____

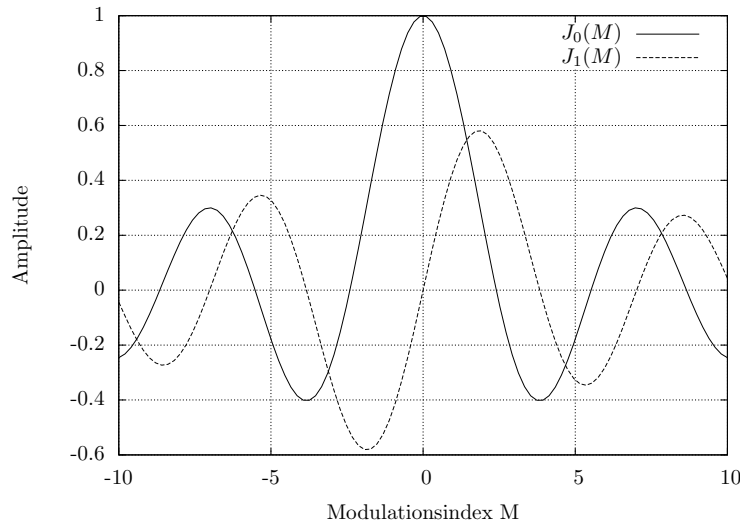
Unterschrift _____

A Frequenzmodulations-Spektroskopie

Wie im Theorieteil 2.1 beschrieben wurde, ist das elektrische Feld nach dem Durchgang durch den Kristall gegeben durch

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega t + M \sin \Omega t)} = e^{i\omega t} \sum_n J_n(M) e^{in\Omega t}$$

Wegen der Beziehung $\int_{-\infty}^{\infty} e^{x-x'} dx = \delta(x-x')$ erhält man im Frequenzspektrum $E(\omega)$ scharfe Peaks der Amplituden $J_n(M)$. Bis zu einem Modulationsindex von $M \approx 1,3$ sind die Besselfunktionen höherer Ordnung als $|n|=1$ vernachlässigbar. Man erhält also in Näherung eine Schwingung auf der Trägerfrequenz mit hoher Amplitude und zwei Seitenbänder in dem durch Ω bestimmten Frequenzabstand.



Beim Durchgang durch das Sample erfahren die drei Frequenzen unterschiedliche Absorption α und Dispersion φ . So erhält man

$$E'(t) = T_0 J_0(M) e^{i\omega t} + T_+ J_1(M) e^{i(\omega+\Omega)t} - T_{-1} J_{-1}(M) e^{i(\omega-\Omega)t} \quad \text{mit } T_j = e^{-\alpha_j \cdot l} e^{i\varphi_j}$$

Die Intensität $I(t)$ auf dem Detektor ist

$$\begin{aligned} I(t) &= |E(t) E^*(t)|^2 \\ &= (J_0 T_0 e^{i\omega t} + J_1 T_1 e^{i(\omega+\Omega)t} - J_{-1} T_{-1} e^{i(\omega-\Omega)t}) \cdot c.c. \\ &= 3 \text{ Offset Terme } (T^* \cdot T) + J_0 J_1 (T_0 T_1^* e^{-i\Omega t} + T_0^* T_1 e^{i\Omega t} - T_0 T_{-1}^* e^{i\Omega t} - T_0^* T_{-1} e^{-i\Omega t}) + 2 T_1 T_{-1} \text{ Terme} \\ &\propto J_1 J_0 e^{-i\alpha_0} [e^{-i\alpha_1} (e^{-i\Omega t - i(\phi_0 - \phi_1)} + e^{i\Omega t + i(\phi_0 - \phi_1)}) - e^{-\alpha_{-1}} (e^{i\Omega t - i(\phi_0 - \phi_{-1})} + e^{-i\Omega t + i(\phi_0 - \phi_{-1})})] \\ &\propto J_0 J_1 [(1 + \Delta\alpha) ((1 - i(\phi_0 - \phi_1)) e^{-i\Omega t} + (1 + i(\phi_0 - \phi_1)) e^{i\Omega t}) \\ &\quad - (1 - i(\phi_0 - \phi_{-1})) e^{i\Omega t} - (1 + i(\phi_0 - \phi_{-1})) e^{-i\Omega t}] \\ &\propto J_0 J_1 [i e^{-i\Omega t} (-2\phi_0 + \phi_1 + \phi_{-1}) + i e^{i\Omega t} (2\phi_0 - \phi_1 - \phi_{-1}) \\ &\quad + \Delta\alpha (e^{-i\Omega t} + e^{i\Omega t}) + \Delta\alpha i (\phi_0 - \phi_1) (e^{i\Omega t} - e^{-i\Omega t})] \\ &\propto J_0 J_1 [\Delta\phi \sin(\Omega t) + \Delta\alpha \cos(\Omega t) + \underbrace{\Delta\alpha (\phi_0 - \phi_1) \sin(\Omega t)}_{\ll \Delta\phi, \ll \Delta\alpha}] \end{aligned}$$

wobei $\alpha_{-1} - \alpha_1 = \Delta\alpha$ und $\Delta\phi = 2\phi_0 - \phi_1 - \phi_{-1}$ und der letzte Term vernachlässigbar klein ist. Der Multiplier multipliziert das Signal der Photodiode mit dem zusätzlich um φ phasenverzögerten Modulationssignal $M \sin(\Omega t + \varphi)$ des EOMs:

$$\begin{aligned} S &= I(t) \times M \sin(\Omega t + \varphi) \\ &\propto J_0 J_1 M [\Delta\phi (\sin(\varphi) + \sin(2\Omega t + \varphi)) + \Delta\alpha (\cos(\varphi) - \cos(2\Omega t + \varphi))] \end{aligned}$$

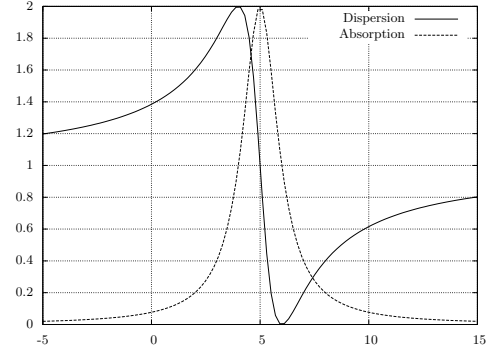
Das Signal S gelangt in einen Tiefpass und man erhält

$$S_{res} \propto J_0(M)J_1(M)M (\Delta\phi \sin \varphi + \Delta\alpha \cos(\varphi)) \quad (3)$$

Die typische Form der Absorption α ist eine Lorentzkurve. Die Annahme für den Absorptions- und Brechungsindex ist demnach

$$\alpha = \frac{1}{2\omega_0} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$

$$n = 1 + \frac{1}{\omega_0} \frac{\omega_0 - \omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2} = 1 + \frac{2\alpha(\omega_0 - \omega)}{\gamma}$$



Je nach der Wahl der Phasenverzögerung φ kann man demnach zwischen der Ableitung der Dispersion bzw. Absorption wählen. Die maximale Signalamplitude wird dabei durch die „Tiefe“ des Lamb-Dips und den Vorfaktor $J_0(M)J_1(M)M$ bestimmt.

B Amplitudenkontrolle von Licht

Der erste polarisierende Strahlteiler polarisiert das Licht in x-Richtung $E_{ein} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$. Danach trifft es auf die um den Winkel α gedrehte $\lambda/2$ -Platte, die die Polarisationsachse um 2α dreht $\hat{A}(\alpha) = \begin{pmatrix} \sin(2\alpha) \\ \cos(2\alpha) \end{pmatrix}$. Der Durchgang durch den EOM führt zu einer Phasenverschiebung, die sich schreiben lässt als $\hat{E}_{om} = \begin{pmatrix} \sin(2\alpha) \\ e^{-i\phi} \cos(2\alpha) \end{pmatrix}$ mit

$$\phi(t) = \phi_{\text{natürlich}} + \phi_{\text{eo}}$$

$$= \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{y0} - n_{z0}) + \frac{U(t)}{2d} (n_z^3 r_{33} - n_y^3 r_{23}) \cdot \frac{2\pi l}{\lambda}$$

Der zweite PBS entspricht einem um β gegen die x-Achse gedrehten Analysator, der im Jones-Formalismus durch

$$\hat{A}(\beta) = \begin{pmatrix} \cos^2 \beta & \sin \beta \cos \beta \\ \sin \beta \cos \beta & \sin^2 \beta \end{pmatrix}$$

beschrieben wird.

Das elektrische Feld auf der Photodiode ist also

$$X = \hat{A}(\beta) \cdot \hat{E}_{om} \cdot \hat{A}(\alpha) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

bzw. die Intensität $I = |X|^2$. Man erhält

$$I(\alpha, \beta, \phi) \propto \left(\underbrace{\sin(2\alpha) \sin(2\beta) \cos(2\alpha) \cos(\phi(t))}_{\frac{1}{2} \sin(4\alpha) \sin(2\beta) \cos(\phi(t))} \right)^2$$

$I(\alpha, \beta)$ wird also maximal für $\alpha = 22,5^\circ$, $\beta = 45^\circ$.

C Verstärker

C.0.3 Messung der Verstärkung

Der Verstärker CA2810C (Motorola) wird überprüft. Gemäß Datasheet beträgt die Verstärkung 34dB ⁴.

P _{ein} [dBm]	U _{Ein} [V]	Δ U _{ein} [V]	U _{aus} [V]	U _{aus} [V]	Verstärkung [dB]	ΔV [dB]
-40	0.005	0.001	0.15	0.015	29.542	2.8
-30	0.013	0.001	0.48	0.048	31.346	2.8
-20	0.038	0.004	1.50	0.150	31.926	2.8
-10	0.105	0.011	5.00	0.500	33.556	2.8
0	0.360	0.036	10.00	1.000	28.874	2.8

Die mittlere Verstärkung beträgt $V=(31\pm3)$.

C.0.4 Ausgangsspannung des Verstärkers

Die vom Marconi-Signalgenerator gelieferte Leistung ist in dBm angegeben. Es gilt $L[\text{dBm}] = 10 \log \frac{P_{out}}{1\text{mW}}$. Sie fällt zu einem Teil über dem Eingangswiderstand von 50Ω des Verstärkers und zum anderen Teil über dem Phasenschieber ab. Die am Verstärker ankommende Leistung P_{in} entspricht einer Eingangsspannung von $U_{in} = \sqrt{P_{in} \cdot R}$. Die Ausgangsspannung ist dann wegen $V = 20 \log \frac{U_{out}}{U_{in}}$

$$U_{out} \propto \sqrt{1\text{mW} \cdot 50\Omega} 10^{V/20} 10^{L/20}$$

⁴Bei der Messung fällt die vom Marconi-Signalgenerator gelieferte Spannung durch ein T-Stück auch über dem Phasenschieber ab

Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Aufbau eines EOM	2
2	Diodenlaser in der Littrow-Anordnung	3
3	Schaltung zum Lock-In-Verstärker	3
4	Transformation in die Smith-Chart-Ebene	5
5	Bewegung im Smith-Diagramm mit Spulen, Widerständen und Kondensatoren . .	6
6	Eigenschaften von Rubidium	6
7	Streumatrix	8
8	Frequenzgang eines Schwingkreises mit dem Netzwerkanalysator vermessen	8
9	Der EOM (ursprüngliche Beschaltung) im Smith-Diagramm	9
10	Schaltung zur Impedanzanpassung des EOM bzw. erwarteter Effekt der Bauteile .	10
11	Tatsächlicher Effekt der Bauteile bei der Impedanzanpassung	10
12	Smith-Diagramm des EOM(II) nach der Impedanzanpassung	11
13	Schematischer Aufbau zur Amplitudenkontrolle von Licht	12
14	Signal beim Experiment zur Amplitudenkontrolle von Licht	12
15	Darstellung zur Vermessung der Güte mit der Amplitudenmodulation von Licht . .	13
16	Dopplerverbreitertes Spektrum	14
17	Schematischer Aufbau der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie	14
18	Schematischer Aufbau der Polarisationspektroskopie	15
19	Schematischer Aufbau der FM-Spektroskopie	16
20	Signal aus der dopplerfreien- und FM-Spektroskopie	16
21	Erwartete Amplitude des FM-Signals in Abhängigkeit vom Modulationsindex . . .	17
22	Vermessung der am EOM-Kondensator anliegenden Spannung	18

Literatur

- [1] A. Yariv „Quantum electronics“, 3. Auflage, Wiley 1989
- [2] D.J. McCarron, S.A. King, S.L. Cornish „Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium“ Meas. Sci. Technol. 19, 105601 (2008)
- [3] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth, and C. Oritz, „Frequency modulation (FM) spectroscopy - theory of lineshapes and signal-to-noise analysis,“ Appl. Phys. B32, 145 (1983)
- [4] C. Wieman, T.W. Hänsch „Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy“ Phys. Rev. Lett. 36 (1976)
- [5] M. Hoffmann „Hochfrequenztechnik: Ein systemtheoretischer Zugang“ Springer-Verlag (1997)
- [6] H. Heuermann „Hochfrequenztechnik: Lineare Komponenten hochintegrierter Hochfrequenzschaltungen“, Vieweg-Verlag (2005)
- [7] D. C. von Grüningen „Digitale Signalverarbeitung“, Hanser-Verlag (2008)
- [8] E. Voges, K. Petermann „Optische Kommunikationstechnik“, Springer-Verlag (2002)
- [9] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch „A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics“ Opt. Commun. 117, 541 (1995)
- [10] Bachelorarbeit von Stefan Bittihn „Aufbau und Charakterisierung eines elektro-optischen Modulators auf Basis von Lithiumniobat-Kristallen“ aus der Gruppe Meschede, Institut für Angewandte Physik in Bonn, 2009
- [11] D. A. Steck, ”Rubidium 85 D line data,”<http://steck.us/alkalidata> (revision 0.2 1 September 2008); D. A. Steck, ”Rubidium 87 D line data,”<http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1, 1 September 2008)