

Name:

Versuch ausgeführt am:
Protokoll abgegeben am:
Name des Assistenten:

Testiert am:

Unterschrift:

F16 Laserspektroskopie

Bemerkungen zum Protokoll:

zurück am:
Bitte korrigieren Sie folgende Punkte:

Dies ist die Version vom 6. März 2020.

Der Versuch „F16 Laserspektroskopie“ ist aufgebaut am

Max-Planck-Institut für Kernphysik

Saupfercheckweg 1

69117 Heidelberg

<http://www.mpi-hd.mpg.de>

Vorwort an die Studenten

Unsere Motivation war es, einen Versuch zu realisieren, der einige wesentliche Methoden der modernen Atomphysik beinhaltet, wie sie in vielen Laboratorien weltweit - auch in unserem eigenen - angewendet werden. Als Lichtquelle kommt ein Diodenlaser zum Einsatz. Durch ihre außergewöhnlichen Eigenschaften haben Diodenlaser zu einer kleinen Revolution in der experimentellen Atomphysik geführt. Der erste Teil des Versuchs beschäftigt sich mit dem Kennenlernen dieser Eigenschaften. Im zweiten Teil macht man sich mit dem Resonator vertraut, den man bei den darauffolgenden Spektroskopieexperimenten als Frequenzlineal benutzt. Spektroskopiert wird atomares Cäsium, dessen Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes man direkt messen kann. Diese Aufspaltung definiert das Zeitnormal.

Jedem Versuchsteil ist ein Kapitel gewidmet. Darin wird zunächst die Theorie für das Experiment erklärt, danach der Aufbau des Experiments erläutert und schließlich die Anleitung für die Messung gegeben. In jedem Teil findet man **Testfragen und Aufgaben** in farbigen Boxen. Die Testfragen sind als Vorbereitung für das Experiment gedacht. Sie geben den Anstoß, sich schon vor dem Experiment zu überlegen, was bei der Messung erwartet wird. Die Aufgaben beschreiben, was beim Experimentieren gemessen werden soll. Möglichst schon während des Versuchs sind die Messungen auszuwerten und die Ergebnisse zu überprüfen. Mit dem digitalen Speicheroszilloskop ist die Bestimmung der Messwerte sehr bequem möglich. Am Ende der Kapitel findet man **Kurzerklärungen** mit Zusatzinformationen, die nicht unbedingt zur Durchführung des Experiments notwendig sind.

Negative wie positive Kritik am Versuch und an der Anleitung sind nicht nur willkommen, sondern werden von uns auch dringend benötigt, um unseren Beitrag zum Fortgeschrittenen-Praktikum den Erfordernissen anzupassen und laufend zu verbessern.

Viel Spaß beim Experimentieren!

Matthias Weidemüller
Anita Wollmann
Martin Zielonkowski
Annabelle Blum

überarbeitet von Jan Meier (Dez. 2006) und von Paul Birk (März 2020)

1 Laserspektroskopische Geräte

Die SI-Einheit der Zeit, die Sekunde, wird durch einen Elektronenübergang in Cäsium definiert. Um die Dauer einer Sekunde nachzumessen, wollen wir in diesem Versuch Cäsium spektroskopisch untersuchen. Für Spektroskopieexperimente brauchen wir eine Lichtquelle. Dafür ist ein Halbleiterlaser aufgrund seiner einfachen Handhabung bestens geeignet. Die Hauptanregung von Cäsium, die sog. D_2 -Linie, auf der die Definition der Sekunde basiert, liegt bei etwa 852 nm. Wir benutzen daher einen Diodenlaser, der diese Wellenlänge liefert. In diesem ersten Abschnitt wollen wir vorerst die Eigenschaften der Laserdiode und der zur Messung verwendeten Photodioden kennenlernen.

1.1 Experimenteller Aufbau

Der folgende Abschnitt beschreibt das Lasersystem, welches sich im schwarzen Kasten auf dem optischen Tisch befindet. Bitte den Kasten nicht öffnen oder verstellen! Weiterhin soll kurz auf die Steuerungselektronik und auf die optischen Elemente, welche man in vielen Laserlaboren finden kann, eingegangen werden. Am Ende des gesamten Kapitels sind wichtige Bauteile noch einmal übersichtlich in einer Kurzerklärung beschrieben. Die Funktionsweise eines Lasers wird in den meisten Atomphysikbüchern beschrieben. Informiere Dich auch über die Funktionsweise des Halbleiterlaser. Man findet dies z.B. in [1] Kapitel 21 „Laser“, [2] unter anderem Kapitel 14 „Halbleiterlaser“, [3] Abschnitt 10.3 „Maser und Laser“, [4] Abschnitt 5.6.1 „Halbleiterlaser“, [5] [6] Kapitel 8 „Laser“ und [7] Kapitel 7 „Laser“.

1.1.1 Das Lasersystem

Das Lasersystem, welches beim Versuch benutzt wird, ist in Abb. 1.1 skizziert. Es besteht aus einer Laserdiode, einem Kollimator, einem Prisma, einem optischen Isolator, einem $\lambda/2$ -Plättchen, einer Single-mode-Faser und einem Voltage Controlled Oscillator System (VCO-System). Das divergente Licht aus der Laserdiode wird durch einen Kollimator gebündelt. Um die elliptische Form des Strahls zu korrigieren, wird der Strahl in der horizontalen Achse durch ein Prisma komprimiert, bleibt aber in der vertikalen unverändert. Man erhält dadurch einen runden kollimierten Strahlquerschnitt. Anschließend durchläuft der Strahl einen optischen Isolator, der den Diodenlaser vor Reflexionen schützt. Die Funktionsweise des Isolators basiert

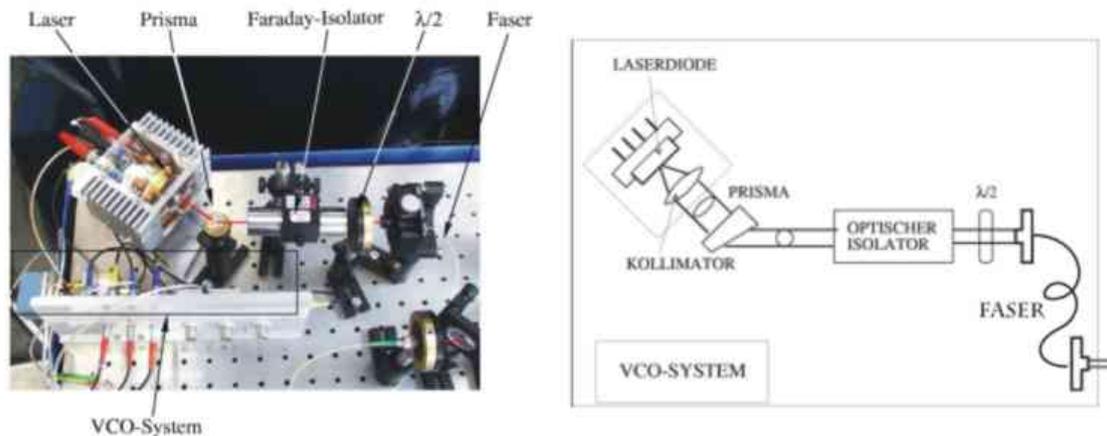


Abbildung 1.1: Der Aufbau des Lasersystems

auf dem Faraday-Effekt. Danach wird der Strahl in eine Single-mode-Faser eingekoppelt. Mit dem $\lambda/2$ -Plättchen lässt sich die in die Faser eingekoppelte Laserleistung einstellen.

1.1.2 Die Steuerungselektronik

Die **Stromversorgung der Laserdiode** besteht aus einer hochstabilen spannungsgeregelten Stromquelle, Abb. 1.2. Dieser Injektionsstrom ist über das Drehpotentiometer, „current adjust“, zwischen 0 und 40 mA einstellbar und kann auf einer Digitalanzeige abgelesen werden (die Minusanzeige beim Strom zeigt nur die Polarisierung an und kann ignoriert werden). Der Einschub hat einen Modulationseingang, „modulation in“, den man über einen Kippschalter, „on-off“, aktivieren und über den man den Strom modulieren kann.

Die **Temperaturregelung** hält über eine Spannung an einem Peltier-Element die Laserdiode auf eine vorgegebene Temperatur, Abb. 1.3. Dabei wird ein temperaturabhängiger Widerstand, ein Negative Temperature Coefficient Termistor (NTC), an der Laserdiode mit einem an der Elektronik einstellbaren Referenzwiderstand verglichen. Die Temperatur am Laser wird dabei so geregelt, dass der NTC-Widerstand und der einstellbare Referenzwiderstand gleich groß sind. Die Grobeinstellung des Referenzwiderstands erfolgt an einem Drehknopf und die Feineinstellung an einem Drehpotentiometer. Für den gesamten Versuch sollte die Grobeinstellung auf dem Wert 8 verbleiben. Die Abhängigkeit der Temperatur von der Feineinstellung kann man dann von Abb. 1.4 ablesen. Über den Modulationseingang, „MOD IN“, kann man die Temperatur mit einem Signal modulieren. Die Temperaturregelung ist jedoch träge und daher sollte man für die Temperaturmodulation niedrige Frequenzen unter einem Hertz wählen. Mit einem Drehpotentiometer lässt sich noch die Verstärkung der Modulation einstellen, sodass man mit dieser die Laser-Frequenz über eine Größenordnung von 10-100 GHz durchfahren kann. Der „ON/OFF“-Schalter schaltet an diesem Controller die gesamte Temperaturregelung ein und aus. Damit der Laser frequenzstabil bleibt, sollte die Temperaturregelung stets eingeschaltet

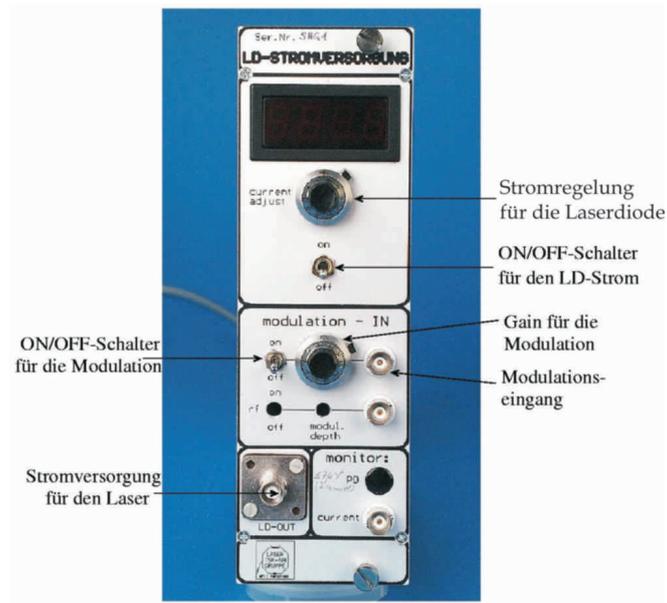


Abbildung 1.2: Die Stromversorgung der Laserdiode

bleiben.

1.1.3 Optische Elemente

Für die Experimente stehen verschiedene optische Instrumente zur Verfügung, Abb. 1.5, wie:

- Spiegel
- Abschwächer
- Strahlteiler
- $\lambda/2$ -Plättchen
- $\lambda/4$ -Plättchen
- Photodioden (PD)
- Polarisierender Strahlteiler (PBS)
- Linsen

Bitte geht mit den optischen Instrumenten sowie mit den Laserschutzbrillen sorgsam um.

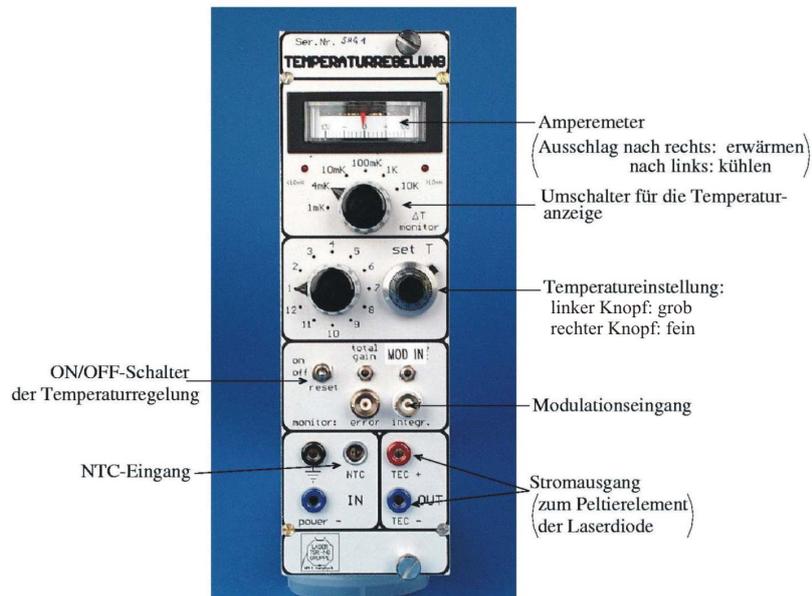


Abbildung 1.3: Temperaturregelung der Laserdiode

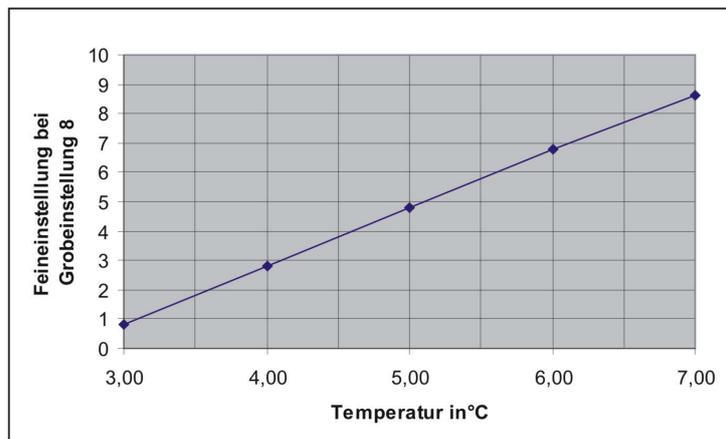


Abbildung 1.4: Temperatur gegen Feineinstellung bei Grobeinstellung 8 des Vergleichswiderstandes

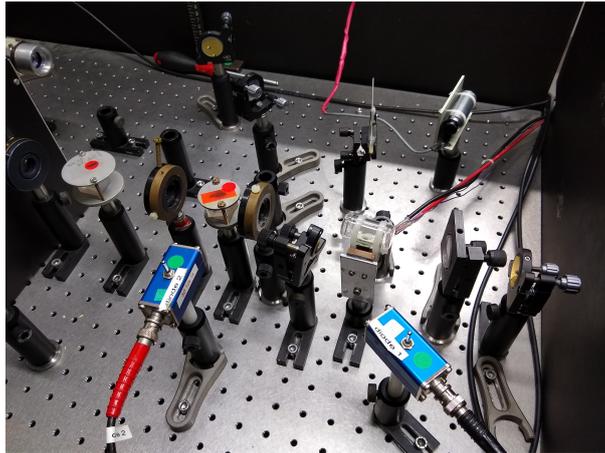


Abbildung 1.5: Die Optiken

Berührt daher **nie**, weder mit den Händen noch mit einem Werkzeug, die Oberfläche der Optiken. Weiterhin sollten alle optischen Elemente auf dem optischem Tisch mit einer Klemme und einer Schraube festgezogen werden. Das Tragen der Laserschutzbrille ist zur eigenen Sicherheit vorgeschrieben.

Testfragen: *Der Laser*

- Was versteht man unter induzierter Emission?
- Welche Bedingungen müssen erfüllt sein, um einen Laser zu realisieren?
- Ist Lasertätigkeit mit einem Zwei-Niveau-Atom möglich?
- Wie funktioniert ein Halbleiterlaser?
- Was ist die Laserschwelle?
- Wie kann man die Frequenz eines Lasers variieren?
- In welchem Bereich des elektromagnetischen Spektrums liegt die hier verwendete Laserfrequenz?

1.2 Durchführung

Hinter dem Lasersystem stehen ein $\lambda/2$ -Plättchen und ein PBS, welche wir hier als „variable Strahlweiche“ benutzen. Das Lasersystem liefert linear polarisiertes Licht. Über das $\lambda/2$ -Plättchen kann man die Polarisationsrichtung des Lichtes drehen. Der PBS lässt Licht mit horizontaler Polarisationsrichtung durch, während er dazu senkrechte Komponenten zur Seite

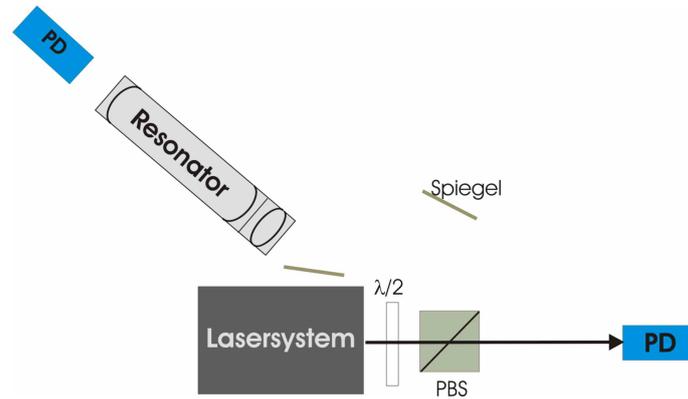


Abbildung 1.6: Versuchsaufbau für die erste Messung mit der Photodiode

spiegelt. Stellt das $\lambda/2$ -Plättchen so ein, dass die maximale Intensität durch den PBS transmittiert wird, Abb. 1.6. Den Resonator verwenden wir in diesem Versuchsteil noch nicht, er benötigt deshalb auch keine Leistung.

Aufgaben: *Der Laser*

- Bestimme die Laserschwelle, Abschnitt 1.2.1
- Mach dich mit den Eigenschaften der Photodiode vertraut, Abschnitt 1.2.2:
 - Mit welchem Widerstand an den Photodioden ist man am sensitivsten für kleine Laserleistungen?
 - Welcher Widerstand führt schnell zur Sättigung der Photodioden?
 - Bestimme die Maximalleitung der Photodiodenschaltkreises $P_{PD_{max}}$.
- Bestimme die Laserleistung in Abhängigkeit des Laserstroms $\frac{\Delta P_L}{\Delta I_L}$, Abschnitt 1.2.3.
- Wie ändert sich die Laserleistung mit der Temperatur, Abschnitt 1.2.4?

1.2.1 Laserschwelle bestimmen

Ab welcher Stromstärke fängt die Laserdiode an zu „lasen“? Da wir das Laserlicht nicht direkt sehen können, es ist infrarot, brauchen wir Sensoren um es nachzuweisen. Dazu steht eine IR-Karte zur Verfügung oder man kann Reflexionen von infrarotem (und sichtbarem) Licht auch mit der Kamera auf dem Monitor abbilden. Die Kamera eignet sich deshalb gut zum Justieren des Strahls z. B. auf eine Photodiode.

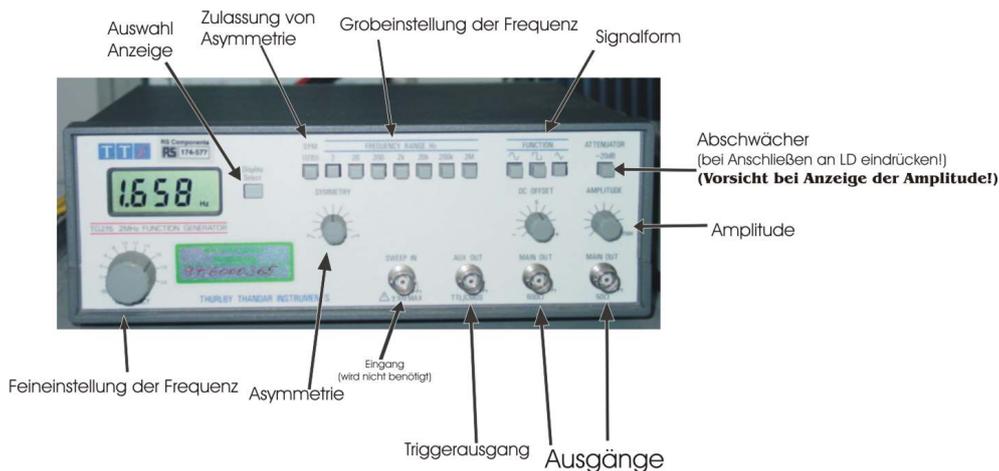


Abbildung 1.7: Der Frequenzgenerator

1.2.2 Eigenschaften der Photodioden

Messe die Photodiodespannung in Abhängigkeit des Laserstroms für die vier möglichen Widerstände der passiven Photodioden. Dafür gibt es verschiedene Möglichkeiten: Bei der einfacheren verändert man den Laserdiodenstrom manuell und liest die entsprechenden U_{PD} -Werte an einem Oszilloskop ab. Man kann jedoch eleganter den Laserstrom verändern, indem man ihm mit dem Frequenzgenerator eine Rampe aufmoduliert, Abb. 1.7. Bei dieser Methode kann man allerdings die Stromstärke nicht an der trägen Digitalanzeige der LD-Stromversorgung ablesen, Abb. 1.2. Daher ist der Laserdiodenstrom über die Modulationsspannung als Umrechnungsfaktor zu bestimmen. Verlaufen Strom und Spannung linear? Aus der Sättigungsspannung der Photodiode kann man die Maximalleistung der Photodiode ausrechnen.

1.2.3 Laserleistung zum Laserstrom

Aus der Photodiodespannung gegen Laserstrom kann man $\frac{\Delta I_{PD}}{\Delta I_L}$ ermitteln. Mit der Empfindlichkeit der Photodiode in Abb. 1.8 lässt sich dann $\frac{\Delta P_L}{\Delta I_L}$ bestimmen.

1.2.4 Laserleistung zur Lasertemperatur

Wie ändert sich die Laserleistung mit der Temperatur? Variiere die Temperatur mit Hilfe des Drehpotentiometers (Abb. 1.3) und beschreibe das Photodiodesignal.

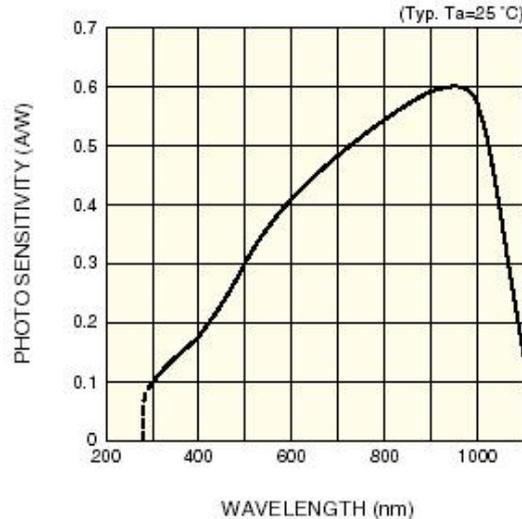


Abbildung 1.8: Photodiodenempfindlichkeit

Begriffserklärungen

$\lambda/2$ -Plättchen Ein $\lambda/2$ -Plättchen ist ein optisches Element, mit dem man die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht drehen kann. Die Funktionsweise beruht auf dem Effekt der Doppelbrechung. Angenommen, man strahlt mit linear polarisiertem Licht auf ein $\lambda/2$ -Plättchen unter dem Winkel ϕ zur optischen Achse des $\lambda/2$ -Plättchens. Dann ist das Licht nach dem Plättchen um ϕ gedreht, d. h. erscheint unter einem Winkel von 2ϕ bezüglich der optischen Achse des $\lambda/2$ -Plättchens. Der Grund hierfür ist die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Komponente, die parallel zur optischen Achse polarisiert ist, und der Komponente senkrecht dazu. Bei einem $\lambda/2$ -Plättchen ist der Phasenunterschied zwischen diesen beiden Komponenten π .

$\lambda/4$ -Plättchen Mit einem $\lambda/4$ -Plättchen kann man aus linear polarisiertem Licht elliptisches machen und umgekehrt. Die relative Phasenverschiebung zwischen der orthogonalen und parallelen Komponente bezüglich der optischen Achse des $\lambda/4$ -Plättchens ist $\pi/2$. Wenn man mit linear polarisiertem Licht unter 45° zur optischen Achse des $\lambda/4$ -Plättchens auf das $\lambda/4$ -Plättchen strahlt, erhält man hinter dem Plättchen genau zirkular polarisiertes Licht.

PBS Ein polarisierender Strahlteiler (Polarizing Beam Splitter (PBS)) besteht aus zwei Glasprismen, die über eine dielektrische Schicht miteinander verbunden sind. Der PBS lässt Licht der horizontalen Polarisationsrichtung durch, während er dazu senkrechte Komponenten zur Seite spiegelt.

Faraday-Effekt Darunter versteht man die Drehung der Polarisations Ebene von linear polarisiertem Licht durch ein homogenes Magnetfeld. Optisch aktive Substanzen drehen die

Polarisationsrichtung, wenn sie parallel zum Ausbreitungsvektor \vec{k} von einem Magnetfeld (bzw. einer Magnetfeldkomponente) \vec{H} durchsetzt werden. Für den Drehwinkel α gilt: $\alpha = V l H$, wobei l die durchstrahlte Schichtdicke und V die **Verdetsche Konstante** ist, ein von der Wellenlänge abhängiger Materialparameter. Der Drehwinkel wechselt das Vorzeichen, wenn das Magnetfeld umgepolt wird.

Optischer Isolator Der optische Isolator setzt sich aus einem Polarisator, einem Faraday-Dreher (siehe Faraday-Effekt) und einem Analysator zusammen, Abb. 1.9. Die vom Polarisator vorgegebene Polarisations Ebene wird durch den Faraday-Dreher vom Polarisator aus gesehen um 45° gegen den Uhrzeigersinn gedreht und durchläuft den Analysator ohne Verluste. Rückreflexe hingegen werden erst vom Analysator polarisiert, durchlaufen den Faraday-Dreher und werden im gleichen Drehsinn vom Polarisator aus gesehen wieder um 45° gedreht, d. h. die Polarisations Ebene der Rückreflexe ist um 90° gegenüber der Durchlassrichtung des Polarisators gedreht. Der rücklaufende Strahl wird daher ausgelöscht.

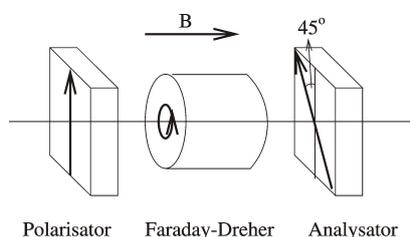


Abbildung 1.9: Optischer Isolator

Single-Mode-Faser Ein Lichtwellenleiter besteht aus einem Kern mit Brechungsindex n_1 und einem Mantel mit Brechungsindex $n_2 < n_1$, Abb. 1.10. Das Prinzip der Faser beruht auf der Totalreflexion von Licht an dem Mantel. Bei der Single-mode-Faser hat der Kern einen Durchmesser von einigen μm , so dass sich nur Licht einer transversalen Mode effizient ausbreiten kann.

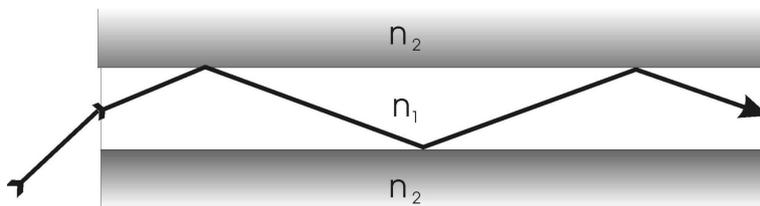


Abbildung 1.10: Aufbau eines Wellenleiters

2 Resonator

In diesem Versuch möchte man Cäsium spektroskopisch untersuchen. Dafür gibt es im Allgemeinen mehrere Möglichkeiten. Hier werden wir die Laserfrequenz durchfahren und untersuchen wie sich die Absorption des Cäsiums verhält. Um bei einem solchen Scan die momentane Laserfrequenz zu kennen, verwenden wir einen Resonator als Frequenzlineal. Dafür müssen wir uns zunächst mit dessen Eigenschaften vertraut machen. Weiterhin muss dieser kalibriert werden, welches sich mit Hilfe einer Frequenzmodulation des Laserstroms einer bekannten Modulationsfrequenz erreichen lässt.

2.1 Physik des Resonators

Ein **Spiegel-Resonator** (im Englischen: „cavity“) besteht aus zwei auf der optischen Achse liegenden teildurchlässigen Spiegeln S_1 und S_2 im Abstand L . Koppelt man einen Lichtstrahl ein, so kommt es zu konstruktiver Interferenz, wenn der Gangunterschied zwischen hin- und rücklaufendem Strahl ein Vielfaches der Wellenlänge λ ist. Ein Resonator heißt *optisch-stabil*, wenn ein paraxialer Lichtstrahl im Resonator auch nach vielen Reflexionen an den Spiegeln den Resonator nicht verlässt. Wir verwenden in diesem Versuch einen **konfokalen Resonator**, weil er auch bei kleinen Längenänderung stabil bleibt, Abb. 2.1. Die Krümmungsradien R_1 und R_2 der beiden Spiegel entsprechen dann genau der Länge L des Resonators: $R_1 = R_2 = L$. Der Gangunterschied zwischen durchlaufendem und reflektiertem Strahl ist beim konfokalen Resonator $4L$. Es gilt für konstruktive Interferenz somit:

$$4L = m\lambda \quad \text{mit } m \in \mathbb{N}. \quad (2.1)$$

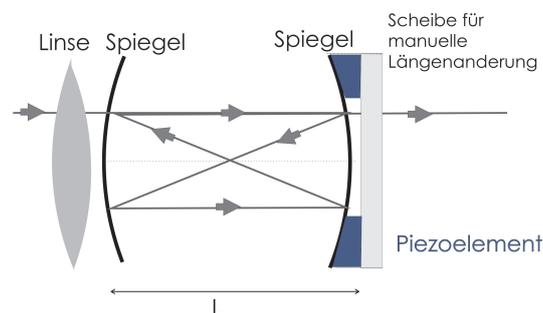


Abbildung 2.1: Konfokaler Resonator mit Lichtweg

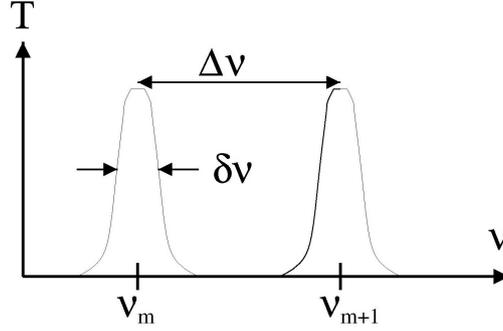


Abbildung 2.2: Freier Spektralbereich $\Delta\nu$ und Halbwertsbreite $\delta\nu$

Mit $\lambda = \frac{c}{\nu n}$ führt das zu den vom Resonator durchlässigen Lichtfrequenzen ν_m von:

$$\nu_m = m \cdot \frac{c}{4Ln}, \quad (2.2)$$

wobei n der Brechungsindex und c die Lichtgeschwindigkeit sind. Der Abstand zweier Transmissionslinien heißt **freier Spektralbereich** $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ und beträgt:

$$\Delta\nu_{\text{FSR}} = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{4Ln}. \quad (2.3)$$

Diese Transmissionslinien haben aufgrund von Beugungsverlusten und Auskopplungen eine endliche **Halbwertsbreite** $\delta\nu$, Abb. 2.2. Die **Finesse** F des Resonators ist ein Maß für die Anzahl der Umläufe eines Photons im Resonator und wird über den Quotienten von freiem Spektralbereich und Halbwertsbreite berechnet:

$$F = \frac{\Delta\nu_{\text{FSR}}}{\delta\nu} \quad (2.4)$$

Mehr Informationen zu Resonatoren findet man in [7] Abschnitt 5.4 „Fabry-Perot-Interferometer“ und Abschnitt 5.5 „Optische Resonatoren“ und in [4] Abschnitt 5.2 „Optische Resonatoren“.

2.2 Frequenzmodulation der Laserdiode

Die elektrische Feldstärke der Laserdiode lässt sich durch

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \cos(\omega t) \\ &= \frac{E_0}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \\ &= \frac{E_0}{2} e^{i\varphi(t)} + c.c. \quad (c.c. = \text{komplex konjugiert}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit der momentanen Phase $\varphi(t) = \omega t$ und Feldstärke E_0 beschreiben. Die Kreisfrequenz ω ist zum Laserpumpstrom I proportional. Moduliert man nun diesen Strom periodisch mit der Modulationsfrequenz ω_M :

$$I(t) = I_0 + I_M \cos \omega_M t, \quad (2.6)$$

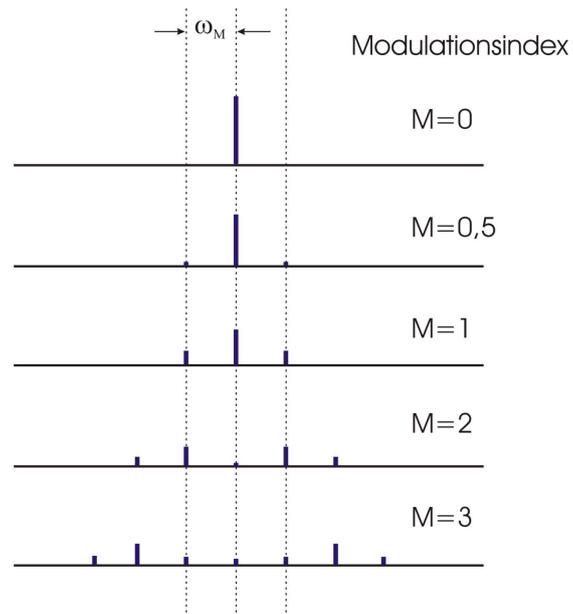


Abbildung 2.3: Schema des FM-Spektrums bei konstanter Modulationsfrequenz und wachsendem Modulationsindex

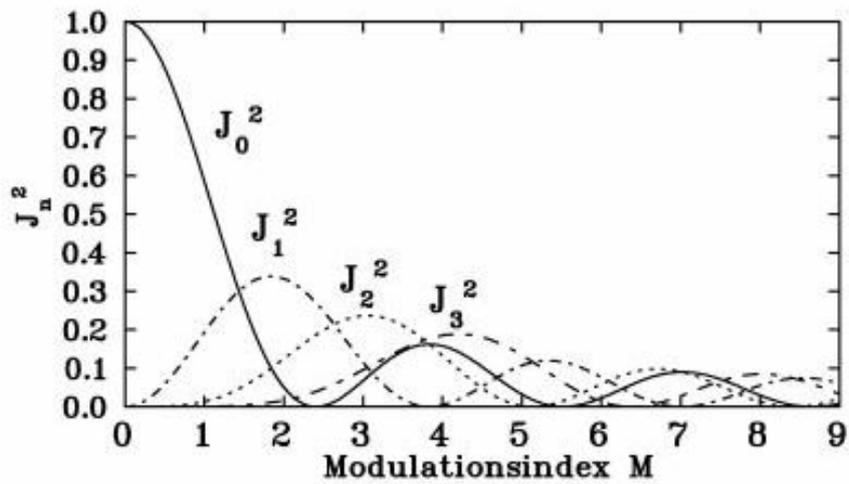


Abbildung 2.4: Intensitäten der Besselfunktionen

so bewirkt dies eine Frequenzmodulation des Diodenlasers:

$$\begin{aligned}\omega(t) &= \alpha I_0 + \alpha I_M \cos \omega_M t \\ &= \omega_0 + \beta \cos \omega_M t,\end{aligned}\tag{2.7}$$

wobei β Frequenzhub heißt. Um das elektrische Feld in der Zeit zu beschreiben, benötigt man die momentane Phase, die jetzt mit einem Integral zu berechnen ist:

$$\varphi(t) = \int \omega(t) dt \tag{2.8}$$

$$= \omega_0 t + \frac{\beta}{\omega_M} \sin \omega_M t + \varphi_0 \tag{2.9}$$

$$= \omega_0 t + M \sin \omega_M t + \varphi_0. \tag{2.10}$$

Wir nennen die dimensionslose Größe $M = \frac{\beta}{\omega_M} = \frac{\alpha I_M}{\omega_M}$ den Modulationsindex. Daraus ergibt sich bei Weglassen der konstanten Phase:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{i(\omega_0 t + M \sin \omega_M t)} + c.c. \tag{2.11}$$

Es gilt allgemein:

$$e^{iM \sin \omega_M t} = \sum_{n \in \mathbb{Z}} J_n(M) e^{in\omega_M t}, \tag{2.12}$$

wobei J_n die n -te Besselfunktion ist. Man kann also schreiben:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{i\omega_0 t} \cdot \sum_{n \in \mathbb{Z}} J_n(M) e^{in\omega_M t} + c.c. \tag{2.13}$$

Das elektrische Feld setzt sich also spektral aus Komponenten $\omega_0 \pm n\omega_M$ zusammen. Man nennt J_0 den Träger und J_n das Seitenband n -ter Ordnung. Ein Schema des zu erwarteten Spektrums für verschiedene Modulationsindizes ist in Abb. 2.3 gezeichnet. Wir messen nur die Intensitäten der einzelnen Frequenzkomponenten, welche zu J_n^2 proportional sind und in Abb. 2.4 aufgetragen sind.

Testfragen: *Der Resonator*

- Wieso braucht man zwei Spiegel, um den Resonator einzukoppeln? Stichwort: "Beam walk"
- Warum sollte bei einem Resonator die Finesse möglichst groß sein?
- Welche Wellenlängenänderung ergibt sich aus einer Frequenzänderung von 9,2 GHz?

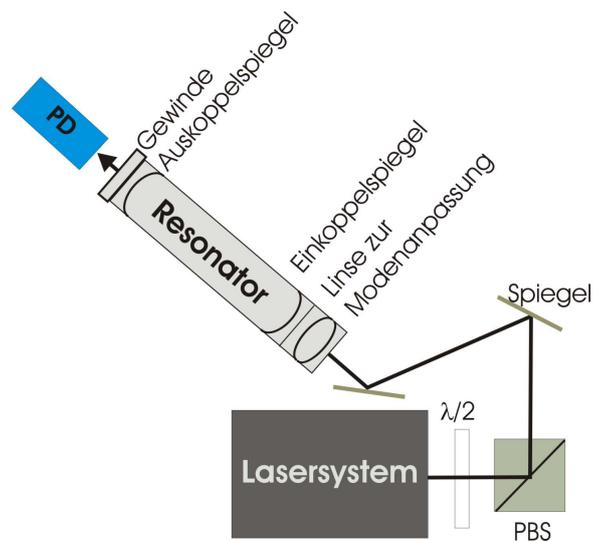


Abbildung 2.5: Aufbau für die Resonatorexperimente.

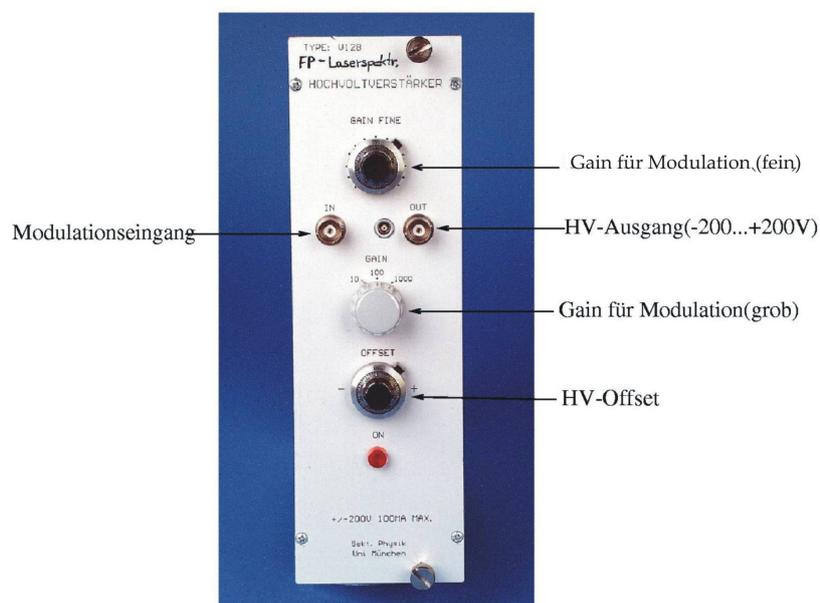


Abbildung 2.6: Hochvoltverstärker

2.3 Aufbau

Der Strahl sollte schon in den Resonator eingekoppelt sein, wie Abb. 2.5 zeigt. Man sieht aus dem Resonator nur Licht wenn dieser resonant zur Laserfrequenz ist. In den Versuchsteilen wird daher entweder die Frequenz des Lasers oder die Resonatorlänge geändert. Für diesen Versuchsteil benötigen wir maximale Strahlausbeute zum Resonator. Dreht daher das $\lambda/2$ Plättchen so, dass die maximale Intensität zum Resonator gelenkt wird und setzt den Laserstrom auf einen hohen Wert, z.B. -40 mA.

An einem Spiegel des Resonators ist ein Piezo-Element befestigt, über das man die Länge L des Resonators verändert. Die Länge des Piezo-Elements ist der anliegenden Spannung proportional. Der Piezo darf nur mit positiver Spannung betrieben werden, damit seine Polarität erhalten bleibt. Der Hochvoltverstärker (Abb. 2.6) liefert diese Spannung (**Vorsicht Hochspannung!**). Über ein „offset“-Drehpotentiometer wird die Spannung auf ca. $+80$ V eingestellt (Einstellung 8). Damit stellt man sicher, dass sie auch bei aufmodulierter Spannung nicht negativ wird. Man moduliert der Ausgangsspannung des Hochvoltverstärkers über den Frequenzgenerator eine Rampe auf (HV IN), um diese Spannung kontinuierlich und periodisch durchfahren zu können. Das Piezo-Element ist natürlich etwas träge und kann zu schnellen Spannungsänderungen nicht folgen. Daher sollte die Frequenz des aufmodulierten Signals kleiner als 100 Hz sein. Diese Hochvoltspannung (HV OUT) sollte an das Piezo-Element im Resonator angeschlossen sein. Die Amplitude des aufmodulierten Signals am Frequenzgenerator oder dem Gain am Hochvoltverstärker ist so einzustellen, dass etwa drei Transmissionspeaks im Oszillogramm zu sehen sind.

Die Laserfrequenz moduliert man mit Hilfe eines Voltage Controlled Oscillators (VCO). Dieser beinhaltet einen spannungsgeregelten Oszillator und einen Abschwächer im RF-Einschub. Dieser ist bereits über das Rack mit einer Gleichspannung verbunden, welche die Frequenz des VCOs bestimmt. Man kann über das Drehpotentiometer „VCO Tune“ diese Spannung und somit auch die Frequenz des VCOs verändern. Der Ausgang „LO AUX“ des VCOs ist ein Referenzsignal, das man abgreifen und an den Frequenzanalyser anschließen kann. Die Ausgangsleistung des VCOs wird über einen Abschwächer im Einschub mit dem Drehpotentiometer „RF Adj“ eingestellt, siehe Abb. 2.7. Man kann den VCO nicht völlig abschalten, nur die Amplitude verringern .

Einstellungen: *Der Resonator*

- $\lambda/2$ Plättchen drehen bis die maximale Laserleistung in den Resonator geht.
- Laserstrom auf -40 mA,
- Offset des Hochvoltverstärkers auf Stellung 8,
- Modulationfrequenz auf 100 Hz stellen.

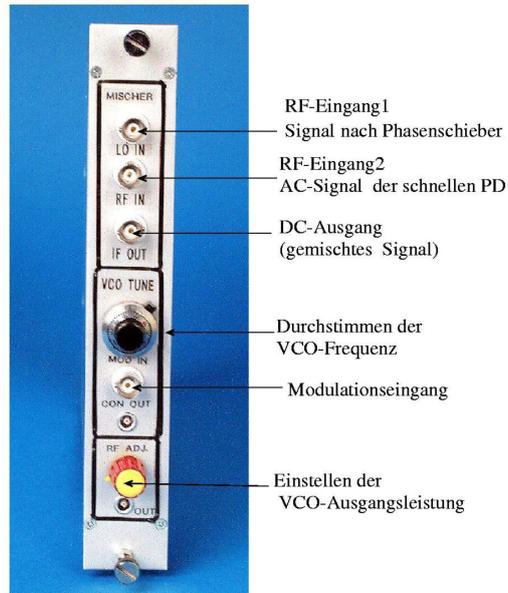


Abbildung 2.7: RF-Einschub

2.4 Durchführung

Aufgaben: *Der Resonator*

1. Bestimme
 - den freien Spektralbereich $\Delta\nu_{\text{FSR}}$,
 - die Länge des Resonators,
 - die Halbwertsbreite $\delta\nu$ als Funktion des Laserstroms,
 - die Finesse F des Resonators, Abschnitt 2.4.1.
2. Miss die Laserfrequenz in Abhängigkeit vom Laserdiodenstrom und der Temperatur, Abschnitt 2.4.2.
3. Charakterisiere die Frequenzmodulation, Abschnitt 2.4.3.

2.4.1 Freier Spektralbereich, Halbwertsbreite, Finesse

Um den freien Spektralbereich bestimmen zu können, muss man das Transmissionsbild am Oszilloskop kalibrieren. Das gelingt mit Hilfe einer Referenzfrequenz. Hierbei wird dem Laserstrom eine Radiofrequenz, etwa 75 MHz, aufmoduliert, sodass zusätzlich zu den Haupttransmissionspeaks Seitenbänder entstehen. Der Abstand zwischen den Hauptpeaks und dem n-tem Seitenband entspricht dann der n-fachen Modulationsfrequenz, siehe Abschnitt 2.2. Erhöhe

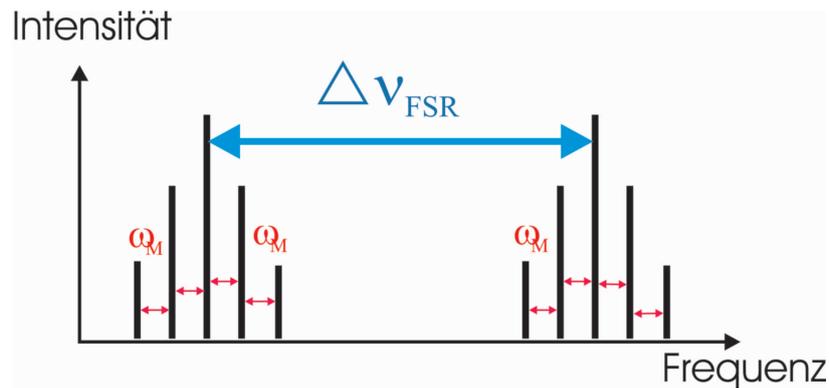


Abbildung 2.8: Transmissionspeaks mit FM-Modulation

mit „RF-Adj“ am RF-Einschub die Leistung des VCO und beobachte am Signal der hinter dem Resonator stehenden Photodiode die Entstehung der Seitenbänder. Ein Bildbeispiel der Transmissionspeaks ist in Abb. 2.8 skizziert. Nach der Eichung sollte man die Amplitude oder die Frequenz am Hochvoltverstärker nicht mehr verändern. Nun kann man den freien Spektralbereich, die Länge des Resonators, die laserstromabhängige Halbwertsbreite und Finesse bestimmen. Den freien Spektralbereich benutzen wir dann in den weiteren Versuchsteilen als Frequenzlineal. Da die Finesse und damit die Genauigkeit dieses Frequenzlineals vom Laserstrom abhängig ist, sollte man für die weiteren Messungen möglichst den Laserstrom wählen, der die genauesten Ergebnisse liefert. Um die Messung der Finesse nicht durch eine übersättigte Photodiode zu verschlechtern, ist es wichtig darauf zu achten, dass der richtige Widerstand verwendet wird.

2.4.2 Strom- und Temperatur-Frequenz-Charakteristik

Strom-Frequenz-Charakteristik:

Wir benutzen nun den Resonator als Spektralanalysator und lassen daher dessen Länge konstant. Verändert man den Strom manuell um ΔI , so kommt es zu einer Frequenzänderung von $\Delta \nu$ des Lasers. Diese kann man messen, indem man die Transmissionspeaks abzählt, die eine markierte Stelle passieren. Sind es r Linien, so ist die Frequenzdifferenz $\Delta \nu = r \cdot \Delta \nu_{FSR}$. Eleganter ist natürlich, den Strom nicht von Hand zu verändern, sondern ihn zu modulieren und die Transmissionspeaks und die Modulation mithilfe des Oszilloskops auszumessen. Zu bestimmen ist nun $\frac{\Delta \nu}{\Delta I}$. Um wie viel kann man die Laserfrequenz maximal mit dem Strom verändern?

Temperatur-Frequenz-Charakteristik:

Nun wollen wir noch wissen, um wieviel man die Frequenz mit der Temperatur verändern kann. Die Temperaturregung der Laserdiode wird in Abschnitt 1.1.2 beschrieben. Man kennt die Abhängigkeit des NTC-Widerstands von der Temperatur, siehe Abb. 1.4, und kann damit die Temperaturabhängigkeit der Laserfrequenz über den freien Spektralbereich des Resonators bestimmen. Nun kann man wieder den Widerstand per Hand am Potentiometerdrehknopf

		Max		Min		Max	Min	Max	Min	Max
J_0^2	1.	0 (1)		2.41	4.	3.83 (0.162)	5.52	7.02 (0.090)	8.65	10.17 (0.062)
J_1^2	2.	1.84 (0.339)	4.	3.83	...	5.33 (0.120)	7.02	8.54 (0.075)	10.17	
J_2^2	3.	3.05 (0.237)	...	5.14		6.70 (0.089)	8.42	9.97 (0.065)		
J_3^2	5.	4.20 (0.189)		6.38		8.02 (0.085)	9.76			
J_4^2		5.32 (0.160)		7.59		9.28 (0.08)				
J_5^2		6.41 (0.140)		8.77						

Tabelle 2.1: Modulationsindizes für die Minima und Maxima der Intensitäten der Besselfunktionen bis zur 5-ten Ordnung. In Klammern stehen die jeweiligen Amplituden, vgl. Abb. 2.4.

(zur Temperaturfeineinstellung) ändern und damit die Temperatur der Laserdiode. Die elegantere Möglichkeit ist wieder das Aufmodulieren einer Spannung. Hierbei entspricht eine Spannungsänderung von $\Delta U = 10V$ einer Temperaturänderung von $\Delta T = -0,39K$. Die Modulation sollte langsam erfolgen, damit die Temperaturregelung den Änderungen folgen kann. Dies ist gegeben wenn die Nadel zu Darstellung der Temperaturabweichung nicht sonderlich ausschlägt. Bestimmt nun $\frac{\Delta \nu}{\Delta T}$. Um wieviel lässt sich die Laserfrequenz mit der Temperatur verändern?

2.4.3 Charakterisierung der Frequenzmodulation

Zur Charakterisierung der Frequenzmodulation misst man die relativen Intensitäten des Trägers und der Seitenbänder in Abhängigkeit des Modulationsindex M , siehe Abschnitt 2.2. Stell die Amplitude des Modulationsfrequenz am Hochvoltverstärker so ein, dass man nur ein Transmissionssignal am Oszilloskop beobachtet. An dieser Einstellung darf dann während dieser Messung nichts verändert werden. Der Modulationsindex M ist zur Amplitude des VCOs proportional. Ist die Amplitude des VCOs ganz auf Null gedreht, so sieht man einen Peak (man befindet sich beim 1. Maximum der 0. Besselfunktion). Wenn man nun die Amplitude langsam vergrößert, so treten die ersten Seitenbänder hervor und der Peak 0. Ordnung wird kleiner. Der Träger ($n = 0$) hat sein erstes Maximum bei $M = 0$, sein 1. Minimum bei $M = 2,405$, usw. In Tabelle 2.1 sind die Modulationsindizes für die Minima und Maxima der Intensität der Besselfunktionen angegeben. Vergleiche die relativen Amplituden der jeweiligen Peaks an den ersten 5 Maximalen des Trägers oder der Seitenbänder mit den theoretischen Werten in Klammern aus Tabelle 2.1.

3 Laserspektroskopie mit Dopplerverbreiterung

Viele Eigenschaften von Atomen und Molekülen werden durch spektroskopische Messungen ermittelt. Die Wellenlänge der emittierten oder absorbierten Strahlung gibt Aufschluss über die Energie und die Intensität über die Kopplungsstärke der verschiedenen Zustände. Über die Linienbreite kann man die Lebensdauer angeregter Zustände bestimmen. Die Hyperfeinaufspaltung gibt Information über die Wechselwirkung zwischen dem Atomkern und den Hüllenelektronen. In diesem Versuch macht man sich einige dieser Eigenschaften zunutze um Cäsium (Cs) genauer zu untersuchen.

3.1 Cäsium und seine energetische Aufspaltung

Die Grundlagen zu diesem Abschnitt sind ausführlich in [1], [3] und jedem anderen Atomphysik-Buch zu finden. Hier sind nur die wichtigsten Punkte am Beispiel von Cs erläutert. Literatur zur Linienverbreiterung ist z. B. zu finden in: [6] Abschnitt 7.4 und [7] Abschnitt 11.3.

3.1.1 Feinstruktur und Hyperfeinstruktur von Cäsium

Cäsium ist ein Alkalimetall und hat ein Valenzelektron in der P -Schale mit Hauptquantenzahl $n = 6$. Der Grundzustand-Spin ist $S = 1/2$. Aufgrund der magnetischen Wechselwirkung zwischen Elektronenbewegung und Elektronenspin werden die Energieniveaus in die **Feinstruktur** (FS) aufgespalten. Es spalten nur Zustände mit $L \geq 1$ in $|L - S| \leq J \leq |L + S|$ Unterzustände auf. Cs hat daher den Grundzustand $6^2S_{1/2}$ (in der spektroskopischen Notation $n^{2S+1}L_J$) und die ersten angeregten Zustände zerfallen wegen der Feinstruktur in die Unterzustände $6^2P_{1/2}$ und $6^2P_{3/2}$. Dipolübergänge (die stark dominierenden Übergänge) sind nur dann erlaubt, wenn der Bahndrehimpuls sich um eins ändert ($\Delta L = \pm 1$). Daher beobachtet man zwischen Grundzustand und den ersten angeregten Zuständen nur die Übergänge $6^2S_{1/2} \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}$ (D_1 -Linie) und $6^2S_{1/2} \longleftrightarrow 6^2P_{3/2}$ (D_2 -Linie). Hier regen wir mit unserer Laserdiode mit der Wellenlänge $\lambda = 852 \text{ nm}$ nur die D_2 -Linie an.

Koppelt der Kernspin I (bei Cs $I = 7/2$) mit dem Gesamtdrehimpuls J des Elektrons, so

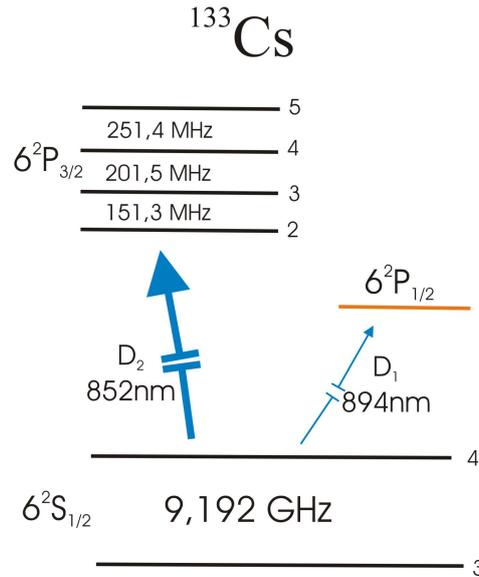


Abbildung 3.1: Termschema von ^{133}Cs mit allen FS- und HFS-Komponenten

findet man eine zusätzliche Aufspaltung, die man **Hyperfeinstruktur** (HFS) nennt. Die HFS ist durch den Gesamtdrehimpuls $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ charakterisiert. Die Niveaus spalten in $|I - J| \leq F \leq |I + J|$ Unterzustände auf. Für Dipoleübergänge gilt die Auswahlregel $\Delta F = 0, \pm 1$. Die Grundzustand-Hyperfeinstrukturaufspaltung $6^2S_{1/2} F = 3 \leftrightarrow F = 4$ definiert mit $9,192\text{ GHz}$ den Zeitstandard. Die von der 13. Generalkonferenz für Maß und Gewicht 1967 beschlossene und noch heute gültige Definition der SI-Sekunde lautet in der deutschen Übersetzung:

„Die Sekunde ist das $9\,192\,631\,770$ -fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs entsprechenden Strahlung.“

Im November 2018 beschloss die 26. Generalkonferenz für Maß und Gewicht eine grundlegende Revision der SI-Einheiten, die nun durch Naturkonstanten definiert werden. Die Definition der Sekunde bleibt wie 1967 beschlossen jedoch weiterhin an dem Übergang des Cäsium Atoms gebunden. Für eine Atomuhr wird Atomstrahl-Resonanz angewendet, um die Übergänge zwischen den Hyperfeinniveaus des Grundzustandes direkt anregen zu können, siehe [1].

3.1.2 Linienbreiten

Die **natürliche Linienbreite** hängt von der mittleren Lebensdauer τ des Anregungszustandes des Atoms ab. Es gilt:

$$\Delta\nu_N = \frac{\Delta E}{h} = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (3.1)$$

Cs hat eine Lebensdauer von $\tau = 30$ ns und demnach beträgt die natürliche Linienbreite der Cs-Linien $\Delta\nu_N = 5,3$ MHz. Doch aufgrund der thermischen Bewegung sind die Spektrallinien **dopplerverbreitert**. Die Geschwindigkeiten der Atome werden über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $v_w = \sqrt{2k_B T/m}$ beschrieben. Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome bei der Temperatur T beträgt:

$$\nu_D(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_w} e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2}. \quad (3.2)$$

Die volle Halbwertsbreite der Spektrallinie folgt nach kurzer Rechnung dann zu:

$$\Delta\nu_D = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}. \quad (3.3)$$

Literaturhinweise zur Linienverbreiterung sind z. B. in [6] Abschnitt 7.4 oder [7] Abschnitt 11.3 zu finden.

3.1.3 Absorptionsquerschnitt

Für eine gegebene Teilchendichte n kann man den Absorptionsquerschnitt aus dem Lambert-Beer'schen Gesetz bestimmen. Dieses lautet für einfallende Laserintensität $I(0)$:

$$I(d) = I(0)e^{-n\sigma d}, \quad (3.4)$$

wobei d die Schichtdicke (für die Cs-Zelle $d = 4$ cm) und σ der Absorptionsquerschnitt ist. Bei einem Zwei-Niveau-System kann man den Absorptionsquerschnitt näherungsweise wie folgt angeben:

$$\sigma_0 \simeq \frac{\lambda^2}{2\pi}. \quad (3.5)$$

Diese Formel gilt allerdings nur wenn alle Atome Licht mit derselben Frequenz sehen, was aufgrund des Dopplereffekts nicht gegeben ist. Um Letzteres abzumildern kann man daher σ_0 noch mit einem Faktor (< 1) multiplizieren. Diesen Faktor kann man durch $\frac{\Delta\nu_{\text{nat}}}{\Delta\nu_{\text{dop}}}$ annähern. Man erhält:

$$\sigma \simeq \sigma_0 \frac{\Delta\nu_{\text{nat}}}{\Delta\nu_{\text{dop}}} \simeq \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\Delta\nu_{\text{nat}}}{\Delta\nu_{\text{dop}}}. \quad (3.6)$$

Die Teilchendichte des Cäsiums lässt sich über den Dampfdruck und die allgemeine Gasgleichung bestimmen. Der Dampfdruck von Cs bei 25°C beträgt $P_V = 1,3 \cdot 10^{-6}$ torr (1 torr = 1,33322 mbar).

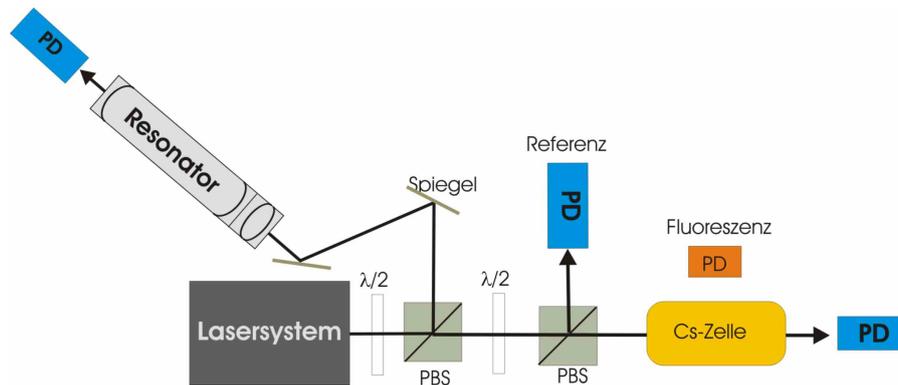


Abbildung 3.2: Aufbau für die Dopplerspektroskopie. PBS: Polarising Beam Splitter, PD: Photodiode

Testfragen: *Dopplerverbreiterte Laserspektroskopie*

- Warum ist der Übergang von $6^2P_{3/2} \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}$ nicht erlaubt?
- Welche Arten von Linienbreiten gibt es bei Übergängen zwischen Energieniveaus? Welche dominiert bei Cs-Dampf bei Zimmertemperatur?
- Welche Dopplerbreite erwartet man für die D_2 -Linie bei 18°C ($\lambda \approx 852\text{ nm}$, $m(\text{Cs}) = 132,9\text{ u}$)?
- Wie sieht erwartungsgemäß das Absorptionsspektrum in der Nähe der Wellenlänge 852 nm aus?

3.2 Aufbau

Das Ziel dieses Versuches ist, die Absorptionslinien von Cs zu untersuchen und damit die Dauer der Sekunde zu messen. Dabei wird der Resonator als Frequenzlineal benutzt. Da in diesem Teil die Laserfrequenz durchgestimmt wird, hält man die Resonatorlänge und somit die Piezospannung am Resonator konstant. Das $\lambda/2$ -Plättchen nach dem Laser ist so einzustellen, dass nur so wenig wie nötig Lichtintensität den Resonator erreicht, so dass wir möglichst viel Intensität für die Spektroskopieexperimente haben. Von diesem Strahl wird mit einer weiteren $\lambda/2$ -PBS-Kombination ein schwacher Referenzstrahl abgezweigt. Der Hauptstrahl durchläuft die Cs-Zelle und wird dahinter mit einer Photodiode detektiert. Die Zelle ist so in den Laserstrahl zu stellen, dass dieser die Zelle mittig in der Länge nach durchläuft. Um Reflexionen in ungünstige Richtungen zu vermeiden, ist es vorteilhaft, die Zelle minimal schief einzubauen. Der Referenzstrahl wird mit einer weiteren Photodiode aufgenommen.

Die Cs-Zelle sitzt auf einem Kupferblock, der über ein Peltierelement gekühlt wird, siehe Abb. 3.3 und Kurzerklärung. Die Kühlleistung ist über die Spannung ($< 0,8\text{ V}$) und den

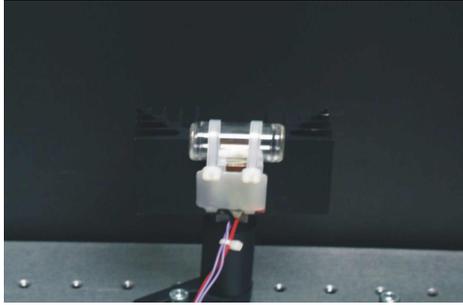


Abbildung 3.3: Cäsium-Zelle



Abbildung 3.4: Netzgerät und Widerstandsmessung zur Zellenkühlung

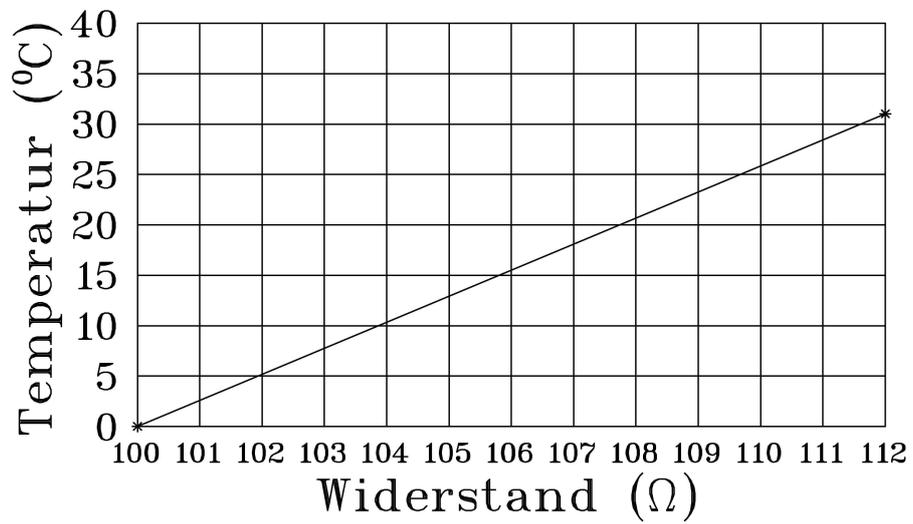


Abbildung 3.5: Temperatureichung des PT-100-Widerstands

Strom ($< 5\text{ A}$) am Netzteil so einzustellen, dass die Zelle auf $\approx 18^\circ\text{C}$ gehalten wird, Abb. 3.4. Um die Temperatur zu bestimmen, ist an dem gekühlten Kupferblock ein temperaturgeeichter Pt-100-Widerstand (bei 0°C zeigt er $100\ \Omega$ an) angebracht. Über den abgelesenen Widerstand kann man anhand des Graphen in Abb. 3.5 die Temperatur am Kupferblock und somit in der Cs-Zelle ermitteln.

Einstellungen: *Dopplerverbreiterte Laserspektroskopie*

- $\lambda/2$ Plättchen hinter dem Laser drehen bis die meiste Laserleistung in die Cs-Zelle geht. Mit einem weiteren $\lambda/2$ Plättchen einen schwachen Referenzstrahl abgreifen.
- Resonatorlänge konstant lassen.
- Cs-Zelle leicht schräg in den Strahlengang stellen.
- Hinter der Zelle mit dem Laserstrahl die Photodiode mit einer gut gewählten Widerstandseinstellung treffen.
- Kühlung des Cs-Zelle mit dem Netzteil auf etwa 18°C stellen.

3.3 Durchführung

Aufgaben: *Dopplerverbreiterte Laserspektroskopie*

- Nimm einen Temperaturscan mit beiden Absorptionslinien auf, Abschnitt 3.3.1.
- Nimm einen Stromscan der einzelnen Linien mit Normierung der Intensitätsrampe auf, Abschnitt 3.3.2.
- Bestimme den Frequenzabstand der Linien und rechne damit die Dauer der Sekunde aus.
- Weise die gemessenen Absorptionslinien den Übergängen im Cs zu und diskutiere deren Form.
- Messe und vergleiche mit den theoretischen Werten die Halbwertsbreiten und die Absorptionsquerschnitte der Linien, Abschnitt 3.3.3.
- Vergleiche das Fluoreszenzsignal mit dem Absorptionssignal, Abschnitt 3.3.4.

Beim Durchstimmen der Frequenz des Lasers erkennt man an der Photodiode hinter der Cs-Zelle verringerte Transmission wenn man die Resonanzfrequenz des Cs getroffen hat. Die La-

serfrequenz kann man verändern, indem man die Temperatur der Laserdiode oder den Laserstrom variiert. Da man über die Temperatur einen größeren Frequenzbereich als über den Strom durchfahren kann, stimmt man zuerst die Temperatur durch, um alle Absorptionslinien gleichzeitig in einem Bild am Oszilloskop zu sehen. Mit der auf die Zelle gehaltenen Hilfskamera erkennt man sofort, ob man die Resonanzfrequenz(en) getroffen hat.

3.3.1 Temperaturscan

Moduliere auf die Lasertemperatur eine Rampe wie in Abschnitt 2.4.2. Die Amplitude der Rampe sollte so eingestellt werden, dass man etwa 10 Resonanzlinien des Resonators auf dem Oszilloskop sehen kann. Das Signal der Photodiode hinter der Cs-Zelle ist an einem weiteren Oszilloskop-Kanal anzuschließen. Da man die Temperaturen nur mit kleinen Frequenzen fahren sollte, bietet es sich an die verwendeten Kanäle am Oszilloskop auf DC-Modus zu stellen und einzelne Bilder mit der Spannungsrampe als Trigger aufzunehmen. Um beide Absorptionslinien auf einem Bild zu erhalten, kann man langsam manuell den Temperaturoffset ändern. Nach Optimierung des Signals ist der Abstand der beiden Resonanzlinien auszumessen und über die Resonatorlinien zu kalibrieren. Beantworte die Fragen:

- Entspricht dieser Abstand der Energiedifferenz der beiden Grundzustände $6^2S_{1/2}(F = 3)$ und $6^2S_{1/2}(F = 4)$?
- Wie lang wäre demnach eine Sekunde?
- Welche genauen Übergänge sieht man hier und welcher Übergang hat die stärkere und welche die schwächere Absorption?

3.3.2 Stromscan

Bei der Strommodulation kann man nur einen Frequenzbereich von etwa 2.5 GHz durchfahren, sodass nicht mehr beide Absorptionslinien gleichzeitig gemessen werden können. Um hier mittig um die Resonanzfrequenzen zu fahren, muss man auch den Temperaturoffset verstellen. Über die Strommodulation wird auch die Lichtintensität des Lasers moduliert, sodass die Resonanzlinien auf einer Intensitätsrampe liegen. Um die Absorptionssignale von der Intensitätsrampe zu trennen, normiert man das Spektroskopiesignal mit einem Referenzsignal. Dazu greift man einen schwachen Referenzstrahl mit einem Strahlteiler vor der Zelle ab. Bestimmt nun die Halbwertsbreiten der Absorptionslinien und vergleicht sie mit den theoretischen Werten.

- Weshalb sind die Formen der Absorptionslinien auch trotz Normierung asymmetrisch?
- Bestimme die Halbwertsbreiten der Linien und vergleiche sie mit den theoretischen Werten.

3.3.3 Absorptionsquerschnitt

Wir wollen die Absorptionsquerschnitte der beiden Linien bestimmen. Dazu benötigen wir den Quotienten der Intensitäten mit und ohne Cs-Zelle (I_0 und $I(d)$). Der absorbierte Anteil wird größer, wenn man die Intensität des Strahl durch einen Abschwächer reduziert. Warum? Hier ist die Wahl des Widerstandes an der Photodioden besonders zu beachten. Aus den gemessenen Intensitäten sind die Absorptionsquerschnitte der beiden Linien zu berechnen und mit den theoretischen Werten zu vergleichen.

3.3.4 Fluoreszenz

Stelle die Photodiode neben die Cs-Zelle und führe einen Temperaturscan durch. Beobachte das Fluoreszenzsignal. Vergleiche dieses Fluoreszenzsignal qualitativ mit dem Absorptionssignal.

Kurzerklärungen

Peltierelement Ein Peltierelement ist eine Kombination aus einem positiven (gibt Elektronen bei der Berührung ab) und einem negativen (nimmt Elektronen bei der Berührung auf) Metall. Es entsteht eine temperaturabhängige Berührungsspannung. Wird ein Strom angelegt, so entsteht eine Temperaturdifferenz zwischen den beiden Berührungspunkten. Die eine Seite wird gekühlt, die andere erwärmt sich. Die auf der einen Seite entstehende Wärme wird durch einen Kühlkörper abgeführt, um auf der anderen effektiv kühlen zu können.

4 Dopplerfreie Laserspektroskopie

Die Linienbreite der atomaren Resonanzlinien wird bei Zimmertemperatur durch den Doppler-Effekt dominiert. Für genauere Ergebnisse würde man daher gerne Atome mit der Geschwindigkeit $v = 0$ spektroskopieren. Das ist mit der Technik der **Sättigungsspektroskopie** auch möglich. Dadurch können wir sogar die Hyperfeinstrukturaufspaltung messen. Der Trick hierbei ist, einen Sättigungsstrahl und einen entgegenlaufenden Abfragestrahl zu verwenden.

4.1 Theorie

Betrachten wir der Einfachheit halber erst einmal ein Zwei-Niveau-System mit einem Grundzustand und einem angeregten Zustand. Die Atome in der Gaszelle unterliegen der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung (gibt Auskunft über den Betrag der Gesamtgeschwindigkeit). Uns interessiert nur die Geschwindigkeit in Richtung des Laserstrahles (x -Richtung), die eine Gaußkurve um die Null darstellt. Strahlt man mit Laserlicht in die Zelle, dessen Frequenz ω_L etwas kleiner ist als die atomare Resonanzfrequenz ω_0 , so wird dieser Strahl nur von den Atomen absorbiert, die ihm mit der richtigen Geschwindigkeit $-v_x$ entgegenfliegen. Es gilt dann bei Resonanz: $\omega_L = \omega_0 - kv_x$. Ein zurücklaufender (gespiegelter) Strahl wird von den Atomen dieser Geschwindigkeitsrichtung nicht beeinflusst, sondern von den Atomen der Geschwindigkeit $+v_x$ absorbiert (Abb. 4.1).

Strahlt man jedoch genau mit der Resonanzfrequenz $\omega_L = \omega_0$ in die Cs-Zelle ein, so werden

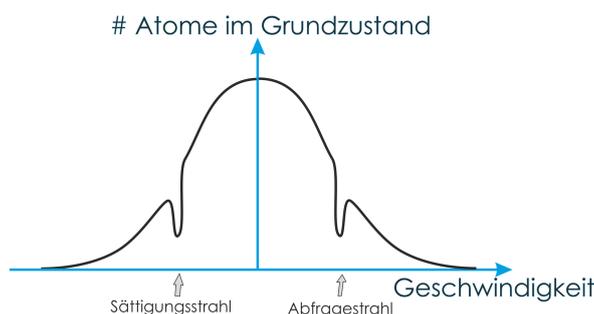


Abbildung 4.1: Der Sättigungs- und der Abfragestrahl brennen Löcher an den Stellen in die Verteilungsfunktion, bei denen die dopplerverschobene Resonanzfrequenz der Atome und die Laserfrequenz übereinstimmen.

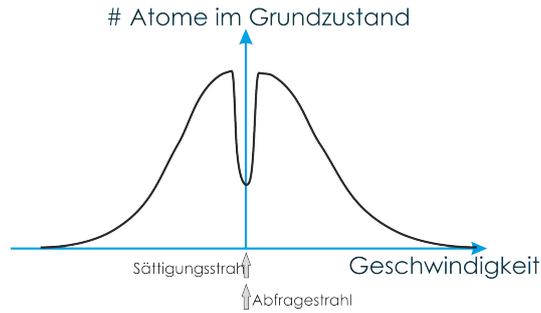


Abbildung 4.2: Der Sättigungsstrahl pumpt (fast) alle Atome mit $v_x = 0$ in den angeregten Zustand. Der Abfragestrahl sieht (fast) keine Atome im Grundzustand mehr und wird (weniger) nicht absorbiert.

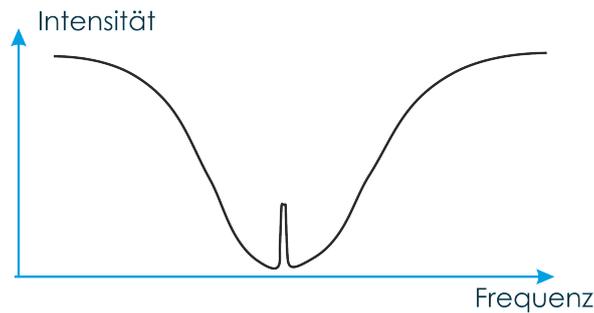


Abbildung 4.3: Absorptionslinie mit Lambdip

die Atome mit Geschwindigkeitskomponente $v_x = 0$ angeregt. Der reflektierte Abfragestrahl durchläuft das Medium dann wieder resonant, aber die bereits angeregten Atome mit $v_x = 0$ können den Strahl nicht weiter absorbieren, Abb. 4.2. Scant man die Laserfrequenz und misst den Abfragestrahl bekommt man somit schmale dopplerverbreiterte Resonanzlinien im dopplerverbreiterten Untergrund, die man **Lambdips** nennt, Abb. 4.3.

Etwas komplexer werden die Verhältnisse, wenn es zwei (oder mehr) vom gleichen Grundzustand ausgehende Übergänge mit der Frequenz ω_1 und der größeren Frequenz ω_2 gibt, deren Frequenzabstand $\omega_2 - \omega_1$ kleiner als die Dopplerbite ist. Dann treten neben den Lambdips zusätzliche Resonanzen auf, sog. **cross-over-Resonanzen (=Überkreuzungssignale)**. Betrachten wir die Laserfrequenz $\omega_L = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} + \omega_1$, bei der der Sättigungsstrahl Atome mit einer Geschwindigkeitskomponente $+v_x$ auf das untere Niveau anregen kann und der Abfragestrahl dieselben Atome (die in seinem System die Geschwindigkeit $-v_x$ haben) auf das obere Niveau anregen kann. Es gilt dann: $\omega_L = \omega_1 + kv_x = \omega_2 - kv_x$. Der Sättigungsstrahl erzeugt eine Abnahme der Besetzungsdichte im gemeinsamen unteren Niveau. Dadurch wird das Medium für den Abfragestrahl transparent. In Abb. 4.4 ist anhand eines einfachen Beispiels das zu erwartende Sättigungsspektrum skizziert.

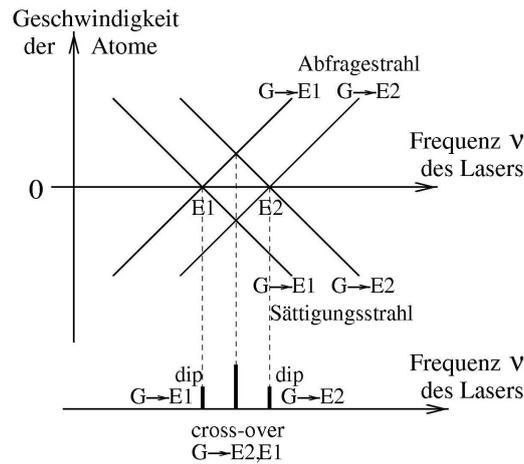


Abbildung 4.4: Entstehung der Lambdips und crossover-Resonanzen allgemein für einen Grundzustand und zwei angeregte Zustände E_1 und E_2 . Bei Geschwindigkeit 0 in x-Richtung sehen die Atome die Resonanzfrequenz und es kommt zu Lambdips. Die Geschwindigkeitsklasse des Abfragestrahls für einen Übergang ($G \rightarrow E_1$) wechselwirkt mit der Geschwindigkeitsklasse des Sättigungsstrahls für einen anderen Übergang ($G \rightarrow E_2$), wodurch es zu crossover-Resonanzen kommt.

Testfragen: Dopplerfreie Spektroskopie

- Wie sieht das Schema von Abb. 4.4 für Cs aus?
- Wo liegen die Lambdips und Crossover-Resonanzen der Cs D_2 -Linie?
- Wenn man die Laserfrequenz auf den $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{3/2}(F' = 2)$ Übergang einstellt, so können die angeregten Atome aus $F' = 2$ wegen der Auswahlregel $\Delta F = 0, \pm 1$ unter Abgabe eines Photons nur in den Grundzustand $F = 3$ fallen. Von da aus werden sie aber wieder vom Laser in den angeregten Zustand angehoben. In diesem Fall spricht man von einem *geschlossenen Übergang*. Welche(r) Übergang/Übergänge ist/sind noch geschlossen? Welche Übergänge sind demnach die stärksten?

4.2 Aufbau

Um für die Sättigungsspektroskopie einen Sättigungsstrahl und einen Abfragestrahl zu bekommen, reflektiert man den Sättigungsstrahl wieder in sich selbst zurück und erhält so den Abfragestrahl. Man möchte die beiden Strahlen wieder voneinander trennen, um sie beobach-

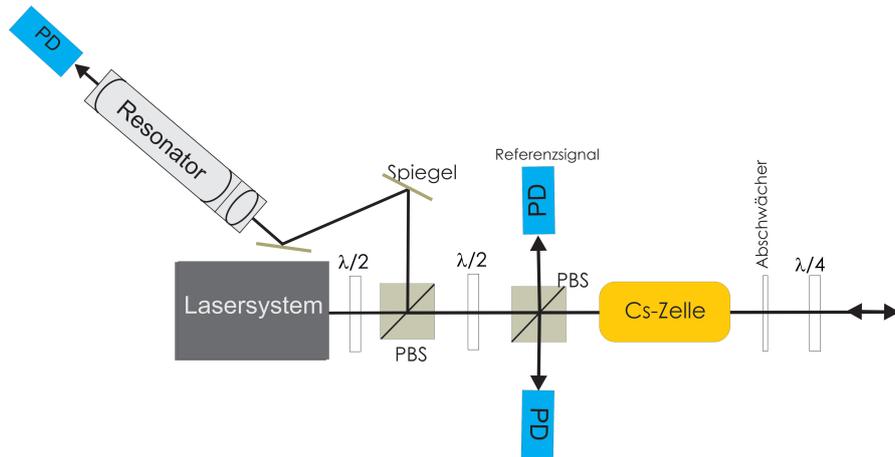


Abbildung 4.5: Aufbau für die dopplerfreie Spektroskopie

ten zu können. Dazu nehmen wir uns die Polarisation zu Hilfe. Durch den PBS kann man beide Strahlen trennen. Doch dazu müssen wir die Polarisationsrichtung ändern. Dies erreicht man durch das Durchlaufen eines $\lambda/4$ -Plättchen vor dem retroreflektierenden Spiegel. Die beiden Strahlen sollten genau überlagert sein, damit man ein schönes Signal erhält. (Zum Justieren ist das Loch in der IR-Karte vorteilhaft und mit der CCD-Kamera kann man bei Resonanz die Fluoreszenz der beiden Strahlen in der Cs-Zelle sehen.) Der mit dem PBS ausgekoppelte Strahl wird auf eine Photodiode geleitet. Die Signale sind nun wieder wie im vorigen Abschnitt zu finden und bei einem Stromscan von der Intensitätsrampe zu trennen.

4.3 Durchführung

Aufgaben: *Dopplerfreie Spektroskopie*

- Bestimme die Anzahl der sichtbaren dopplerfreien Linien (Dips).
- Ordne die Dips und Cross-over-Resonanzen anhand des Termschemas von Cs den Übergängen zu.
- Miss die Hyperfeinstrukturaufspaltung des angeregten Zustandes, Abschnitt 4.3.1.
- Bestimme die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes, Abschnitt 4.3.2.
- Bestimme die Sekunde mit der Dopplerfreien-Spektroskopie und vergleiche sie mit der Dopplerverbreiterten Methode.

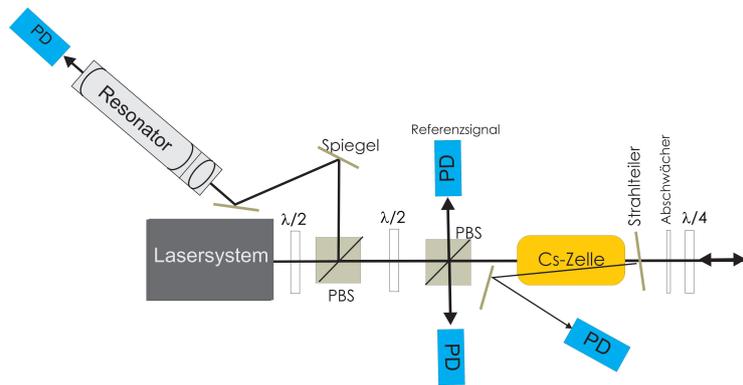


Abbildung 4.6: Möglichkeit des Aufbaus für „Dopplerfrei - Doppler“

4.3.1 Stromscan dopplerfrei

Um die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustandes messen zu können, moduliert man am besten den Strom wie bei der dopplerverbreiterten Spektroskopie. Aus den Abständen der Dips lässt sich die Hyperfeinaufspaltung dann bestimmen. Zur Frequenzkalibrierung wird wieder der Resonator verwendet.

4.3.2 Temperaturscan dopplerfrei

Bei der dopplerverbreiterten Spektroskopie war die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes nicht genau bestimmbar, da es sich um eine Überlagerung mehrerer Linien handelt. Mit Hilfe der Sättigungsspektroskopie können wir diese Linien auflösen. Es wird wieder ein Temperaturscan durchgeführt wie bei der Dopplerspektroskopie.

4.3.3 Erweiterung: Dopplerfrei–Doppler

Die dopplerfreien Dips sind überlagert vom dopplerverbreiterten Untergrund. Es wäre schön, ein Differenzsignal „Dopplerfrei - Doppler“ zu erhalten. Dazu muss der optische Weg beider Strahlen in der Cs-Zelle gleich groß sein, da die Signale ansonsten unterschiedlich breit werden. Der Aufbau könnte aussehen wie in Abb. 4.6 skizziert. Nimm beide Signal auf und bestimme die Sekunde. Ist diese Methode genauer?

Literaturverzeichnis

- [1] H. C. Wolf H. Haken. *Atom- und Quantenphysik*. Springer-Verlag, 7 edition, 2000.
- [2] M.W. Sigrist F.K. Kneubühl. *Laser*. Teubner Studienbücher Physik, 1999.
- [3] T. Mayer-Kuckuk. *Atomphysik*. Teubner Studienbücher Physik, 1985.
- [4] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, 4 edition, 2000.
- [5] A. A. Winnacker. *Physik von Maser und Laser*. BI, Mannheim, 1984.
- [6] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3, Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag, 2 edition, 2000.
- [7] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Teubner Studienbücher Physik, 1999.