

Versuchsanleitung Fortgeschrittenenpraktikum

Versuch H2

Laserspektroskopie

25. Oktober 2016

Thomas Hümmer, Julia Benedikter, Matthias Mader
LMU München

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
1.1	Vorbereitung	2
2	Grundlagen	3
2.1	Emission und Absorption von Licht	3
2.2	Linienbreite und -form	4
2.3	Rubidium-Atom	5
2.4	Fabry-Pérot-Resonator	8
2.5	Durchstimmbarer Halbleiterlaser	10
3	Laserspektroskopie	13
3.1	Absorptionsspektroskopie	13
3.2	Sättigungsspektroskopie	15
4	Versuchsdurchführung	18
4.1	Lasersicherheit	18
4.2	Optische Komponenten	18
4.3	Absorptionsspektroskopie	19
4.4	Sättigungsspektroskopie	20
5	Auswertung	22
5.1	Kurvenanpassung (Fit)	22
5.2	Satz	23
	Literatur	24

1 Einleitung

In diesem Versuch lernen Sie zwei weitverbreitete Methoden der modernen Laserspektroskopie kennen: Absorptionsspektroskopie und dopplerfreie Sättigungsspektroskopie. Sie werden im Zuge dieses Versuches die Hyperfeinstruktur von Rubidium untersuchen und quantitativ vermessen. Dabei lernen Sie den Umgang mit Optik und Lasern kennen. Bei der Auswertung des Versuches lernen Sie, Messsignale physikalisch zu modellieren und das Modell an Daten anzupassen, systematische Fehler zu analysieren und zu kompensieren und die Ergebnisse zu interpretieren.

1.1 Vorbereitung

Diese Unterlagen geben Ihnen einen Überblick über den Versuch und seinen Hintergrund. Falls Ihnen Teile davon unklar sein sollten oder Grundlagen fehlen, lesen Sie bitte in der Literatur (z.B. den hier angegebenen Quellen) nach! Insbesondere wenn Sie keine umfassenden Atomphysik- und Quantenmechanik-Vorkenntnisse mitbringen, werden Sie zusätzlich zur Versuchsanleitung ein Lehrbuch benötigen, z.B. Demtröder [2009] für Laserspektroskopie, bzw. Demtröder [2005] oder Haken and Wolf [2004] für Atomphysik.

Sie sollten vor der Durchführung des Versuches folgende Fragen beantworten können:

1. Wie sind die Spektren wasserstoffähnlicher Atome zu erklären? Was versteht man unter Grobstruktur, Feinstruktur und Hyperfeinstruktur?
2. Wie funktioniert die Absorptions- und Sättigungsspektroskopie? Wodurch kommt es zur Dopplerverbreiterung eines Übergangs?
3. Was ist ein Fabry-Pérot-Resonator, wie funktioniert er?
4. Wie funktioniert ein Laser, insbesondere der hier verwendete Halbleiterlaser? Was bestimmt seine Frequenz? Wie wird die Frequenz des Lasers durchgestimmt? Was sind die Schwierigkeiten hierbei?

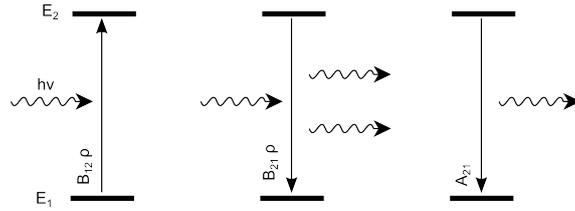


Abbildung 1: Absorption, stimulierte und spontane Emission in einem Zwei-Niveau-System.

In den einzelnen Abschnitten dieser Anleitung finden Sie weitere Kontrollfragen, mit deren Hilfe Ihr Wissen testen können.

2 Grundlagen

2.1 Emission und Absorption von Licht

Für das Verständnis von Atom- und Molekülspektren sowie der Funktionsweise von Lasern ist die Wechselwirkung von Licht mit Materie entscheidend. Das folgenden Kapitel gibt einen kurzen Überblick über Wechselwirkungsprozesse von Licht mit Materie (Details in Demtröder [2009]).

2.1.1 Einstein-Koeffizienten

Wir betrachten ein Kollektiv gleichartiger Atome oder Moleküle, idealisiert dargestellt durch Zwei-Niveau-Systeme mit der Grundzustandsenergie E_1 und dem angeregten Zustand mit der Energie E_2 , und dessen Wechselwirkung mit einem Strahlungsfeld der Energiedichte $\rho(\nu)$. Ein Photon mit Frequenz ν ist resonant mit dem Atom, wenn gilt:

$$h\nu = E_2 - E_1. \quad (1)$$

Es kann absorbiert werden, indem es ein Elektron in den angeregten Zustand anhebt (siehe Abb. 1). Eine weitere Möglichkeit der Wechselwirkung ist die stimulierte Emission, bei der das Photon ein angeregtes Atom unter Aussendung eines weiteren Photons in den Grundzustand überführt. Das dabei emittierte Photon ist in der gleichen Mode des Lichtfeldes wie das eingestrahelte Photon: Polarisation, Frequenz, Richtung und Phase der beiden Photonen sind identisch. Ein angeregtes Atom kann auch ohne die Einstrahlung eines Photons in den Grundzustand übergehen. Diese spontane Emission ist damit nicht abhängig von der Energiedichte des externen Feldes¹.

Die Einsteinkoeffizienten sind materialabhängige Proportionalitätskonstanten, die für die Berechnung der Raten der drei Prozesse benötigt werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass einer der Prozesse auftritt, ist gegeben durch (Demtröder [2009])

$$P_{\text{abs}} = B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu) \quad (2)$$

$$P_{\text{stim}} = B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho(\nu) \quad (3)$$

$$P_{\text{spont}} = A_{21} \cdot N_2 \quad (4)$$

wobei N_1 bzw. N_2 die Besetzung des unteren bzw. oberen Niveaus ist.

Durch eine einfache Betrachtung eines Systems im thermischen Gleichgewicht (Demtröder [2009, Kap 2.3]) können allgemeingültig Beziehungen zwischen den Koeffizienten hergeleitet werden. Im thermischen Gleichgewicht muss für die Besetzungsänderung der Niveaus $\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = 0$ gelten und die Besetzung ist durch die Boltzmann-Verteilung gegeben. Nach Vergleich mit dem Planck'schen Strahlungsgesetz erhält man folgende Beziehungen (für nicht-entartete Energieniveaus)

$$B_{12} = B_{21} \quad B_{21} = A_{21} \cdot \frac{\lambda^3}{8\pi h} \quad (5)$$

¹Die spontane Emission kann auch als stimulierte Emission durch Vakuumfluktuationen im Strahlungsfeld und durch stimulierte Emission durch das „Eigenfeld“ des Atoms gesehen werden (Milonni [1984]).

2.1.2 Fragen

- Wie stark kann das angeregte Niveau eines Zwei-Niveau-Systems maximal besetzt werden? Was passiert, wenn mit einem unendlich starken Strahlungsfeld eingestrahlt wird?

2.2 Linienbreite und -form

Gleichung 1 stellt einen Zusammenhang zwischen der inneren Struktur der Energieniveaus in einem Atom und der absorbierten bzw. emittierten Strahlung eines Atoms her. Dies wird in der Spektroskopie, um auf die Struktur von Materie zu schließen. Die Gleichung lässt beliebig scharfe Übergangenergien bzw. Spektrallinien erwarten, tatsächlich beobachtet man stets Spektrallinien mit einer gewissen Breite. Absorption und Emission treten auch bei Frequenzen nahe der Resonanzbedingung auf, man sagt die Spektrallinien besitzen eine gewisse *Linienbreite*. In diesem Abschnitt folgt eine Übersicht über verschiedene Mechanismen die die Breite der Spektrallinien bestimmen. Eine detaillierte Betrachtung findet sich z.B. bei Demtröder [2009, Kap.3] oder Schneider [2007].

2.2.1 Natürliche Linienbreite

Da angeregte Energieniveaus eine endliche Lebensdauer besitzen (Einstein A Koeffizient), also z.B. durch spontane Emission unter Aussendung eines Photons zerfallen können, ist ihre Frequenz nicht genau definiert. Dies ergibt sich daher, dass Frequenz und Zeit Parameter sind, die über Fouriertransformation zusammenhängen: nur für eine unendlich lange Schwingung ist daher die Frequenz genau definiert. Eine weitere Möglichkeit die natürliche Linienbreite zu verstehen ist die Energie-Zeit Unschärfe. Die Form der natürlich verbreiterten Linie ist durch eine Lorentz-Kurve gegeben:

$$I(\omega) = I_0 \frac{1}{\pi} \frac{\gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2}, \quad (6)$$

wobei I_0 die maximale Intensität der Linie, ω_0 die Mittenfrequenz und $\gamma = \frac{1}{\tau}$ die Linienbreite (volle Halbwertsbreite) angibt (vgl. Demtröder [2009, Kap.3.1]).

2.2.2 Stoßverbreiterung

Stöße zwischen Atomen in einem Gas reduzieren die Lebensdauer von angeregten Zuständen und so wie vorhergehenden Abschnitt diskutiert zu einer Linienverbreiterung führen. Außerdem beeinflussen Atome, die sich nah beieinander befinden, auch ihre interne Niveaustuktur und sorgen so für eine Verschiebung der Linien. Beide Effekte können durch einen geringeren Druck im Gas verringert werden.

2.2.3 Doppler-Verbreiterung

Atome in einem Gas sind statistisch in Bewegung und die Anzahl der Atome mit einer bestimmten kinetischen Energie, $N(E_{\text{kin}})$, folgt der Boltzmann-Statistik

$$N(E_{\text{kin}}) \propto e^{-\frac{E_{\text{kin}}}{k_b T}}. \quad (7)$$

Für die Geschwindigkeiten in eine Raumrichtung ergibt sich damit durch $E_{\text{kin}} = \frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ eine gaußförmige Verteilung.

In unserem Versuch untersuchen wir die Absorption eines Laserstrahls durch gasförmige Atome. Durch den relativistischen Dopplereffekt (Demtröder [2009, Kap. 3.2]) ist für die Atome abhängig von ihrer Geschwindigkeit die Frequenz des einfallenden Lichts verschoben:

$$\omega' = \omega_0 \left(1 - \frac{v_z}{c}\right), \quad (8)$$

wobei ω_0 die Frequenz des Lichts im Laborsystem ist und v_z die Geschwindigkeitskomponente des Atoms in Ausbreitungsrichtung des Lichts.

Da bei Raumtemperatur die Dopplerverbreiterung meist der stark dominierende Verbreiterungseffekt ist (ca. zwei Größenordnungen größer als die natürliche Linienbreite), werden alle weiteren Effekte zunächst vernachlässigt. Mit Gleichung 8 ergibt sich für die absorbierte Intensität eine Gaußkurve um die Laserfrequenz im Laborsystem (Demtröder [2009, Kap. 3.2])

$$I(\omega) = I(\omega_0) e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\delta\omega_D / \sqrt{4 \ln 2}}\right)^2} \quad (9)$$

mit der Halbwertsbreite

$$\delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}}. \quad (10)$$

Wird für die Linienform zusätzlich die natürliche Linienbreite berücksichtigt, z.B. bei einem kalten Gas, so ergibt sich ein Voigt-Profil als Faltung von Gauß und Lorentzprofil.

2.2.4 Sättigungsverbreiterung

Die Sättigungsverbreiterung tritt auf, wenn man Atome mit einem sehr starken Laser anregt, so dass die Besetzung des unteren Niveaus stark verringert ist (Demtröder [2009, Kap.3.5]). Dadurch ist auch die Absorption von nachfolgenden Photonen verringert. Im Extremfall wird das Medium sogar fast ganz transparent. Dies gilt für Frequenzen in der Mitte der natürlichen Linienbreite (wo die Absorption stärker ist) mehr als für die Linienflanke. Hierdurch wird das Profil (in der Mitte mehr als Außen) gestaucht und effektiv breiter.

2.3 Rubidium-Atom

In diesem Versuch soll Absorptionsspektroskopie an Rubidium durchgeführt werden. Rubidium ist ein Alkalimetall (d.h. es besitzt ein Valenzelektron und ist daher „wasserstoffähnlich“), das in der Natur in zwei Isotopen vorkommt, Rb-85 (ca. 72%, Kernspin $I = 5/2$) und Rb-87 (ca. 28%, $I = 3/2$). In diesem Abschnitt soll die Energieniveaustuktur von Rubidium erklärt werden, wobei sich die Diskussion auf die Angabe von Ergebnissen beschränkt. Detaillierte Herleitungen werden ausführlich z.B. in Demtröder [2005, Kap.5] oder Haken and Wolf [2004] behandelt, quantitative Angaben zur Energiestruktur von Rubidium finden sich bei Steck [2008, 2001].

2.3.1 Grobstruktur

Die nichtrelativistische, quantenmechanische Betrachtung eines wasserstoffähnlichen Atoms liefert für das Valenzelektron Wellenfunktionen (Orbitale), die durch die Quantenzahlen n, l, m beschrieben werden. Ohne weitere Annahmen und in Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes ist die Energie nur von der Quantenzahl n abhängig. In den nächsten Abschnitten werden mehrere Korrekturen dieses Bildes betrachtet.

2.3.2 Feinstruktur

Als Feinstruktur von Atomen wird die energetische Aufspaltung der Energieniveaus mit verschiedenen Drehimpulsquantenzahlen l bezeichnet. Sie resultiert aus der Kopplung des magnetischen Moments des Elektronenspins ($\vec{\mu}_S = -g_S \frac{e\hbar}{2m_e} \vec{S}$) an das Magnetfeld das mit der Kreisbewegung des Elektrons um den Atomkern assoziiert wird ($\vec{B} \propto \vec{L}$). Dies ergibt einen weiteren Beitrag zum Hamiltonoperator H des Atoms von

$$H_{\text{fein}} \propto \vec{L} \vec{S}. \quad (11)$$

Die Energie hängt also anschaulich vom Winkel zwischen Bahndrehimpuls und Spin des Elektrons ab. Zur Beschreibung der Energieaufspaltung wird der *Gesamtbahndrehimpuls*-Operator der Hüllenelektronen,

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad (12)$$

als vektorielle Summe des *Bahndrehimpuls*-Operators \vec{L} und *Spin*-Operators \vec{S} eingeführt. Der Hamilton der aufgespaltenen Niveaus kann mit Hilfe von \vec{J} nun zu

$$H_{\text{fein}} \propto \frac{1}{2} \left(\vec{J}^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2 \right) \quad (13)$$

umgeschrieben werden. Da H , \vec{J}^2 , \vec{L}^2 , \vec{S}^2 und H_{fein} jeweils kommutieren, lassen sich für alle diese Operatoren gleichzeitig Eigenwerte bestimmen (d.h. die Schrödingergleichung ergibt $H\psi = E(n, l, s, j)\psi$). Die Eigenwerte der Beträge der Drehimpulse

$$\begin{aligned} |L|\psi &= \hbar\sqrt{l(l+1)}\psi \\ |S|\psi &= \hbar\sqrt{s(s+1)}\psi \\ |J|\psi &= \hbar\sqrt{j(j+1)}\psi \end{aligned} \quad (14)$$

sind also für die Energie

$$H_{\text{fein}}\psi = E_{\text{fein}}\psi \propto (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1))\psi \quad (15)$$

ausschlaggebend. Dabei nimmt die Quantenzahl des Drehimpulses l ganzzahlige Werte $l < n$ an. Die Spinquantenzahl s ist bei Elektronen immer $1/2$. Die neue Bahndrehimpulsquantenzahl j kann die Werte

$$|l - s| \leq j \leq |l + s| \quad (16)$$

annehmen.

Weitere Elemente der Feinstruktur sind relativistische Korrekturen und der Darwin-Term.

2.3.3 Hyperfeinstruktur

Analog zur Feinstruktur ergibt sich die Hyperfeinstruktur aus Kopplung des Gesamtbahndrehimpulses \vec{J} mit dem Kernspin \vec{I} . Dazu wird der Gesamtdrehimpuls des Atoms über $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ eingeführt. Dessen Quantenzahl F kann die Werte $|j - I|$ bis $|j + I|$ in ganzzahligen Schritten annehmen, wobei I die Kernspinquantenzahl ist.

2.3.4 Isotopieverschiebung

Isotopieverschiebung wird die Verschiebung von Spektrallinien unterschiedlicher Isotope eines Elements bezeichnet. Der Grund dafür sind Unterschiede in Masse, Volumen und Ladungsverteilung des Atomkerns, die sich auf die elektronischen Energieniveaus auswirken.

2.3.5 Energieniveaus und Übergänge

Insgesamt ergibt sich aus Feinstruktur und Hyperfeinstruktur für Rb-85 die in Abbildung 2 dargestellte Niveaustuktur (nur der für das Experiment zur Laserspektroskopie bei einer Wellenlänge von 780 nm relevante Teil des Termschemas, die sog. D2-Linie des Rubidiums, ist dargestellt.) (Steck [2008, 2001]). Die Niveaus werden mit der Notation $n^{2s+1}l_j$ benannt, wobei die Buchstaben die Werte der jeweiligen Quantenzahlen (n, s, l, j) beschreiben. $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ wird hierbei aus historischen Gründen mit den Buchstaben s, p, d, f, \dots bezeichnet.

Die relative Lage der $5s_{1/2}$ Hyperfeinniveaus von Rb-85 und Rb-87 mit Isotopieverschiebung und unterschiedlicher Hyperfeinstrukturaufspaltung ist in Abb. 3 dargestellt.

Aufgrund von *Auswahlregeln* (Demtröder [2005, Kap.5], Haken and Wolf [2004]) sind nicht alle Übergänge zwischen den Energieniveaus erlaubt. Insbesondere gilt: $\Delta l = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$ und $\Delta F = 0, \pm 1$.

2.3.6 Fragen

- Wie groß ist die Hyperfeinstrukturaufspaltung (qualitativ) im Vergleich zur Feinstrukturaufspaltung?
- Aus welchen Übergängen setzt sich die Rubidium D2-Linie zusammen?

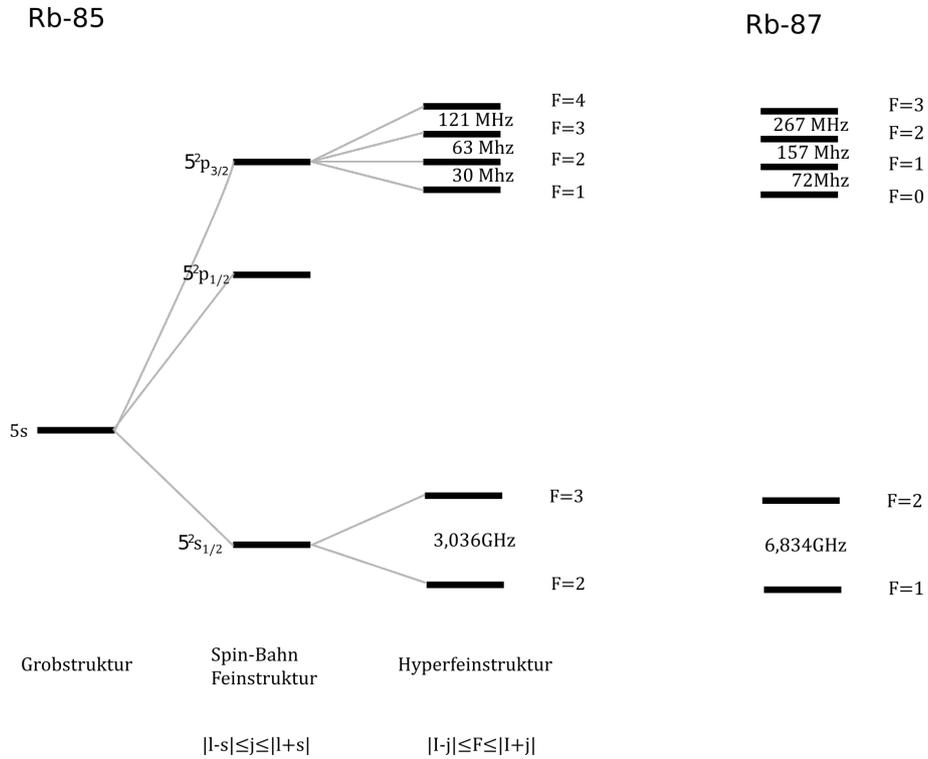


Abbildung 2: Termschema von Rb-85 und Rb-87. Eingezeichnet ist die Feinstrukturaufspaltung des Valenzelektrons und die Hyperfeinstrukturen der $5^2s_{1/2}$ und $5^2p_{3/2}$ -Niveaus. Die Verschiebungen und Abstände sind nicht maßstabsgetreu gezeichnet.

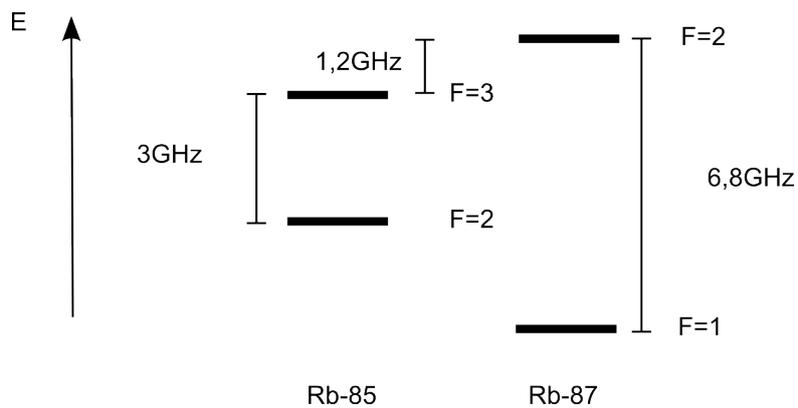


Abbildung 3: Relative Abstände der $5^2s_{1/2}$ -Hyperfeinniveaus der beiden Rubidiumisotope resultierend aus unterschiedlicher Hyperfeinstrukturaufspaltung und Isotopieverschiebung.

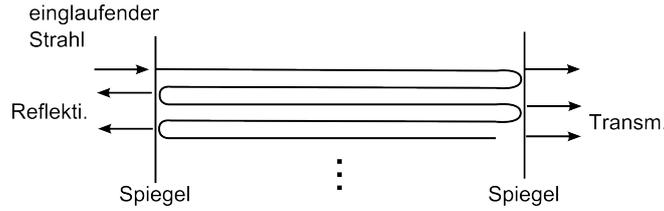


Abbildung 4: Schematischer Strahlengang in einem Fabry-Pérot-Resonator. Der einlaufende Strahl wird zwischen den Spiegeln mehrfach reflektiert. Transmittiertes und reflektiertes Licht ergeben sich als Überlagerung des mehrfach reflektierten Lichtes.

2.4 Fabry-Pérot-Resonator

Ein Fabry-Pérot-Resonator besteht aus zwei parallelen Spiegeln. Durch einen der Spiegel einfallendes Licht wird zwischen den Spiegeln vielfach hin und her reflektiert. Im Resonator bildet sich bei konstruktiver Interferenz eine stehende Welle aus, wenn sich das Licht nach einem Umlauf selbst reproduziert, die Spiegel also den vielfachen Abstand einer halben Wellenlänge aufweisen, d.h.

$$m \frac{\lambda}{2} = d \quad m \in \mathbb{N}, \quad (17)$$

wobei d die Länge des Resonators und λ die Wellenlänge des Lichts ist. Die Transmission bzw. Reflexion des einfallenden Lichts am Resonator ergibt sich aus der Interferenz des umlaufenden Lichtfeldes.

Wechselt man von der anschaulichen Betrachtung im Wellenlängenraum zur in der Quantenoptik gebräuchlichen Betrachtung im Frequenzraum, so erhält man als Resonanzfrequenzen

$$\nu_n = \frac{c}{2d} m. \quad (18)$$

Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgende Resonanzen wird „freier Spektralbereich“ genannt und ergibt sich zu

$$\Delta\nu = \frac{c}{2d}. \quad (19)$$

Um die Eigenschaften des Resonators genauer zu untersuchen konstruieren wir nun das transmittierte Licht explizit aus den interferierenden Teilstrahlen. Wir beschreiben das einfallende Licht durch das elektrische Feld einer ebenen Welle mit Amplitude E_0 , Wellenvektor $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und Kreisfrequenz $\omega = ck$:

$$E_{in}(r, t) = E_0 e^{i(kx - \omega t)}. \quad (20)$$

Das durch den Resonator transmittierte Licht ergibt sich aus der Summe aller im Resonator mehrfach reflektierter Strahlen

$$E_t(r, t) = E_{in}(r, t) t^2 e^{ikd} \sum_{n=0}^{\infty} (r^2 e^{ik2d})^n \quad (21)$$

Hierbei ist t die Transmissivität und r die Reflektivität der Spiegel für das Feld. Gleichung 21 kann folgendermaßen verstanden werden: Um den Resonator zu durchlaufen muss das Licht durch den Eingangsspiegel transmittiert werden (daher t) und einmal die Länge des Resonators durchlaufen (daher die aufgesammelte Phase e^{ikd}). Bei jedem weiteren Umlauf legt das Licht $2d$ zurück, sammelt daher e^{ik2d} an Phase auf und wird an beiden Spiegeln reflektiert (r^2). Schließlich verlässt es durch einen Spiegel den Resonator (Faktor t).

Unter Verwendung der geometrischen Reihe erhält man

$$E_t(r, t) = E_{in}(r, t) t^2 \frac{1}{1 - r^2 e^{ik2d}}. \quad (22)$$

Die transmittierte Intensität ergibt sich (mit $k = \omega/c$) zu

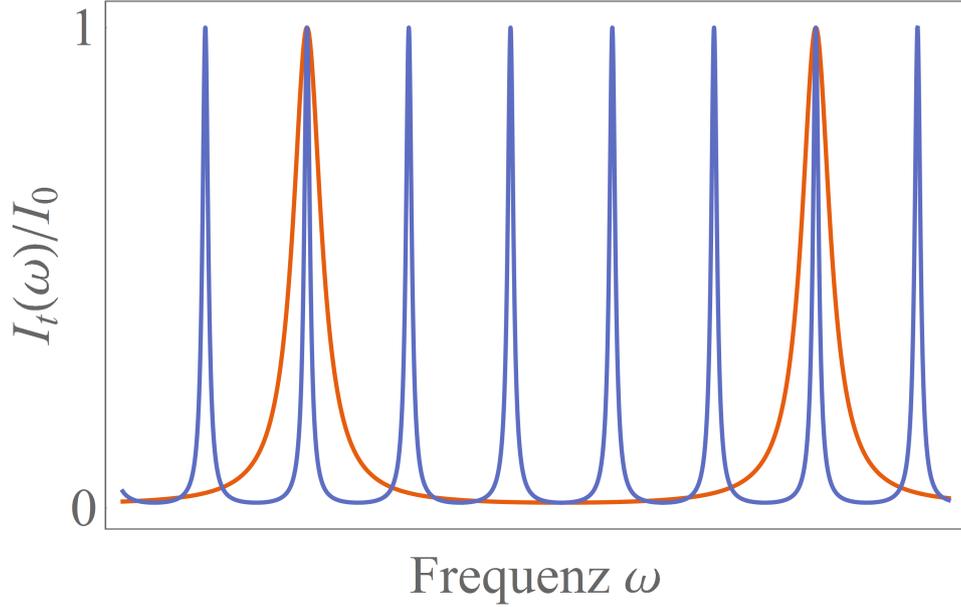


Abbildung 5: Transmission eines Fabry-Perot-Resonators (rote Linie) mit Spiegeltransmission $r=90\%$. Die blaue Linie ist ein Resonator mit gleicher Verspiegelung aber 5 mal so lang.

$$\frac{I_t(\omega)}{I_0} = \frac{|E_t(r, t)|^2}{|E_{in}(r, t)|^2} = \frac{t^4}{1 + r^4 - 2r^2 \cos(2\omega d/c)}. \quad (23)$$

Trägt man die transmittierte Intensität als Funktion der Frequenz auf (Abbildung 5), erkennt man klar die Resonanzfrequenzen aus Gleichung 18. Der Abstand der Resonanzen skaliert gemäß Gleichung 19 invers mit der Resonatorlänge. Die Breite der Resonanzen skaliert ebenfalls invers mit der Länge. Dies erkennt man wenn man in Gl. 23 eine Taylornäherung des Kosinus um eine Resonanz ω_0 nähert und so eine Lorentzförmigen Spitze erhält

$$\frac{I_t(\omega)}{I_0} \approx \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (24)$$

wobei die Halbwertsbreite durch $\gamma = \frac{c}{2d} \frac{(1-r)^2}{2r^2}$ gegeben ist.

2.4.1 Konfokaler Resonator

Um den Resonator stabil zu machen, verwendet man in der Praxis sphärische Spiegel. Mit sphärischen Spiegel wird der Strahl bei jedem Umlauf neu fokussiert, sodass Verluste durch einen zunehmend divergenten Strahl vermieden werden. Anschaulich kann man sich leicht vorstellen, dass ein Lichtstrahl, der zwischen zwei Planspiegeln hin und her reflektiert wird bereits bei der kleinsten dejustage zwischen beiden Spiegeln heraus läuft. Mit sphärischen Spiegeln ist es wesentlich leichter, einen stabilen Resonator zu bauen. In einem sogenannten konfokalen Resonator ist zudem der Krümmungsradius der Spiegel gleich dem Abstand der Spiegel.

Wie in Abbildung 6 ersichtlich reproduziert sich hier nach der geometrischen Optik ein Strahl immer nach vier Reflexionen selbst. Deshalb ist die optische Weglänge doppelt so groß wie in anderen Resonatoren und die Resonanzbedingung wird damit zu $m\lambda = 4d$. Der freie Spektralbereich ist dann

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{4d}. \quad (25)$$

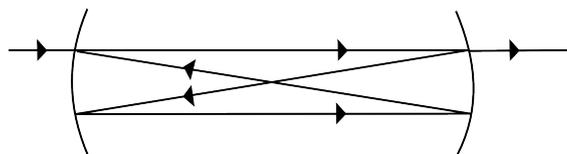


Abbildung 6: Schematischer (übertrieben dargestellter) Strahlengang in einem konfokalen Resonator

2.5 Durchstimmbarer Halbleiterlaser

In diesem Versuch wird ein in der Wellenlänge durchstimmbarer Laser benötigt um Absorptionsspektren aufzunehmen. Dazu werden in diesem Kapitel die Grundlagen von Lasern allgemein und des verwendeten Halbleiterlasers im Speziellen besprochen. Detaillierte Abhandlungen finden sich in Bösel [2009], Coldren et al. [2012] oder Sands and Institute of Physics (Great Britain) [2005].

2.5.1 Laser

Ein Laser („Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“) beruht auf der Verstärkung von Licht durch stimulierte Emission. Da bei der stimulierten Emission das emittierte Photon die gleiche Frequenz, Richtung, Polarisation und Phase wie das auslösende Photon hat, besitzt ein Laser bemerkenswerte Eigenschaften wie stark kohärente, gut fokussierbare, monochromatische Strahlung. Insbesondere die Eigenschaft intensives, monochromatisches Licht auszusenden wird in diesem Versuch benötigt.

In einem Laser muss die stimulierte Emission gegenüber Absorption und spontaner Emission überwiegen. Das bedeutet, es muss einerseits eine *Besetzungsinversion* vorliegen, d.h. im Lasermedium muss der angeregte Zustand stärker besetzt sein als der Grundzustand und andererseits muss ein genügend starkes Lichtfeld vorliegen (Hänsch [2005]). Besetzungsinversion wird durch das Pumpen des Lasermediums mit einer externen Energiequelle erreicht. Hierdurch wird Licht bestimmter Wellenlänge durch das Lasermedium verstärkt.

In den meisten Fällen wird das Lasermedium in einen Resonator eingebettet, d.h. an den Enden werden reflektierende Elemente angebracht.

Der Resonator hat dabei zwei Aufgaben: Indem er die ansonsten entweichende Strahlung zurück ins Lasermedium leitet erhöht er das herrschende Strahlungsfeld und begünstigt damit die stimulierte Emission. Des Weiteren wirkt er als frequenzselektives Element, da diese Verstärkung nur für bestimmte Frequenzen (stehende Wellen) gilt. Über diesen Resonator kann also auch die Frequenz des Laserlichtes beeinflusst werden.

2.5.2 LED und Halbleiterlaser

Halbleiterlaser (Demtröder [2009, Kap 5.6.1], Coldren et al. [2012], Sands and Institute of Physics (Great Britain) [2005]) sind günstig zu fertige, kompakte und robuste Laser. Sie werden in vielen alltäglichen und industriellen Anwendungen verwendet. In einem Halbleiterlaser ist das Verstärkungsmedium die Grenzfläche zwischen einem stark p-dotierten und einem stark n-dotierten Halbleiter (HL). Die Bandstruktur eines solchen Halbleiters ist in Abb. 7 abgebildet. Durch Anlegung eines Stroms in Durchlassrichtung bildet sich im dynamischen Gleichgewicht eine Besetzungsinversion an der Grenzschicht, da ein Überschuss an Elektronen im Leitungsband einem Mangel an Elektronen (=Löcher) im Valenzband entgegenstehen. Durch Rekombination der Elektronen und Löcher können Photonen entstehen. Dies ist das Funktionsprinzip einer Leuchtdiode (LED). Ist das Lichtfeld stark genug, überwiegt die stimulierte Emission und die Leuchtdiode wird zu einer Laserdioden. Dies ist dann der Fall, wenn die Verstärkung einer bestimmten Lichtmode, bzw. Lichtfrequenz deren Verluste überwiegt. Dann hat die Diode den Schwellwert zum „Lasing“ überschritten und kohärente Strahlung wird emittiert. Erreicht wird dies, in dem ein ausreichenden starker Strom an die Diode angelegt wird, der Laserschwellstrom muss überschritten werden. Für übliche Leuchtdioden ist der Laserschwellstrom so hoch, dass die Diode zuvor thermisch zerstört würde. Laserdioden sind so gebaut, dass ihre Grenzflächen durch den Brechungsindexunterschied zur Umgebung als Spiegel wirken, damit einen Resonator um die Diode bilden und das Lichtfeld

in der Diode so überhöhen, dass der Schwellstrom so absinkt, dass die Diode ohne Schaden zu nehmen als Laser betrieben werden kann.

2.5.3 Diodenlaser mit externem Resonator

Halbleiterlaser sind zuverlässig und wartungsfrei, sind aber ohne weiteres nicht für den Versuch geeignet, da sie eine große Linienbreite haben und bei mehreren Frequenzen (= "Moden") gleichzeitig emittieren können. Da hier keine scharfen atomaren Übergänge ausgenutzt werden sondern Übergänge zwischen Energiebändern in Halbleitern, ist der Frequenzbereich in dem die Diode Licht verstärkt sehr groß (bis zu 100 nm). Der Resonator, der durch die Endflächen der Diode geformt wird, der interne Resonator der Diode, filtert die in die Diode zurückgegebene Wellenlängen zwar, da er jedoch sehr kurz ist (\approx mm), sind die Linien immer noch sehr breit, wesentlich breiter als die Hyperfeinstrukturübergänge, die im Versuch untersucht werden sollen. Der Verstärkungsbereich ist auch größer als ein freier Spektralbereich des internen Resonators, sodass mehrere Resonanzen bzw. Moden des Resonators gleichzeitig angeregt werden.

Eine Selektion einzelner Moden des Lasers erreicht man durch weitere (externe) frequenzselektive Elemente, eine weitere Reduzierung der Linienbreite durch einen weiteren Resonator (Bösel [2009]). Eine Möglichkeit hierzu ist ein Teil der von der Laserdiode emittierten Strahlung wieder in diese zurückzukoppeln. Dadurch bildet man einen neuen „externen“ Resonator und nennt diese Laser deshalb „External Cavity Diode Laser“ (ECDL). In einem ECDL im Littrow-Aufbau (Demtröder [2009, Kap 5.4.2], Nicke [2008, Kap 2.5]) wird ein Gitter benützt um einen kleinen Bereich des Diodenemissionsspektrums zurück in die Diode zu reflektieren. Das Gitter ist in Littrow-Konfiguration angeordnet sodass das Beugungsmaximum 1. Ordnung in die Laserdiode zurück reflektiert wird während das Beugungsmaximum 0. Ordnung ausgekoppelt wird. In Abb. 8 ist der Aufbau eines solchen Lasers dargestellt.

Wir wollen nun ermitteln, bei welcher Frequenz oder welchen Frequenzen der Laser emittiert. Dazu müssen wir schauen, welche Frequenzen vom Lasermedium verstärkt werden und wie stark die frequenzselektiven Elemente und Resonatoren das Licht in den Laser zurück koppeln.

In Abbildung 9 sind die Verstärkung des Lasermediums, des internen Resonators, des externen Resonators und die Frequenzselektivität der Gitterbeugung aufgetragen. Der Einmodenbetrieb (d.h. der Laser emittiert Licht bei nur einer Frequenz) ist genau dann gegeben, wenn ein deutlich hervorgehobenes globales Maximum der Intensität im Resonator existiert und mit genügend Leistung gearbeitet wird. In Abb. 9 e) erkennt man, das ein ausgeprägtes globales Maximum existiert.

2.5.4 Durchstimmung

Die Frequenz des Laser kann grob durch die Temperatur der Laserdiode und den Gitterwinkel eingestellt werden. Die Temperatur der Laserdiode verschiebt einerseits das Verstärkungsprofil des Lasermediums (Bösel [2009, Kap.2.3]). Andererseits dehnt sich bei höherer Temperatur der Kristall aus und der Laserdiodenresonator wird länger. Weiterhin erhöht sich der Brechungsindex und damit die optische Weglänge in der Diode.

Um die genaue Frequenz des Lasers *kontinuierlich* durchzustimmen müssen verschiedene Parametern variiert werden: Bei dem verwendeten Laser kann das Reflektionsgitter durch ein Piezo-Element gedreht werden (siehe Abb. 8). Legt man eine Spannung an den Piezo an, dehnt er sich aus und verändert damit den Winkel des Gitters und die Länge des externen Resonators. Der Drehpunkt des Gitters ist dabei so gewählt, dass die Frequenzverschiebung der Gitterreflektion und der Verstärkung des externen Resonators synchron geschieht. Jedoch kann damit der Laser nicht sonderlich weit linear durchgestimmt werden, da die Gesamtverstärkung auch noch durch die Resonanzen des internen Resonators gegeben ist. Die Gesamtverstärkung wird nach einer gewissen Verstimmung an einem anderen Punkt höher sein und der Laser wird plötzlich auf dieses globale Maximum springen. Für eine weitere Durchstimmung muss also noch der interne Resonator synchron verschoben werden. Hierzu kann der Strom, der durch die Laserdiode fließt, genutzt werden. Ein höherer Strom erhöht auch den Brechungsindex und damit die optische Weglänge im inneren Resonator (Bösel [2009, Kap.2.3.4]).

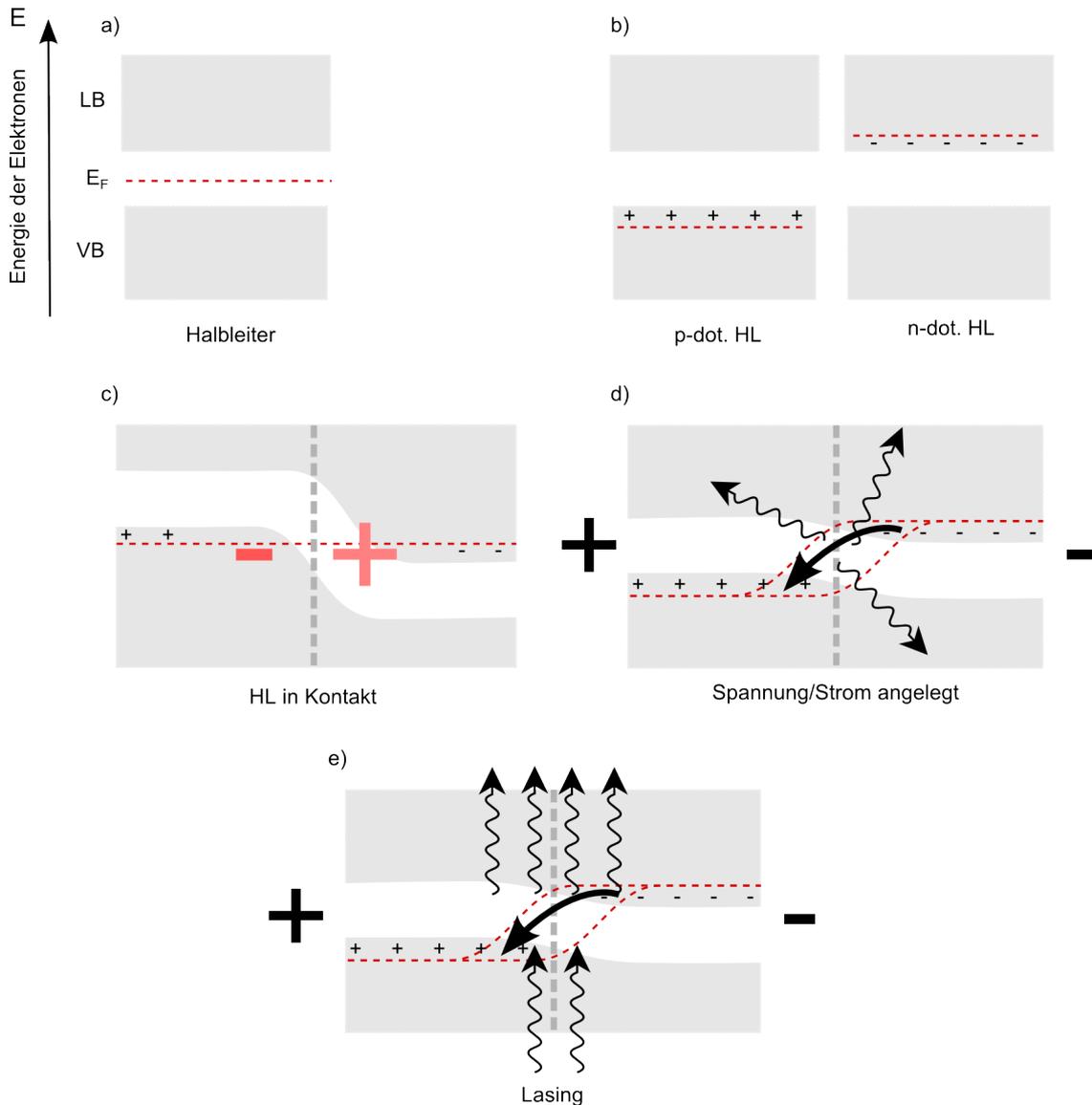


Abbildung 7: Bandstruktur und Prinzip einer Halbleiterdiode. Die y-Achse gibt die Energie der Elektronen an, die x-Achse den Ort.

a) Charakteristische Bandstruktur (grau) eines Halbleiters (HL) mit Valenzband („VB“, voll besetzt) und Leitungsband („LB“, leer). Die Fermienergie (rot gestrichelt), die niedrigste Energie die ein weiteres hinzugefügtes Elektron hätte, auch chemisches Potential der Elektronen liegt genau zwischen den Bändern.

b) Werden die HL mit Fremdatomen mit mehr (n) oder weniger Valenzelektronen (p) dotiert werden Elektronen in die Bandstruktur hinzugefügt („-“) bzw. entfernt („+“, =Löcher) und die Fermienergie verschiebt sich.

c) Bringt man p- und n-HL in Kontakt, diffundieren Elektronen von der n-Seite zur p-Seite. Dabei entsteht eine Spannung (dies äußert sich im Bild durch eine Verschiebung der Energieniveaus [des Potentials] an der Schnittstelle) die eine weitere Diffusion unterbindet, wenn sich die Fermienergie der beiden Teile haben angeglichen haben.

d) Nun wird eine äußere Spannung (und der dazugehörige Strom) in „Durchlassrichtung“ angelegt, d.h. das Potential des n-HL wird durch eine negative Spannung an dieser Seite energetisch angehoben. Elektronen können nun aus dem LB des n-HL in das VB des p-HL fließen und beim Übergang die Energiedifferenz in Form von Photonen (Wellenpfeile) abgeben.

e) Übersteigt die Verstärkung einer Mode die Verluste, d.h. die induzierte Emission dominiert, wird kohärentes Licht ausgesandt.

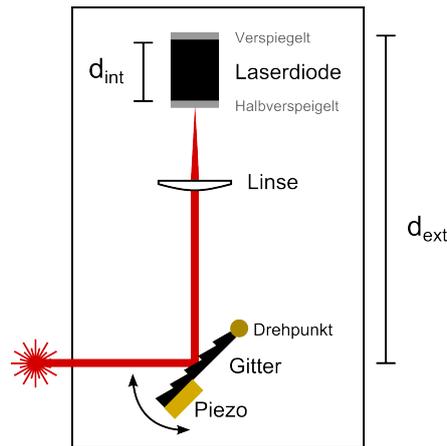


Abbildung 8: Diodenlaser mit externem Resonator. Die Länge des internen und externen Resonators ist d_{int} bzw. d_{ext} .

2.5.5 Fragen

- Wie weit kann man mit den drei Freiheitsgraden Temperatur, Spannung am Piezo und Strom jeweils den Laser verstimmen? (vergl. Abbildung 9)
- Wie schnell kann man die Parameter verglichen mit einander jeweils verändern?

3 Laserspektroskopie

Die Spektroskopie beschäftigt sich im Allgemeinen mit der Messung, Auswertung und Interpretation von den frequenzabhängigen Emissions- und Absorptionseigenschaften von Materie. Anfangs bedeutete dies, die Emissions- oder Absorptionsspektren von z.B. Atomen mittels eines Prismas oder Gitters aufzuspalten und aufzuzeichnen. Im Gegensatz dazu verwendet man in der Laserspektroskopie einen monochromatischen Laser dessen Wellenlänge durchstimmbar ist. Dies erlaubt eine um viele Größenordnungen bessere Auflösung, heutige präzisionspektroskopische Messungen z.B. an Wasserstoff erreichen eine Genauigkeit von mehr als 10^{-15} .

In diesem Versuch werden zwei weit verbreitete Methoden der Laserspektroskopie genutzt um Messungen an Rubidiumatomen durchzuführen.

3.1 Absorptionsspektroskopie

Bei der Laser-Absorptionsspektroskopie wird ein Laserstrahl durch die Probe geschickt und danach die transmittierte Intensität gemessen (Abb. 10). Hierzu verwendet man einen schmalbandigen Laser und ändert die Frequenz kontinuierlich. Man erhält ein Spektrum, in dem sich jeder mögliche Übergang durch einen Einbruch in der Transmission zeigt (Abb. 10, Demtröder [2009, Kap 6]).

Aufgrund des Dopplereffekts (Kap. 2.2.3) sind die Spektrallinien von warmen gasförmigen Proben verbreitert. Übergänge, die einen kleineren Abstand als die Dopplerverbreiterung haben, überlagern sich und können nicht unterschieden werden, siehe Abb. 11. Da die Dopplerverbreiterung für Gase bei Raumtemperatur ca. 1 GHz beträgt, können mit der einfachen Absorptionsspektroskopie nicht alle Hyperfeinstrukturübergänge aufgelöst werden.

3.1.1 Fragen

- Wie viele Übergänge wird man mit der Absorptionsspektroskopie am Rubidium unterscheiden können? Welche sind dies (vgl. Abb. 2 und 3)

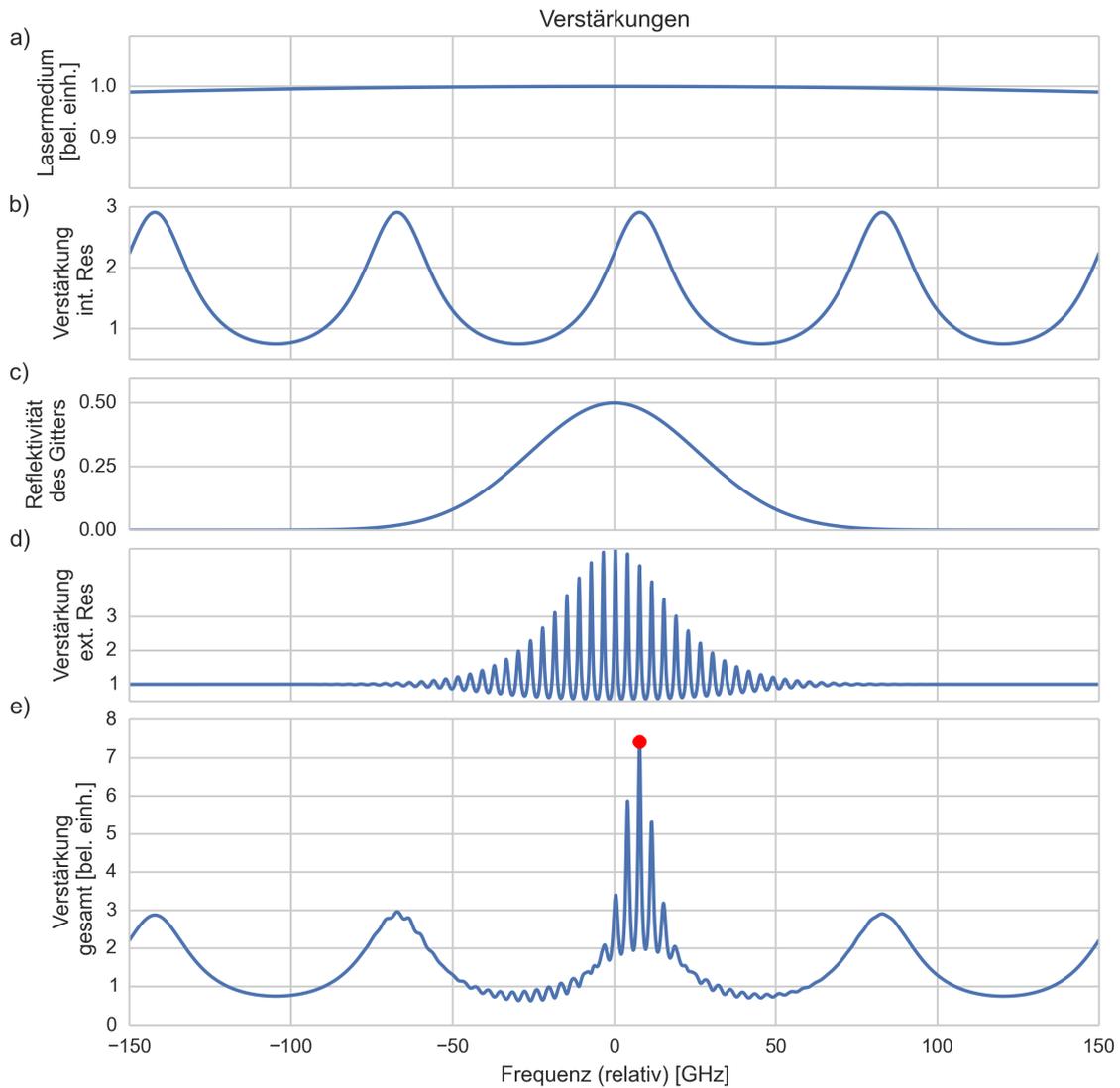


Abbildung 9: Exemplarische Frequenzselektivitäten eines Diodenlaser mit externem Resonator, ähnlich dem im Versuch verwendeten:

- a) Verstärkung des Lasermediums
- b) Verstärkung des durch die Diode gebildeten internen Resonators mit $d_{\text{int}} = 2\text{mm}$. Zusammen mit dem breiten Verstärkungsprofil des Mediums würde dies die Laserfrequenzen einer Halbleiterdiode alleine bestimmen.
- c) frequenzabhängige Reflektivität des Littrow-Gitters unter $\alpha = 40^\circ$ und Gitterperiode von 500nm
- d) Verstärkung durch den externen Resonator mit Länge $d_{\text{ext}} = 40\text{mm}$. Man erkennt die nah beieinander liegenden Resonanzen des im Vergleich zum internen Resonator viel längeren Resonators.
- e) Resultierende Gesamtverstärkung die sich aus den oberen Verstärkungen ergibt Bösel [2009, Kap.2.5]. Der rote Punkt markiert die Frequenz auf der der Laser laufen wird.

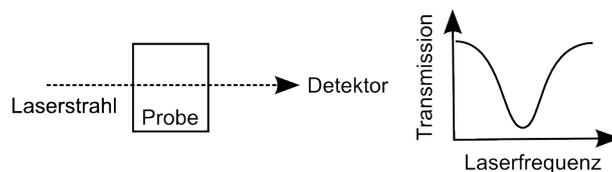


Abbildung 10: Prinzip der Absorptionsspektroskopie

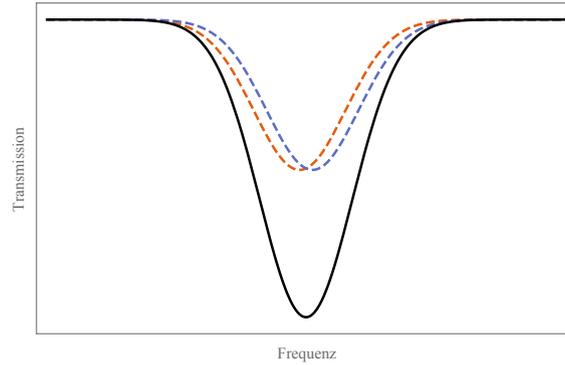


Abbildung 11: Dopplerverarbeitete Absorptionslinien einzelner Übergänge (gestrichelt) und die daraus resultierende beobachtbare Linie (durchgezogen)

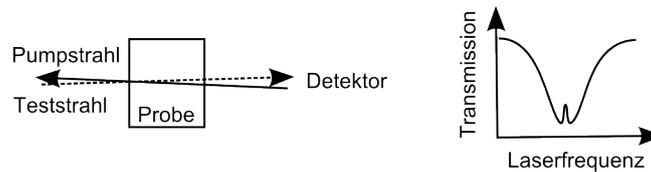


Abbildung 12: Prinzip der Sättigungsspektroskopie

3.2 Sättigungsspektroskopie

Die Sättigungsspektroskopie wurde entwickelt, um die Dopplerverbreiterung zu umgehen und um so auch noch Linien zu unterscheiden, die einen kleineren Abstand als die Dopplerverbreiterung haben.

Dazu wird der Laser in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, einen starken sog. *Pumpstrahl* und einen schwächeren *Teststrahl*. Diese werden überlappend, aber *gegenläufig* durch die Probe geschickt. Da die Strahlen aus unterschiedlichen Richtungen kommen, „sieht“ ein Atom die Dopplerverschiebung für beide Strahlen genau entgegengesetzt. Ein sich z.B. in Richtung des Teststrahls bewegendes Atom sieht also den Teststrahl blauverschoben während es den Pumpstrahl rotverschoben sieht. Die Frequenz des Pumpstrahls und des Teststrahls im Eigensystem des mit v_z bewegten Atoms ist gegeben durch

$$\begin{aligned}\omega_{\text{pump}} &= \omega_0 + \Delta \\ \omega_{\text{test}} &= \omega_0 - \Delta\end{aligned}\tag{26}$$

wobei $\Delta = \omega_0 \frac{v_z}{c}$ die Dopplerverschiebung und ω_0 die Laserfrequenz im Laborsystem ist.

Betrachtet man nun die Transmission des Teststrahls, sieht man den gleichen, gaußförmigen Intensitätseinbruch wie in der Absorptionsspektroskopie zuvor, aber mit einem Unterschied: In der Mitte des Einbruchs, d.h. für Atome der Geschwindigkeit $v_z = 0$ ist jetzt eine kleine Spitze, ein sog. *Lamb-Peak* zu sehen. Dies liegt daran, dass Atome, die in Richtung des Laserstrahls ruhen, aufgrund fehlender Dopplerverschiebung sowohl mit Test- als auch Pumpstrahl resonant sind, $\omega_{\text{pump}} = \omega_{\text{test}} = \omega_0$. Dies sorgt dafür, dass der starke Pumpstrahl das Grundniveau entvölkert, d.h. den Übergang *sättigt*. Der Teststrahl wird also von Atomen mit $v_z = 0$ weniger absorbiert wie bei allen anderen Geschwindigkeiten. In Abbildung 13 a) und b) sind die Frequenzen von Pump- und Teststrahl für die Fälle, dass der Teststrahl mit Atomen mit $v_z = 0$ und $v_z \neq 0$ resonant ist, dargestellt.

3.2.1 Überkreuzungsspitzen (Cross-Over-Peaks)

Hat ein Atom mehrere Übergänge (ω_1, ω_2) die nah beieinander liegen, entstehen im Absorptionsspektrum noch weitere Spitzen neben den *Lamb-Peaks*. Liegt die Laserfrequenz nämlich genau in

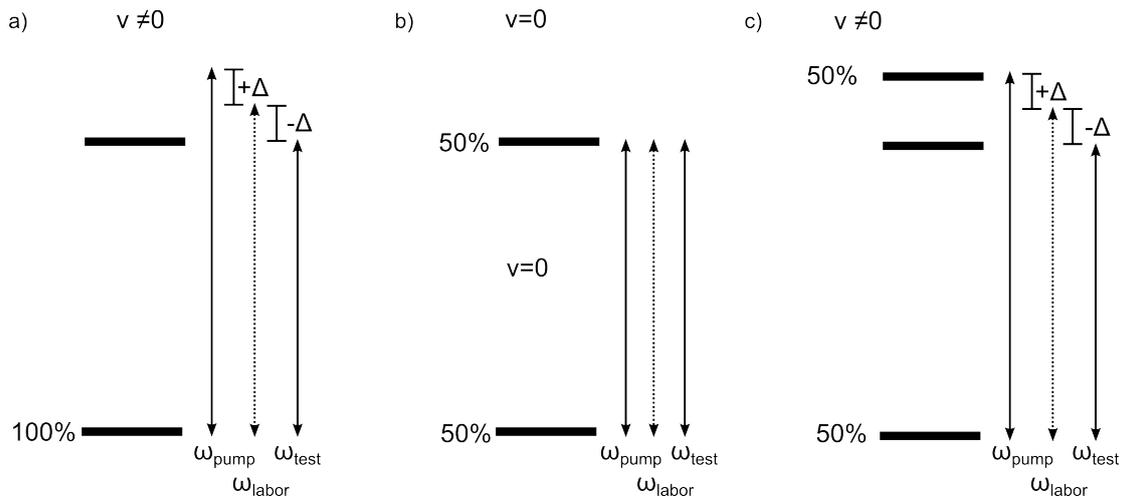


Abbildung 13: Energieniveaus eines Atoms und die Frequenzen von Pump- und Teststrahl im Eigensystem des Atoms für a) ein bewegtes oder b) ruhendes Atom. Die %-Zahl gibt die Besetzung unter dem Grenzfalle, dass der Pumpstrahl unendlich stark und der Teststrahl verschwindend schwach ist, an.

In a) hat der Teststrahl eine Frequenz, sodass er mit dem Übergang eines bewegten Atoms resonant ist. Da der Teststrahl schwach ist, ist die Besetzung im Grundzustand $\approx 100\%$.

In b) ist der Teststrahl mit dem Übergang eines ruhenden Atoms resonant, aber daher auch gleichzeitig der Pumpstrahl. Der starke Pumpstrahl kann dadurch den Übergang sättigen (50% Besetzung im unteren und oberen Niveau) und der Teststrahl wird weniger absorbiert.

c) Hat das Atom mehrere Übergänge und liegt die Laserfrequenz genau zwischen zwei Übergängen, gibt es Atome mit einer Geschwindigkeit, so dass der Pumpstrahl genau einen und der Teststrahl den anderen Übergang treibt. Auch hier wird der Teststrahl weniger absorbiert. Es entstehen die Überkreuzungsspitzen.

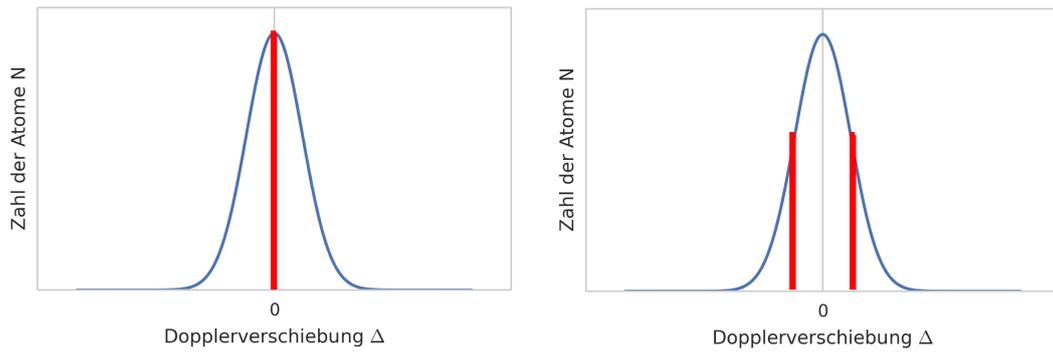


Abbildung 14: Anzahl der Atome mit einer gewissen Dopplerverschiebung.

der Mitte zweier Übergänge, dann gibt es Atome mit einer Geschwindigkeit, bei der der Pump- und der Teststrahl durch deren entgegengesetzten Dopplerverschiebungen jeweils mit einem der Übergänge resonant sind. Dies ist in Abb. 13 c) dargestellt. Aus

$$\begin{aligned}\omega_0 \pm \Delta &\equiv \omega_1 \\ \omega_0 \mp \Delta &\equiv \omega_2\end{aligned}\tag{27}$$

folgt

$$\Delta = \pm \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}.\tag{28}$$

Um die Höhe der Überkreuzungsspitzen vorausszusagen, muss betrachtet werden, wie viele Atome die benötigte Geschwindigkeit haben. Für die normalen *Lamb-Peaks* sind die Atome der Geschwindigkeit $v_z = 0$ in der Mitte der gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilung verantwortlich. Für die Überkreuzungspeaks tragen die Atome nach Gl. 28 symmetrisch an beiden Seiten Gaußverteilung bei, siehe Abb. 14.

3.2.2 Fragen

Welche Linien sind stärker sichtbar, Lambdips oder Cross-Over-Peaks?

4 Versuchsdurchführung

4.1 Lasersicherheit

Bitte beachten Sie die folgenden Regeln zur Lasersicherheit. Eine Sicherheitsunterweisung erfolgt am Versuchsaufbau.

Der Laser mit einer Leistung von ca. 10 mW bei 780 nm ist ein Laser der Klasse 3R. Er ist gefährlich für das Auge (für die Experimentatoren, aber auch andere Personen im Raum!). Bitte insbesondere folgende Sicherheitsregeln beachten:

- Wenn der Laser angeschaltet und die Abdeckung des Experiments geöffnet ist sind *Laserschutzbrillen zu tragen*. Um den Laserstrahl trotzdem sehen zu können, verwenden Sie bitte die Laserdetektionskarte.
- Nicht auf Höhe des Laserstrahls in den Aufbau sehen
- Versuchsaufbau durch Blenden abschirmen
- Bei Umbau am Tisch den Laser ausschalten oder den Strahl blockieren
- Optische Elemente auf dem Tisch festschrauben
- Schmuck, Uhren und andere reflektierende Gegenstände ablegen, da sonst Laserreflexe unkontrolliert durch den Raum geworfen werden. Kein Werkzeug in den Laserstrahl halten.

Wenn Sie sich im Umgang mit dem Laser unsicher sind, fragen Sie ihre Betreuerin oder ihren Betreuer!

4.2 Optische Komponenten

4.2.1 Anamorphotisches Prismenpaar

Die Laserdiode ist aus einem kleinen Stück Halbleiter gefertigt, auf dem der P-N-Übergang aufgewachsen worden ist. Der Bereich, in dem die Diode Licht emittiert ist entlang der Aufwachsrichtung sehr viel kleiner als Entlang des Wafers. Daher ist der Strahl elliptisch. Das anamorphotische Prismenpaar macht den elliptischen Strahl rund und vermeidet damit z.B. Abbildungsfehler an Linsen.

4.2.2 Neutraldichtefilter

Ein Neutraldichtefilter (ND-Filter) schwächt einen Strahl um einen angegebenen Wert ab. Es gilt: $T = 10^{-OD}$ wobei OD die angegebene optische Dichte bezeichnet.

4.2.3 Polarisationsoptik

$\lambda/2$ -Wellenplatten drehen die Achse von linear polarisiertem Licht abhängig von ihrem Winkel zur Polarisations Ebene. $\lambda/4$ -Wellenplatten wandeln ebenfalls abhängig von ihrem Winkel zur Polarisations Ebene linear polarisiertes Licht in zirkular bzw. elliptisch polarisiertes Licht um. Der polarisierende Strahlteiler teilt die horizontal und vertikal polarisierten Komponenten des einfallenden Strahles auf seine zwei Ausgänge auf.

4.2.4 Photodioden

Photodioden werden verwendet um die Intensität des durch die Gaszelle oder den Referenzresonator transmittierten Lichtes zu messen. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Photodioden nicht „sättigen“ (d.h. ein maximaler Strom wird ausgegeben), wenn zu viel Leistung auftritt, da sonst kein Signal zu erkennen ist. Weiterhin besitzen die Dioden eine endliche Bandbreite, sodass schnelle Signaländerungen verzerrt werden. Überlegen Sie sich, bei welchem Signal das eine Rolle spielen könnte!

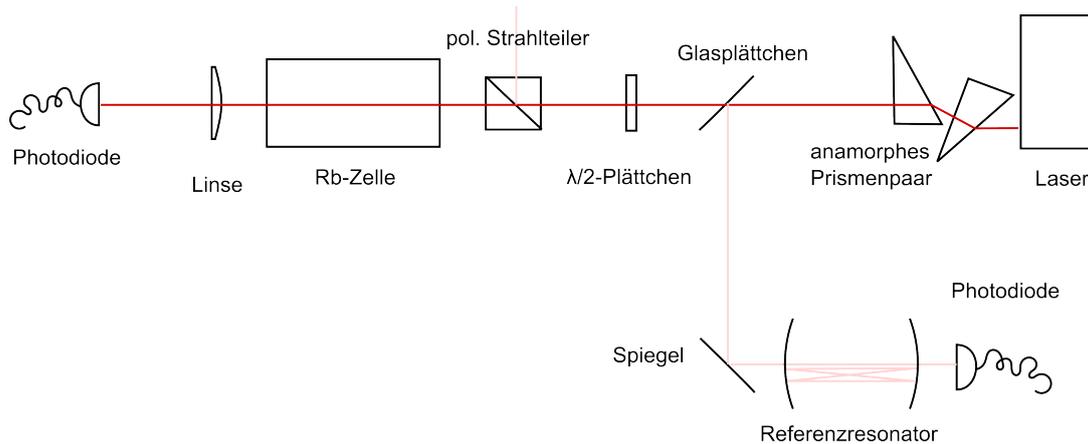


Abbildung 15: Aufbau Absorptionsspektroskopie

4.2.5 Referenzresonator

Ein Teil des Laserstrahls wird durch ein Glasplättchen abgezweigt und in einen konfokalen Referenzresonator geleitet. Dieser hat eine bekannte Länge von $d = 10\text{cm}$, woraus der freie Spektralbereich nach Gl. 19 berechnet werden kann. Wenn der Laser verstimmt wird, so ist immer dann ein Signal auf der hinter dem Resonator angebrachten Photodiode zu sehen, wenn der Laser eine Resonanz des Resonators trifft.

4.2.6 Fragen

- Wie sieht das Signal hinter dem Referenzresonator qualitativ aus, wenn die Laserfrequenz linear durchgestimmt wird? Wie sieht das Signal aus, wenn der Laser auf mehreren Moden läuft?

4.3 Absorptionsspektroskopie

4.3.1 Optischer Aufbau

Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau des Experiments zur Absorptionsspektroskopie.

⚠ Bitte ändern Sie nichts an der Einkopplung in den Referenzresonator, da ansonsten der Laser mühsam wieder eingekoppelt werden muss!

4.3.2 Elektronik

Um den Laser zu betreiben und zu verstimmen ist etwas Elektronik notwendig.

- Temperaturcontroller: Stabilisiert mit einem Peltierelement im Laser die Temperatur. Eine Temperaturänderung von ca. $0,1^\circ$ verschiebt die Laserfrequenz um ca. 1 GHz. Nach einer Temperaturveränderung und auch nach dem Einschalten muss der Laser zunächst ins thermische Gleichgewicht kommen. Warten Sie dies ab! Wenn Sie die Temperatur verändern wollen, fragen Sie ihre Betreuerin oder ihren Betreuer, da zu große Veränderungen sehr zeitraubende Justage des Lasers zur Folge haben kann! Damit der Laser stabil läuft, sollte der Temperaturcontroller während des gesamten Versuchs nicht ausgeschaltet werden.
- Stromcontroller: Mit dem Stromcontroller wird der Laser mit Strom versorgt. Mit dem Poti am Controller können Sie den Strom anpassen um den Laser leicht zu verstimmen (max 0,5 GHz) und um ihn in ein Regime zu bringen, in dem er Singlemode läuft. Übliche Ströme sind ca. 85 mA - 100 mA. Am Kippschalter ON/OFF kann der Laser eingeschaltet werden. Damit der Laser stabil läuft, schalten Sie den Laser nach Möglichkeit nicht aus. Wenn Sie an Optik arbeiten, blockieren Sie den Laserstrahl mit einem Stück Pappe.

- Spannungsaddierer: Mit dieser Controlbox wird synchron der Laserstrom und die Spannung am Piezo zur Verkipfung des Gitters moduliert, um den Laser weit zu verstimmen. Mit den Drehknöpfen kann der Strom- bzw. Spannungsoffset sowie die Modulationsamplitude eingestellt werden. Mit den Kippschaltern kann die Modulation jeweils ausgeschaltet und invertiert werden. Das Finden der richtigen Einstellungen bedarf Erfahrung, lassen Sie daher die Einstellungen unverändert und fragen Sie bei Bedarf ihre Betreuerin oder ihren Betreuer.
- Funktionsgenerator: Die Modulation wird mit einem Funktionsgenerator, der eine Dreiecksspannung bei einer Frequenz von ca. 20 Hz ausgibt, gesteuert. Passen Sie die Frequenz so an, dass eine Flanke des Dreiecksignals das Oszilloskopbild ausfüllt.
- Oszilloskop: Die Signale der Photodioden und die Rampe des Dreieckgenerators werden am Oszilloskop dargestellt. Der Trigger erfolgt auf das Dreiecksignal. Die Daten können zur Auswertung auf einem USB-Stick (funktioniert nur mit Sticks mit einer Speicherkapazität ≤ 2 GB, ein passender Stick ist vorhanden) gespeichert werden, drücken Sie dazu den PRINT-Knopf.

4.3.3 Durchführung

- Bauen Sie den Versuch zur Absorptionsspektroskopie auf. Bitte verändern Sie nicht die Einkopplung in den Referenzresonator, da das Einkoppeln mühsam ist.
- Achten Sie darauf, dass alle optischen Komponenten senkrecht und zentriert zum Strahl stehen und festgeschraubt werden.
- Richten Sie die Photodiode so aus, dass sie im Fokus der Linse steht, stellen Sie die Intensität so ein, dass die Diode nicht sättigt.
- Stellen Sie das Oszilloskop so ein, dass Sie das gesamte Spektroskopie-Signal gut sehen, nutzen Sie den gesamten dynamischen Bereich des Oszilloskops aus!
- Achten Sie darauf, dass der Laser single Mode läuft.
- Notieren Sie alle Parameter
- Speichern sie alle drei sichtbaren Signale für die Auswertung.

4.3.4 Fragen

- Wann treten Modensprünge auf?
- Wozu dient der Strahlteiler und das $\lambda/2$ -Plättchen hier?

4.4 Sättigungsspektroskopie

Mit Hilfe der Sättigungsspektroskopie soll nun die gesamte Hyperfeinstruktur des Rubidium D2-Übergangs aufgelöst werden.

4.4.1 Aufbau

Abbildung 16 zeigt den Aufbau des Experiments zur Sättigungsspektroskopie.

Die lineare Polarisierung des Laserstrahls wird durch den polarisierenden Strahlteiler bereinigt, tritt dann durch die Rubidiumzelle als Pumpstrahl, wird an der optischen Dichte abgeschwächt und von der $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert. Am Spiegel ändert sich der Drehsinn des polarisierten Lichts. Die $\lambda/4$ -Platte verwandelt die zirkulare Polarisierung wieder in lineare. Die Polarisations Ebene ist nun um 90° gegenüber des einfallenden Lichtes gedreht und wird, nachdem es die Rubidiumzelle als Teststrahl durchlaufen hat, vom polarisierenden Strahlteiler abgelenkt und von der Photodiode detektiert.

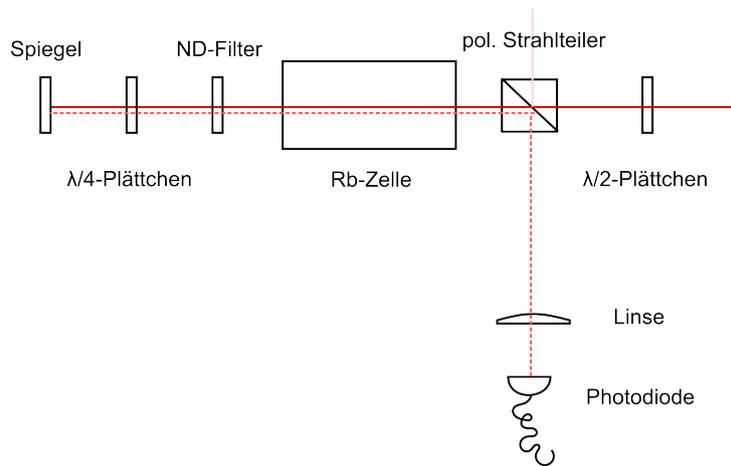


Abbildung 16: Aufbau Sättigungsspektroskopie. Der Pumpstrahl wird nach dem Durchlaufen des ND-Filters zum Teststrahl.

4.4.2 Elektronik

Der Elektronikaufbau bleibt unverändert.

4.4.3 Durchführung

- Bauen Sie den Versuch zur Sättigungsspektroskopie auf. Bitte verändern Sie nicht die Einkopplung in den Referenzresonator, da das Einkoppeln mühsam ist.
- Achten Sie darauf, dass alle optischen Komponenten senkrecht und zentriert zum Strahl stehen und festgeschraubt werden.
- Justieren Sie den Teststrahl so, dass er möglichst gut mit dem Pumpstrahl überlappt, justieren Sie die $\lambda/4$ -Platte so, dass die Intensität des Teststrahls an der Photodiode maximiert wird, dazu ist es hilfreich, die optische Dichte wegzulassen.
- Richten Sie die Photodiode so aus, dass sie im Fokus der Linse steht, stellen Sie die Intensität so ein, dass die Diode nicht sättigt.
- Stellen Sie das Oszilloskop so ein, dass Sie das gesamte Spektroskopie-Signal gut sehen, nutzen Sie den gesamten dynamischen Bereich des Oszilloskops aus!
- Achten Sie darauf, dass der Laser single Mode läuft.
- Notieren Sie alle Parameter
- Speichern sie das gesamte Signale für die Auswertung.
- Stellen Sie das Oszilloskop so ein, dass Sie jeweils nur einen der Dopplerverbreiterten Dips sehen, nutzen Sie den gesamten dynamischen Bereich.
- Speichern Sie ein Detailbild aller 4 dopplerverbreiterten Dips.

5 Auswertung

Bei der Auswertung liegt der Fokus auf der Aufbereitung der experimentellen Ergebnisse. Der Theorieteil kann daher sehr kurz ausfallen, wichtig ist jedoch eine Einleitung, in der Sie den Versuch zusammenfassend beschreiben und ihn in einen größeren physikalischen Kontext stellen. Falls Ihnen Dinge im Laufe des Versuchs unklar geblieben sind, ist die Auswertung eine gute Gelegenheit noch einmal nachzulesen und in der Auswertung aufzuarbeiten.

In der Auswertung sollten Sie das Aufarbeiten und Darstellen von Daten üben, da Sie diese Fähigkeiten später für Ihre Bachelor- und Masterarbeit sicher und selbstverständlich beherrschen sollten.

Folgende Aspekte sollten in Ihrer Auswertung bearbeitet bzw. diskutiert werden:

- Auswertung der gesamten Hyperfeinstruktur der D2-Linien beider Rubidiumisotope
- Fehlerrechnung und -diskussion: Was sind dominante Fehlerquellen? Wie können die Fehler *quantitativ* berechnet werden? Können Fehler rechnerisch kompensiert werden? Falls eine quantitative Betrachtung nicht möglich ist, schätzen Sie die Fehler ab. Warum ist die Linienebreite kein Messfehler? Ist die Durchstimmung des Lasers linear?
- Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit den Literaturwerten für Rb-85 und Rb-87 bei Steck [2001], Steck [2008].
- Um die Daten auszuwerten und die Positionen der Peaks zu bestimmen, ist es notwendig, die Messdaten mit einem geeigneten Modell zu fitten. Idealerweise finden Sie ein physikalisches Modell, das die Messdaten vollständig beschreibt. Um einen guten Fit zu erhalten ist es notwendig zunächst von Hand gute Startwerte zu finden. Zum Fitten empfehlen sich Programme wie Mathematica, Python (Scipy), Origin, ect. Betrachten Sie die Residuen um die Qualität Ihrer Fitts zu beurteilen.
- Nutzen Sie bei der Auswertung Cross-over-peaks aus, insbesondere dann, wenn Sie die eigentlichen Lamb-Dips nicht auflösen können.
- Achten Sie auf eine ansprechende Darstellung Ihrer Messdaten. Plotten Sie Daten und Fits. Versuchen Sie möglichst alle Ergebnisse zusätzlich graphisch darzustellen, Graphen sind meist leichter zu erfassen als Tabellen. Verwenden Sie geeignete Software zur Darstellung. Die Verwendung von Oszilloskopscreenshots ist nicht zulässig.
- Geben Sie Quellenangaben in üblichem Zitierstil an.
- Wenn Komponenten erwähnt werden, geben Sie mindestens in einem Nebensatz an, wieso und für was diese verwendet wurden.

Schön wären auch folgende Punkte:

- Ist es möglich die Sättigungsspektren ohne Dopplerhintergrund aufzutragen?
- Können Sie die Temperatur der Rubidiumzelle angeben? Warum weicht die Temperatur von der üblichen Raumtemperatur ab?
- Ein Plot der eigenen Werte mit Fehlerbalken zusammen mit den Literaturwerten.

Schreiben Sie nicht von Ihren Vorgängern ab, dabei lernen Sie nichts, sondern denken Sie bitte selbst nach!

5.1 Kurvenanpassung (Fit)

Bei einer Kurvenanpassung optimiert der Computer Parameter einer definierten Funktion bis sie möglichst gut mit den Messdaten übereinstimmt. Damit dies funktioniert ist es wichtig, ein gutes Modell zu bilden und möglichst gute Anfangswerte für die Parameter zu verwenden.

In diesem Abschnitt sind Hinweise zur Kurvenanpassung mit verschiedenen Programmen zusammengetragen.

5.1.1 Python

Python ist eine kostenlose Programmiersprache, die eine sehr kompakte Syntax besitzt und für die viele wissenschaftliche Bibliotheken verfügbar sind.

Am einfachsten ist es „WinPython“² zu installieren, ein Paket das die benötigten wissenschaftlichen Komponenten beinhaltet: Numpy (numerisches python), SciPy (für die Kurvenanpassung), Matplotlib (zum plotten der Graphen), Spyder (als Programmieroberfläche)

```
import matplotlib.pyplot as plt
from scipy.optimize import curve_fit

#%% daten einlesen
data=np.genfromtxt("F0000CH1.CSV",skiprows=18,dtype=float , delimiter=',')
print data
x=data[:,3]
y=data[:,4]
plt.plot(x,y)

#fitten
def fitFunction(x, a, b, c):
    return a*np.exp(-b*x) + c #hier eine passende fitfunktion entwerfen

p0=(a0,b0,c0) #startwerte für die parameter
fitParams, fitCovariances = curve_fit(fitFunction, x, y,p0)
print fitParams
print fitCovariances

# plot the data
plt.plot(x,y)
# now plot the best fit curve
plt.plot(x, fitFunction(x, fitParams[0], fitParams[1], fitParams[2]))
plt.xlabel('x-achse')
# save plot to a file
plt.savefig('dataFitted.png', bbox_inches=0)
```

Beispiele können hier gefunden werden³.

5.1.2 Mathematica

Die Funktion *Import* kann verwendet werden um die Daten einzulesen. Mit *NonlinearModelFit* kann die Kurvenanpassung durchgeführt werden. Beispiele können hier gefunden werden⁴. Nutzen Sie bei Mathematica in jedem Falle die Hilfsfunktion, die sehr umfassende Beispiele bereit hält. Mathematica steht an der LMU kostenlos zur Verfügung.

5.1.3 Gnuplot

Ein Beispiel kann hier gefunden werden⁵.

5.2 Satz

Zum Setzen des Berichts empfehlen wir das Programm LyX⁶, mit dem man bequem grafisch L^AT_EX-dokumente schreiben kann. Bei writelatex.com können mehrere Autoren gleichzeitig an einem Paper arbeiten, online und ohne dass Software installiert werden muss.

²<https://winpython.github.io/>

³<http://nbviewer.ipython.org/url/media.usm.maine.edu/~pauln/ScipyScriptRepo/CurveFitting.ipynb>

⁴<http://reference.wolfram.com/language/ref/NonlinearModelFit.html>

⁵<http://folk.uio.no/hpl/scripting/doc/gnuplot/Kawano/misc2-e.html>

⁶lyx.org

Üben Sie rechtzeitig den Umgang mit L^AT_EX da Ihnen dieses System für umfassende wissenschaftliche Arbeiten gute Dienste leisten wird!

Literatur

- André Bösel. *Untersuchungen zur Frequenzdurchstimmung eines Diodenlasers mit externem Resonator basierend auf dem akusto-optischen Effekt*. PhD thesis, Universitätsbibliothek, 2009. URL <http://ub-ed.ub.uni-greifswald.de/opus/volltexte/2009/608/>.
- Larry A. Coldren, Scott W. Corzine, and Milan L. Mashanovitch. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, March 2012. ISBN 9781118148174.
- Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik. 3, Atome, Moleküle und Festkörper 3, Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer, Berlin, 2005. ISBN 9783540274117 3540274111.
- Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer London, Limited, August 2009. ISBN 9783540337935.
- Hermann Haken and Hans Christoph Wolf. *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer, Berlin u.a., aufgabe 8., aktualisierte u. erw. aufl. 2004 edition, 2004. ISBN 9783540026211.
- Theodor W. Hänsch. Edible lasers and other delights of the 1970s. *Optics & Photonics News*, 2005. URL http://copilot.caltech.edu/classes/aph9/edible-laser_one-drop-laser.pdf.
- P. W. Milonni. Why spontaneous emission? *Am. J. Phys*, 52(4):340–343, 1984. URL http://www2.famaf.unc.edu.ar/~vmarconi/moderna1/emision_estimulada_AJP.pdf.
- Peter Nicke. *Untersuchungen zur Durchstimmung eines Littrow# Lasers unter Verwendung eines thermisch modulierbaren Laserdiodenresonators*. PhD thesis, Diplomarbeit, Universität Greifswald, 2008. URL http://www2.physik.uni-greifswald.de/sensoren/publikationen/diplomarbeiten/Nicke_diplarb.pdf.
- David Sands and Institute of Physics (Great Britain). *Diode lasers*. Institute of Physics, Bristol; Philadelphia, 2005. ISBN 0750307269 9780750307260.
- Christian Schneider. *Versuchsanleitung: Laserspektroskopie am rubidium*, 2007. URL <http://www.physik.uni-siegen.de/quantenoptik/lehre/fpraktikum/anleitung.pdf>.
- Daniel A. Steck. *Rubidium 87 D line data*. 2001. URL <http://www.steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>.
- Daniel A. Steck. *Rubidium 85 D line data*. 2008. URL <http://www.steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>.