

Fortgeschrittenen Praktikum

Versuch H2

Laserspektroskopie

Diese Anleitung im Internet:
<http://mpq.mpg.de/~haensch/FQG/teaching.html>

Inhalt

- Versuchsziel
- Ergänzungen zur Anleitung
- Versuchsanleitung

Falls Sie nicht sehr gute Atomphysik-Vorkenntnisse mitbringen, werden Sie zusätzlich zur Versuchsanleitung ein Lehrbuch benötigen, z.B. W. Demtröder, „Laserspektroskopie“ (Springer).

Zusätzlich können Sie sich von der Adresse www.mpq.mpg.de/~haensch/FQG/teaching/Schawlow.pdf den Nobel-Vortrag von Arthur Schawlow herunterladen, in dem die Erfindung des hier benutzten Spektroskopieverfahrens (Sättigungsspektroskopie) beschrieben ist.

Wichtig: Der 3. Versuchsteil (Quantenkohärenzen) ist nicht obligatorisch.

Laserspektroskopie

Die Zielsetzung des Versuches ist es die Grundlagen der modernen Laserspektroskopie experimentell zu erfahren. Die Doppler-freie Laserspektroskopie gehört zu den präzisesten Meßmethoden in der Physik. Beispielsweise wird sie zur Bestimmung der Rydbergkonstante eingesetzt - die am genauesten bestimmte Naturkonstante!

Vorbereitung: Bei der Bearbeitung der Literatur sollten folgende Themenbereiche im Vordergrund stehen:

- Prinzip der Absorptionsspektroskopie
- atomare Hyperfeinstruktur
- Dopplerverbreiterung eines Übergangs in einem atomaren Gas
- Prinzip der Sättigungsspektroskopie
- Cross-over Resonanzen
- Versuchsaufbau zur Absorptionsspektroskopie
- Versuchsaufbau zur Sättigungsspektroskopie

Auswertung: Bei der Auswertung sollte das physikalischen Grundprinzip des jeweiligen Experiments kurz beschrieben werden. Der Schwerpunkt der Auswertung sollte eine konsistente Beschreibung der durchgeführten Experimente und eine Diskussion der Resultate sein.

1. Absorbtionsspektroskopie: Beschreibung des Prinzips der Absorptionsspektroskopie und des zugehörigen Versuchsaufbaus. Diskutieren Sie die Resultate und kennzeichnen Sie die atomaren Übergänge in den gemessenen Absorptionsspektren.
2. Sättigungsspektroskopie: Beschreibung des Prinzips der Sättigungsspektroskopie und der zugehörigen Versuchsaufbauten. Diskutieren Sie die Meßergebnisse und ordnen Sie dem Spektrum die atomaren Übergänge und die "cross-over" - Resonanzen zu.

Bitte unbedingt die Laserschutzbrillen tragen!

3. Quantitative Auswertung: Beschreiben Sie das Niveauschema von ^{85}Rb und ^{87}Rb . Bestimmen Sie aus den Sättigungsspektren die Niveau-Abstände der Hyperfeinmultipletts.

4. Quantenkohärenzen: Diskutieren Sie die durchgeführten Messungen und bestimmen Sie die Frequenzbreite der beobachteten Resonanz.

Bitte unbedingt die Laserschutzbrillen tragen!

Ergänzung zur Anleitung der Spektroskopie

Da dieser Versuch durch einen Resonator verbessert wurde, wird im Folgenden Sinn und Zweck dieser Änderung erläutert.

Der Laserstrahl wird durch den Strahlteiler hinter dem anamorphen Prismenpaar aufgespalten und soll so in den in Strahlrichtung rechts stehenden Resonator eingekoppelt werden. Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, die im Abstand $d = 5\text{cm}$ von einander entfernt sind. Der Krümmungsradius R der Spiegel ist gleich dem Abstand d . Ein Resonator mit dieser Eigenschaft $R=d$ heißt konfokal (er gehört zu der Gruppe der stabilen Resonatoren). Hinter dem zweiten Spiegel befindet sich eine Photodiode, die die Intensität des transmittierten Lichtes mißt. Die Ausgangsspannung der Photodiode wird am Oszillographen aufgezeichnet. Um den Strahl einzukoppeln ist es wichtig, dass der Laserstrahl senkrecht und zentrisch auf den Einkoppelspiegel des Resonators auftrifft und der reflektierte Strahlanteil mit dem einfallenden sich gegenläufig überlagert. Dies ist etwas schwer feststellbar - man verwendet am besten die Laserkarte mit der abgeschnittenen Ecke und versucht damit sowohl einfallenden als auch reflektierten Strahl zur Deckung zu bringen (Achtung!! : Verdeckt man den einfallenden Strahl durch die Karte, erhält man natürlich auch keinen reflektierten mehr!).

Sobald ein Vielfaches einer halben Wellenlänge des Laserstrahls dem Spiegelabstand d entspricht, wird ein Teil des Lichts transmittiert und entsprechend weniger zurückreflektiert. Die Photodiode nimmt bei dieser Frequenz ein Intensitätsmaximum auf. Die Frequenz wird über eine Dreiecksspannung, die zur Gitteransteuerung des Lasers dient, periodisch verändert, d.h. in regelmäßigen Abständen wieder holt sich die Frequenz, bei der ein Vielfaches der halben Wellenlänge dem Spiegelabstand entspricht. Am Oszillographen wird die Frequenz ν des Lasers gegen die transmittierte Intensität aufgetragen (periodische Änderung der Frequenz). Der Frequenzabstand ν_0 der Resonanzen beträgt

$$\nu_0 = c/4d$$

c Lichtgeschwindigkeit
 d Spiegelabstand

Gleichzeitig dient der Resonator als Kontrolle über die Qualität der Laserfunktionsweise: treten neben den Hauptmaxima kleine Nebenmaxima auf, so heißt dies, dass der Laser nicht exakt auf einer Frequenz ("mono mode") läuft, sondern auf mehreren gleichzeitig ("multi mode"). Für

die präzise Spektroskopie ist ein Einfrequenzbetrieb des Lasers notwendig. Durch Ändern des Stroms im Bereich von wenigen mA erreicht man einen Einfrequenzbetrieb.

zu Versuch 3 : Quantenkohärenzen

Achtung: Änderung!!!

Die Rubidiumzelle befindet sich jetzt in einem Magnetfeld, das durch eine lange Spule mit folgenden Daten erzeugt wird:

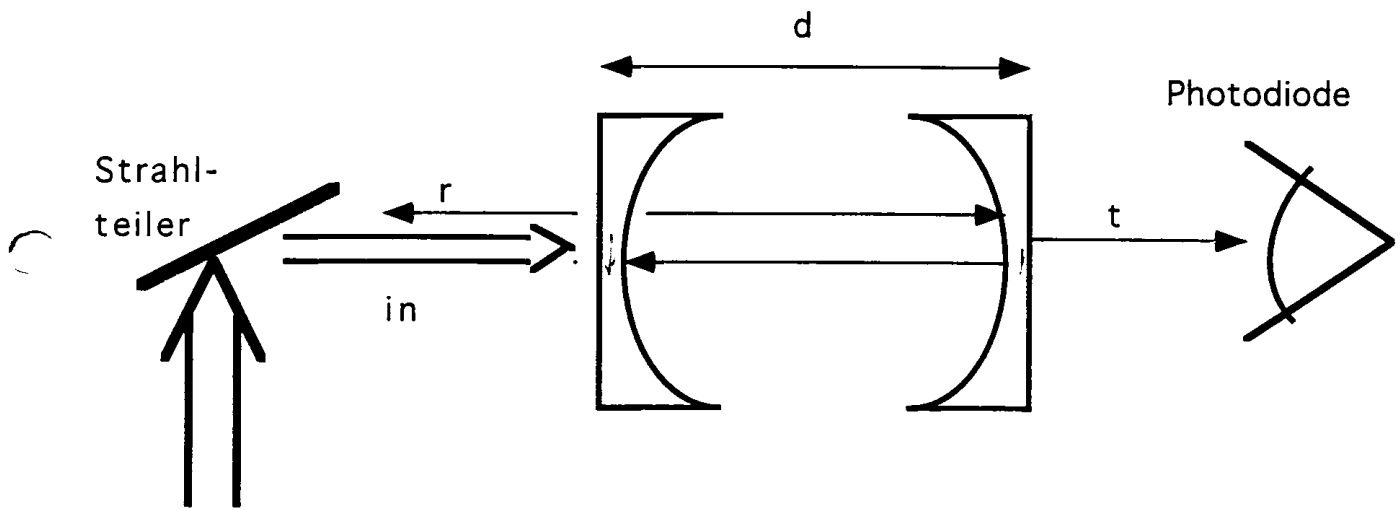
Länge $l = 12.0$ cm, Windungszahl $N = 199$ Windungen , Durchmesser $d = 5.7$ cm

Die Formel für das homogene Magnetfeld einer langen Spule lautet:

$$H = N \cdot I / l$$

$$B = \mu_0 \cdot H$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$$



Laserstrahl

r:=reflektierter Strahl
t:=transmittierter Strahl

Versuchsanleitung für das F-Praktikum

**Absorptionsspektroskopie
Sättigungsspektroskopie
Beobachtung von Quantenkohärenzen**

Als Zulassungsarbeit eingereicht
bei Prof. Dr. T.W. Hänsch
am 02.08.96
von Ulrich Schöffner

Inhaltsverzeichnis

I. Grundlagen

- | | | |
|---|-------|----|
| 1. Absorption, spontane und induzierte Emission | Seite | 1 |
| 2. Linienbreiten | Seite | 3 |
| 3. Dioden- oder Halbleiterlaser | Seite | 4 |
| 4. Das Rubidium | Seite | 10 |

II. Theorie des Versuches

- | | | |
|-----------------------------|-------|----|
| 1. Absorptionsspektroskopie | Seite | 12 |
| 2. Sättigungsspektroskopie | Seite | 13 |
| 3. Quantenkohärenzen | Seite | 15 |

III. Versuchsanleitung

A. Versuchsvorbereitungen

- | | | |
|------------------------------|-------|----|
| 1. Inbetriebnahme des Lasers | Seite | 19 |
| 2. Geräteanschlüsse | Seite | 20 |
| 3. Aufbau der Optik | Seite | 21 |

B. Versuchsdurchführung

- | | | |
|--------------------------------------|-------|----|
| 1. Absorptionsspektroskopie | Seite | 22 |
| 2. Sättigungsspektroskopie | Seite | 23 |
| 3. Beobachtung von Quantenkohärenzen | Seite | 24 |

C. Fragen

Seite 25

IV. Auswertung

- | | | |
|----------|-------|----|
| Aufgaben | Seite | 26 |
|----------|-------|----|

V. Literaturliste

Seite 27

VI. Anhang

- | | | |
|---|-------|----|
| 1. Geräteliste | Seite | 28 |
| 2. Schaltplan für Spannungsaddierer | | |
| 3. Abbildung der Frontplatte des Versorgungsrahmens | | |
| 4. Literaturkopien | | |

I Grundlagen

In den folgenden Abschnitten werden einige für den Versuch notwendige Wissensbereiche angesprochen. Es handelt sich aber um keine detaillierte und ausreichende Anleitung, sondern lediglich um eine Art Auffrischung der benötigten theoretischen Grundlagen mit dem Hinweis auf die zugehörige Literatur.

1 Absorption, spontane und induzierte Emission

Ein Atom hat unendlich viele Energiezustände, der Einfachheit halber betrachten wir hier nur den Grundzustand E_1 und den ersten angeregten Zustand E_2 . Durch Licht der Frequenz ν eines Strahlungsfeldes kann dieses Atom vom Grundzustand E_1 in den energetisch höher liegenden ersten angeregten Zustand E_2 angehoben werden. Dabei gilt für die Frequenz: $h \cdot \nu = E_2 - E_1$. Das Photon mit der Energie $h \cdot \nu$, das das Atom veranlaßt, vom Zustand E_1 in den Zustand E_2 überzugehen, verschwindet aus dem Strahlungsfeld, d.h. es wird von dem Atom absorbiert. Deshalb heißt dieser Prozeß Absorption.

Die Wahrscheinlichkeit P_{12} , daß ein Photon absorbiert wird, ist proportional zur Energiedichte des Strahlungsfeldes $\rho(\nu)$ und proportional zur Zahl N_1 der Atome im Zustand E_1 .

$$P_{12} = B_{12} \cdot \rho(\nu) \cdot N_1,$$

wobei B_{12} der Einsteinkoeffizient der Absorption ist.

Jede Absorption verringert die Zahl der Photonen einer Mode im Strahlungsfeld um 1. Eine Mode ist eine Klasse von Photonen, die alle die gleiche Energie, gleiche Richtung und gleiche Phase haben.

Ein angeregtes Atom im Zustand E_2 kann seine gespeicherte Anregungsenergie spontan, das heißt ohne äußere Einwirkung, in Form von Strahlung abgeben. Das emittierte Photon hat dann die Energie $h \cdot \nu = E_2 - E_1$. Dieser Prozeß heißt spontane Emission.

Die Wahrscheinlichkeit $P_{21}(\text{spontan})$ für den spontanen Übergang ist unabhängig von der Energie des Strahlungsfeldes und hängt nur von der Struktur des Atoms und der Zahl N_2 der Atome im Zustand E_2 ab.

$$P_{21}(\text{spontan}) = A_{21} \cdot N_2,$$

wobei A_{21} der Einsteinkoeffizient der spontanen Emission ist.

Die spontane Emission erhöht die Photonenzahl irgendeiner Mode des Strahlungsfeldes um 1.

Ein Photon des Strahlungsfeldes kann ein Atom auch veranlassen, vom Zustand E_2 in den Zustand E_1 unter Emission eines Photons überzugehen. Dieser Prozeß heißt induzierte Emission. Das induziert emittierte Photon hat die Energie $h \cdot \nu = E_2 - E_1$ und gehört zu derselben Mode wie das induzierende Photon.

Die Wahrscheinlichkeit $P_{21}(\text{induziert})$ für den induzierten Übergang ist wieder proportional zur Energiedichte des Strahlungsfeldes $\rho(\nu)$ und zur Zahl N_2 der Atome im Zustand E_2 .

$$P_{21}(\text{induziert}) = B_{21} \cdot \rho(\nu) \cdot N_2,$$

wobei B_{21} der Einsteinkoeffizient der induzierten Emission ist.

Bei der induzierten Emission erhöht sich die Besetzungszahl der Mode des induzierenden Photons um 1, d.h. das Photon dupliziert sich.

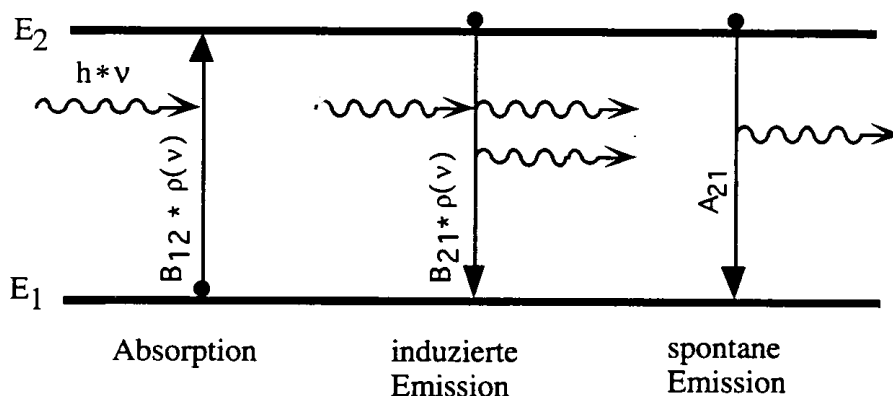


Abb.: Absorption und Emission von Photonen im Energieniveauschema

Im stationären Fall ist die gesamte Absorptionsrate gleich der gesamten Emissionsrate:

$$P_{12} = P_{21}(\text{spontan}) + P_{21}(\text{induziert})$$

$$B_{12} \cdot \rho(\nu) \cdot N_1 = [A_{21} + B_{21} \cdot \rho(\nu)] \cdot N_2.$$

Im thermischen Gleichgewicht befinden sich mehr Atome im niedrigeren als im höheren Energieniveau. Für die Besetzungszahlen gilt die Stefan-Boltzmann-Verteilung:

$$N_2/N_1 = \exp(-(E_2 - E_1)/kT)$$

Literatur:

- Bergmann-Schaefer: Optik, S.801-806
- Demtröder: Laserspektroskopie, S.10 ff
- Haken-Wolf: Atom- und Quantenphysik, S.59-62
- Weber/Herzig: Laser, S.38-46
- Zinth/Körner: Physik 3, S.220 ff

2 Linienbreiten

Natürliche Linienbreite

Die Aufnahme eines Absorptions- oder Emissionsspektrums, d.h. die Messung der Strahlungsintensität in Abhängigkeit der Frequenz des Lichtes, liefert keine streng monochromatische Spektrallinie, denn die beteiligten Energieniveaus E_1 und E_2 haben eine endliche Breite ΔE_i . Daher kann nicht nur Licht der Frequenz $h \cdot \nu_0 = E_2 - E_1$ absorbiert oder emittiert werden, sondern auch Licht, das um die Frequenz $\Delta \nu = (\Delta E_2 - \Delta E_1)/h$ verschoben ist. $\Delta \nu$ ist die Halbwertsbreite der Spektrallinie und heißt die natürliche Linienbreite. Mit Hilfe der Heisenberg'schen Unschärferelation kann man bei einer Lebensdauer τ eines angeregten Zustandes E_i dessen Energie nur bis auf $\Delta E_i = h/\tau$ bestimmen. Die natürliche Linienbreite hängt daher von der Lebensdauer τ eines Zustandes ab. Man kann sie allerdings kaum beobachten, da die Linienverbreiterung durch andere Ursachen überwiegt (siehe unten).

Dopplerverbreiterung

Die von einem Beobachter gemessene Frequenz des Lichts, das von einem bewegten Atom absorbiert bzw. emittiert wird, ist gegenüber der für ein ruhendes Atom verschoben. Sie läßt sich mit der Formel für den Dopplereffekt gemäß $\nu = \nu_0(1 - v/c)$ berechnen. ν_0 ist die Frequenz des Lichts, das von einem ruhenden Atom emittiert oder absorbiert wird.

Stoßverbreiterung

Ein weiterer Verbreiterungseffekt entsteht durch Zusammenstöße zwischen den Atomen. Durch die Stöße verringert sich die Lebensdauer τ der Zustände; da die Lebensdauer τ indirekt proportional zur Linienbreite ist, wird diese somit verbreitert. Die Zahl der Stöße

ist umso größer je größer die Dichte der Atome bzw. der Druck ist. Deshalb nennt man diesen Effekt Stoß- oder Druckverbreiterung.

Homogene und inhomogene Linienverbreiterung

Von einer homogenen Verbreiterung spricht man, wenn die Wahrscheinlichkeit für die Emission oder Absorption von Licht der Frequenz ν , die den Übergang vom Zustand E_1 nach E_2 bewirkt, für alle Atome gleich groß ist. Die natürliche Linienbreite und die Stoßverbreiterung sind Beispiele für ein homogen verbreitertes Linienprofil.

Zu einer inhomogenen Verbreiterung kommt es, wenn einzelne Atome, die zunächst einander gleich sind, durch zusätzliche physikalische Bedingungen unterscheidbar werden. Die Dopplerverbreiterung ist das Standardbeispiel für eine inhomogene Verbreiterung.

Literatur:

- Demtröder: Laserspektroskopie, S 42-61
- Mayer-Kuckuk: Atomphysik, S.138-143
- Haken-Wolf: Atom- und Quantenphysik, S. 297-301

3 Dioden- oder Halbleiterlaser

Allgemeines

Ein Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ist eine Lichtquelle, die sehr kohärentes, monochromatisches Licht aussendet. Im wesentlichen besteht ein Laser aus drei Komponenten: Einem verstärkenden Medium, in das von einer Energiepumpe Energie gepumpt wird, und einem Resonator.

Die Energiepumpe erzeugt eine vom thermischen Gleichgewicht extrem abweichende Besetzung (Inversion) der beteiligten Energieniveaus. Im laseraktiven Medium wird das Licht beim Durchgang verstärkt. Der Resonator soll das Licht durch Rückkopplung wieder durch das verstärkende Medium schicken und so das Licht in wenigen Resonatormoden (Eigenschwingungen des Resonators) speichern.

Literatur:

- Demtröder: Laserspektroskopie, S.147 ff

UE 5/17 Energie

Funktionsprinzip des Halbleiterlasers

Das Prinzip, das dem Halbleiterlaser zugrunde liegt, ist eigentlich recht einfach:

Legt man an einen dotierten pn-Halbleiter eine äußere Spannung (Energiepumpe) in Durchlaßrichtung an, so verschieben sich die Energieniveaus.

In der pn-Grenzschicht oder aktiven Zone (verstärkendes Medium) sind nun die energetisch hochliegenden Zustände im Leitungsband mit Elektronen besetzt, die energetisch tiefliegenden Zustände im Valenzband leer. Es liegt die sogenannte **Besetzungsinversion** vor. Dies ist die Voraussetzung für die Rekombination von Elektronen und Löchern (Defektelektronen). Die freiwerdende Rekombinationsenergie wird in Form von Strahlung abgegeben. Die Energie der Strahlung hängt von der Energiedifferenz E_g der beteiligten Halbleiterniveaus ab: $h \cdot \nu = E_g$.

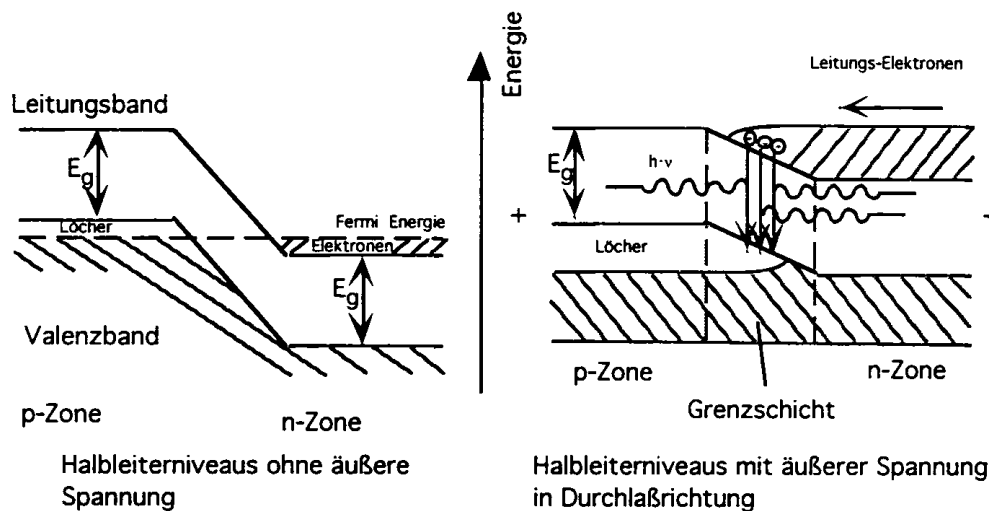


Abb.: Halbleiterniveaus

Literatur:

•Demtröder: Laserspektroskopie, S. 202-207

Strahlungsleistung

Damit der Laser kohärentes Licht aussendet, muß die Strahlung durch induzierte Emission erfolgen. Diese überwiegt aber erst ab einer gewissen Schwellstromstärke gegenüber der spontanen Emission; ab diesem Wert nimmt auch die Strahlungsleistung des Lasers extrem zu.

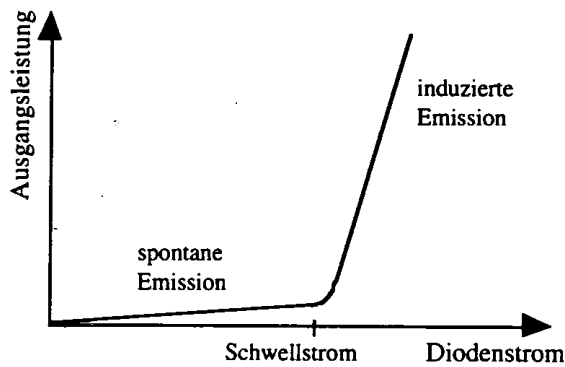


Abb.: Laserleistung

Literatur:

- Haken-Wolf: Atom- und Quantenphysik, S. 383

Resonator

Einen wesentlichen Bestandteil des Lasers bildet der Resonator, der die Photonen reflektiert, damit sie sich durch induzierte Emission mehrfach duplizieren können. Beim Halbleiterlaser läßt sich das leicht verwirklichen, denn hier wirken die polierten Endflächen des Kristalls als Resonator. Da allerdings die Abmessungen des quaderförmigen Kristalls im Millimeterbereich liegen, ist die Resonatorlänge sehr klein und deshalb die Linienbreite der sogenannten freilaufenden Laserdiode sehr groß (ca. 100 MHz).

Literatur:

- Demtröder: Laserspektroskopie, S.152-164
- H.Kogelnik and T.Li: Laser Beams and Resonators

Durchstimmung

Um einen für die Spektroskopie brauchbaren Laser zu bekommen, muß man die Frequenz des Lichtes verändern können. Dazu muß man den Energieabstand der Halbleiterniveaus ändern. Meistens geschieht dies durch Variation der Temperatur oder des Diodenstromes. Eine kontinuierliche Durchstimmung (Änderung der Frequenz) ist allerdings nicht möglich, da nach wenigen Wellenzahlen diskontinuierliche Sprünge, die sogenannten Modensprünge, auftreten. Sie entstehen dadurch, daß sich das Verstärkungsprofil stärker als die Resonatormoden verschiebt.

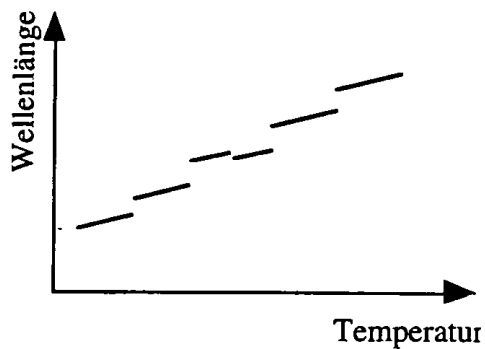


Abb.: Modensprünge

Literatur:

•Demtröder: Laserspektroskopie, S.205

Littrow-Gitter

Bei dem hier verwendeten Laser ist vor der Laserdiode ein Gitter angebracht. Die Strahlung trifft, nachdem sie einen Kollimator durchlaufen hat, auf ein Reflexionsgitter. Durch Überlagerung der reflektierten Wellen kommt es zu Interferenz.

$$2d \cdot \sin \alpha = k \cdot \lambda$$

k: Ordnung der Interferenz, d: Gitterkonstante, α : Einfallswinkel, bezogen auf die Gitternormale

Das Gitter ist in Littrow-Anordnung (siehe Abb.) montiert, d.h. das Maximum 1.Ordnung der Reflexion wird in die Laserdiode zurückreflektiert. Somit entsteht zusätzlich ein neuer Resonator, bestehend aus dem Gitterreflex und dem Reflex an der Rückfacette der Laserdiode. Die Resonatorlänge ist nun größer und damit die Linienbreite wesentlich geringer. Das 0.Maximum wird ausgekoppelt und erhält durch die Beziehung Einfallswinkel = Ausfallswinkel eine Ablenkung von ungefähr 90° .

Da das Gitter auf einem Piezoaktor (ein Kristall, der sich durch eine angelegte Spannung ausdehnt) montiert ist, kann man das Gitter kontrolliert drehen und erreicht so eine kontinuierlichere Durchstimmung.

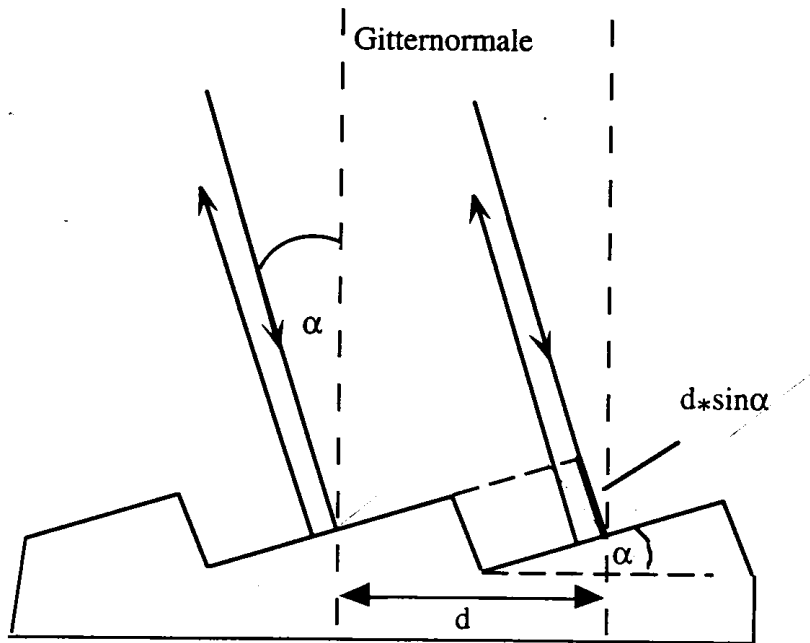


Abb.: Littrow-Anordnung

Literatur:

- Bergmann-Schaefer: Optik, S.386
- Demtröder: Laserspektroskopie, S.75-79 und S.206

Strahlquerschnitt

Aufgrund von Beugungserscheinungen an der Austrittsöffnung der Laserdiode ist der Strahl vor dem Kollimator divergent.

Das zentrale Beugungsmaximum hat eine Winkeldivergenz von

$$\Delta\Phi = \frac{\lambda}{b} \quad \text{b: Spaltbreite}$$

Es treten aber zwei Spaltbreiten an der Austrittsöffnung auf, denn die aktive Zone ist senkrecht zur pn-Grenzschicht kleiner als in paralleler Richtung. Deshalb hat der Strahl ein elliptisches Strahlprofil, das Verhältnis der Halbachsen ist ungefähr 3:1.

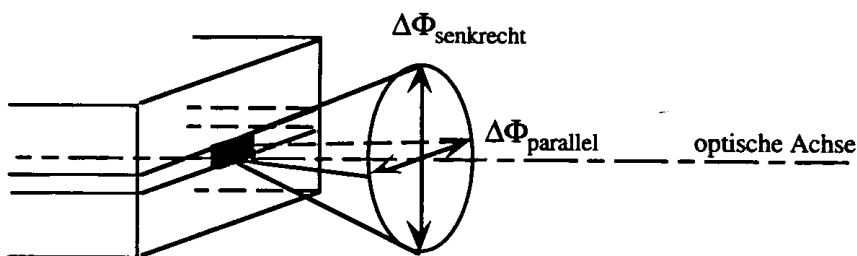


Abb.: Winkeldivergenz der Laserdiode

Literatur:

•Bergmann-Schaefer: Optik, S.360 und S.884

Strahlaufweitung (anamorphes Prismenpaar)

Damit man einen runden Strahlquerschnitt bekommt, muß man den Strahl in Richtung der kurzen Strahlachse vergrößern. Dies erreicht man mit zwei anamorphen Prismen, die in der unten abgebildeten Anordnung montiert sind. Bei der Brechung des Strahles an der Grenzfläche ändert sich der Querschnitt nur in der Einfallsebene, senkrecht zu ihr bleibt er unverändert. Das Verhältnis der Strahldurchmesser d_1 und d_2 läßt sich mit folgender Formel leicht berechnen:

$$d_2 = d_1 \cdot \left(\frac{\cos \Theta_t}{\cos \Theta_e} \right)^2$$

Bei den im Versuch verwendeten Prismen treten folgende Winkel auf: $\alpha=30^\circ$ und $\beta=29^\circ 26'$, damit lassen sich Θ_e und Θ_t berechnen. Man erhält $\Theta_e=59^\circ 26'$ und $\Theta_t=29^\circ 26'$. Diese Werte in die Formel eingesetzt ergeben einen neuen Strahldurchmesser: $d_2=2,93 \cdot d_1$. Der Strahl wird also in Richtung der kurzen Halbachse um ungefähr das 3-fache vergrößert. Man erhält somit einen runden Strahlquerschnitt.

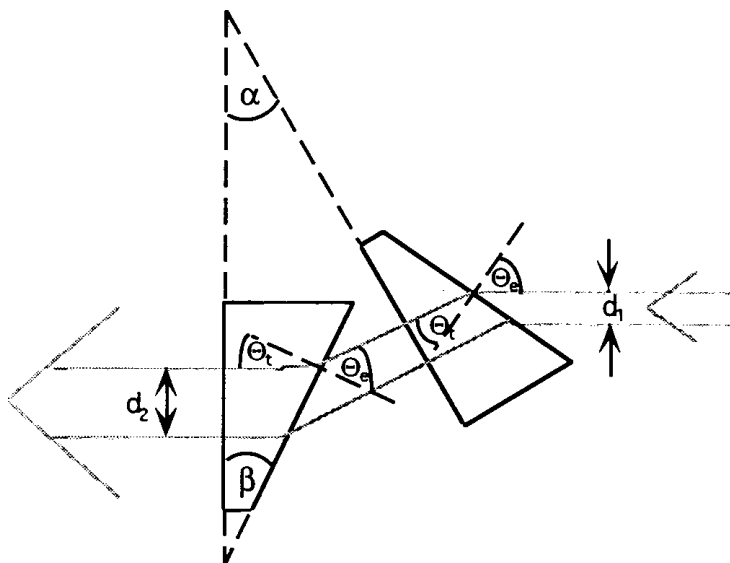


Abb.: Strahlengang durch ein anamorphes Prismenpaar

Literatur:

•Bergmann-Schaefer: Optik, S.72

•Zinth/Körner: Physik 3, S.29

4 Das Rubidium

Das Rubidium kommt in der Natur in zwei Isotopen vor, dem ^{85}Rb (^{78,2}27,8%) und dem ^{87}Rb (72,2%). ^{27,3%}

In den unten abgebildeten Ausschnitten der Termschemata ist mit F der Gesamtdrehimpuls des Atoms bezeichnet, der sich aus dem Bahndrehimpuls L, dem Spin der Elektronen S und dem Spin des Kerns I gemäß $F=L+S+I$ zusammensetzt.

Durch die Auswahlregel $\Delta F = \pm 1; 0$ sind nur bestimmte Übergänge im Atom möglich. Alle diese Übergänge gehen vom $5s \ ^2S_{1/2}$ Niveau zum $5p \ ^2P_{3/2}$ Niveau des jeweiligen Rubidium-Isotops. Die einzelnen Linien gehören zur sogenannten D₂-Linie des Rubidiums, deren Wellenlänge 780 nm beträgt.

Die Termschemata sollen im Verlauf des Versuchs vervollständigt werden.

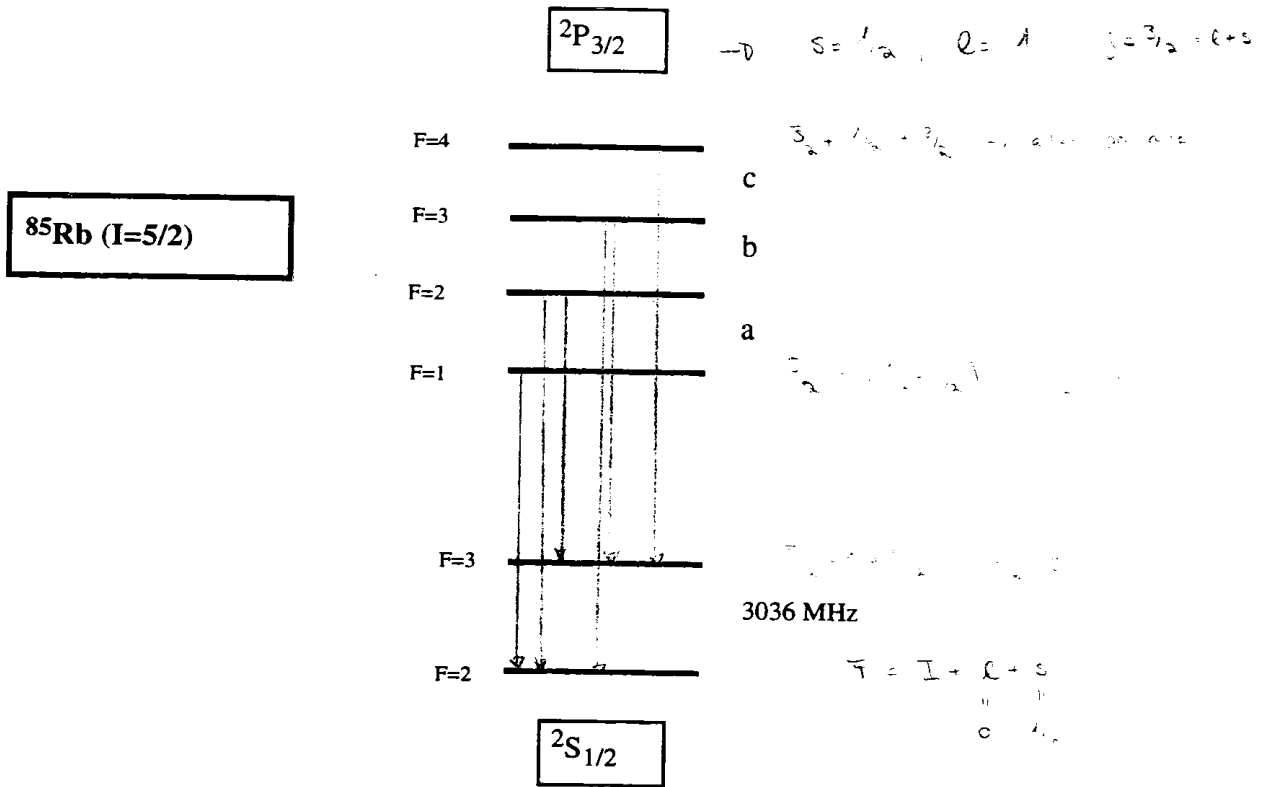


Abb.: Ausschnitt aus dem Termschema des ^{85}Rb

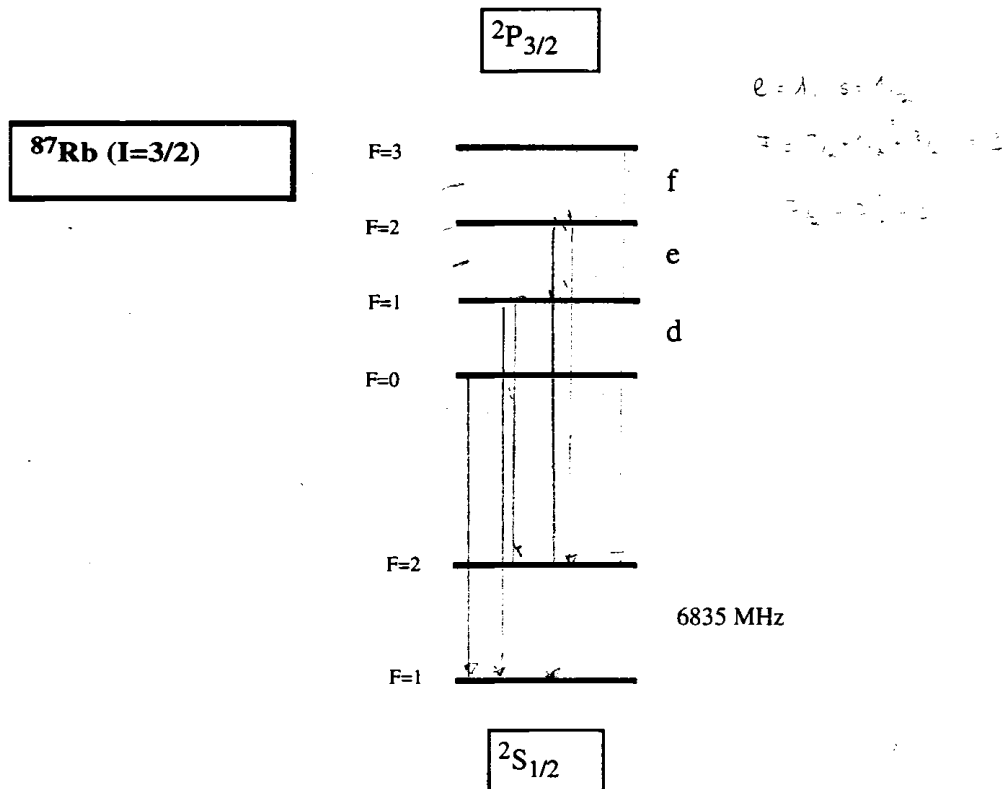


Abb.: Ausschnitt aus dem Termschema des ^{87}Rb

Für die einzelnen Abstände der Niveaus a,b,c und d,e,f sei bekannt: $a < b < c$ und $d < e < f$.
 Um die Spektren richtig analysieren zu können, ist noch folgendes schematisches Spektrum nötig. Die einzelnen Energieabstände der Niveaus ergeben sich aus der Isotopie-Verschiebung und der Hyperfeinstruktur des Rubidiums.

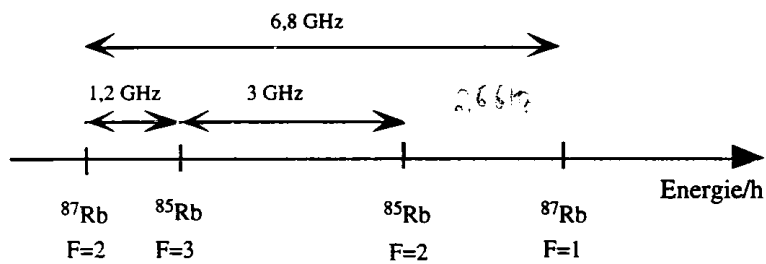


Abb.: Isotopie-Verschiebung und Hyperfeinstruktur des Rubidium

II Theorie des Versuches

Die Spektroskopie beschäftigt sich im allgemeinen mit der Messung, Auswertung und Interpretation von Spektren. Anfänglich wurde sie hauptsächlich von der Chemie genutzt, um beispielsweise die Anwesenheit eines gasförmigen Stoffes in einem Gemisch oder einer Verbindung nachzuweisen.

Für die Physik wurde die Spektroskopie erst durch die Quantentheorie interessant, denn sie war der Schlüssel zum wahren Verständnis der Spektren. Mit ihrer Hilfe konnte man aus den Spektren die Eigenschaften des Atominnen berechnen. Arnold Sommerfeld formulierte dies so: "Alle ganzzahligen Gesetze der Spektrallinien und der Atomistik fließen letzten Endes aus der Quantentheorie. Sie ist das geheimnisvolle Organon, auf dem die Natur die Spektralmusik spielt und nach dessen Rhythmus sie den Bau der Atome und Kerne regelt."*)

Es gibt verschiedene Methoden des Spektroskopierens. Hier in diesem Versuch werden zwei Arten erläutert und später auch praktisch durchgeführt. Die Ergebnisse sollen dann z.B. dazu genutzt werden, das noch unvollständige Termschema des Rubidiums qualitativ zu ergänzen und einen gewissen Einblick in die Vorgehensweise der Spektroskopie zu erlangen.

1 Absorptionsspektroskopie

Allgemeines Prinzip

Bei der Absorptionsspektroskopie wird Licht, in unserem Fall ein Laserstrahl, durch eine Absorptionszelle geschickt, in der sich in die Gasphase überführte Atome befinden. Nachdem die Strahlung die Absorptionszelle durchlaufen hat, wird die Intensität des transmittierten Lichtes gemessen. Ein Spektrum erhält man, wenn man die Frequenz des Lasers kontrolliert verändert, d.h. er wird durchgestimmt.

Was passiert bei der Absorptionsspektroskopie?

Die Photonen können die Atome in der Zelle anregen, in einen energetisch höheren Zustand überzugehen, wenn die Energie des Photons einer Übergangsenergie entspricht. Die Photonen werden dabei vom Atom absorbiert. Da die Atome wegen der thermischen Bewegung nicht in Ruhe sind, können sie durch den Doppler-Effekt auch Photonen mit einer anderen Frequenz als der Übergangsfrequenz absorbieren. So entsteht im Absorptionsspektrum keine scharfe Linie, sondern eine dopplerverbreiterte Linie. Man

*) Lexikon der Physik, S.1551

spricht deshalb auch häufig von der doppler-begrenzten Absorptionsspektroskopie, da das Auflösungsvermögen, d.h die getrennte Beobachtung zweier benachbarter Linien, durch die Dopplerbreite bestimmt ist.

Auswirkungen auf den durchzuführenden Versuch

Im Versuch wird Licht der D₂-Linie des Rubidiums (780 nm) benutzt; das Licht dieser Wellenlänge induziert den Übergang vom 5s ²S_{1/2} Niveau zum 5s ²P_{3/2} Niveau. Hier gibt es beispielsweise vom F=3 Niveau des ⁸⁵Rb und vom F=2 Niveau des ⁸⁷Rb aus jeweils drei verschiedene Übergänge, die einen Energieabstand haben, der geringer als die Dopplerbreite ist, und deshalb nicht getrennt beobachtet werden können. Die Dopplerbreite beträgt bei Zimmertemperatur etwa 1 GHz. Es ergibt sich folgendes Absorptionsspektrum für den Übergang eines Rubidium-Isotops:

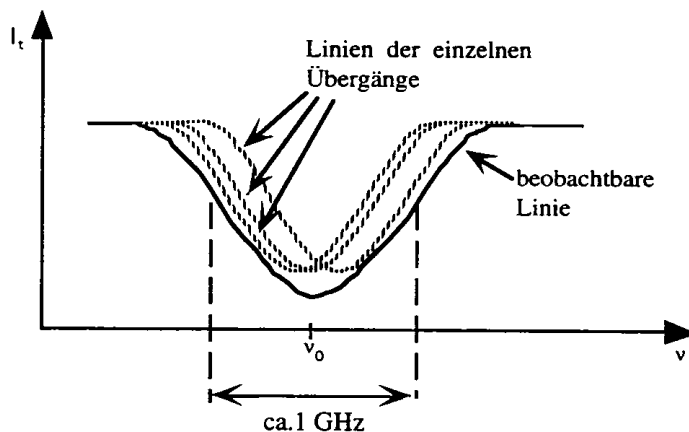


Abb.: Dopplerverbreitertes Absorptionsspektrum

Literatur:

•Demtröder: Laserspektroskopie, S.245-251

2 Sättigungsspektroskopie

Unterschied zur Absorptionsspektroskopie

Im Gegensatz zur Absorptionsspektroskopie wird hier der Laserstrahl in zwei Teilstrahlen, einen starken Pumpstrahl und einen schwachen Teststrahl, aufgeteilt. Diese durchlaufen die Absorptionzelle fast entgegengesetzt. Der Pumpstrahl sorgt durch optisches Pumpen für die Entleerung der absorbierenden Niveaus, der Teststrahl kann somit die Rubidium-Zelle fast absorptionsfrei passieren. Mit der Photodiode wird die Intensität des Teststrahls in Abhängigkeit von der Laserfrequenz gemessen.

Sättigungs-Peaks

Man erhält wie in der Absorptionsspektroskopie eine dopplerverbreiterte Linie, die jedoch Einbuchtungen, sogenannte Sättigungs-Peaks, aufweist. Diese kommen dadurch zustande, daß die beiden Strahlen mit verschiedenen Geschwindigkeitsklassen der Rb-Atome in Wechselwirkung treten. Für $v \neq v_0$ wird der Pumpstrahl von der Geschwindigkeitsklasse $v_z = +(v-v_0)/k$ (k =Wellenvektor des Lichtes) absorbiert, der Teststrahl von der Geschwindigkeitsklasse $v_z = -(v-v_0)/k$. Für $v=v_0$ können beide Strahlen mit der gleichen Klasse wechselwirken.

$$v_1 = v_0 + \Delta v$$

$$v_2 = v_0 - \Delta v$$

Cross-Over Linien

Gibt es mehrere Übergänge in einem Atom, so kann jeder Strahl von mehr als einer Geschwindigkeitsklasse absorbiert werden. Dabei können sich auch verschiedene Klassen überlagern. Dies führt zu Sättigungs-Peaks, bei denen die transmittierte Strahlungsintensität größer als bei den anderen Peaks ist. Man nennt sie Cross-Over Linien. Eine Cross-Over Linie liegt in der Mitte zwischen zwei Sättigungs-Peaks.

Wie sieht das Spektrum bei zwei Übergängen aus?

Angenommen, es gibt in einem Atom zwei Übergänge, dann kann jeder Strahl von zwei Geschwindigkeitsklassen absorbiert werden. Ändert man die Frequenz des Lichtes, verschieben sich die Klassen gegeneinander. Man kann die Erscheinung durch ein ganz einfaches Modell realisieren:

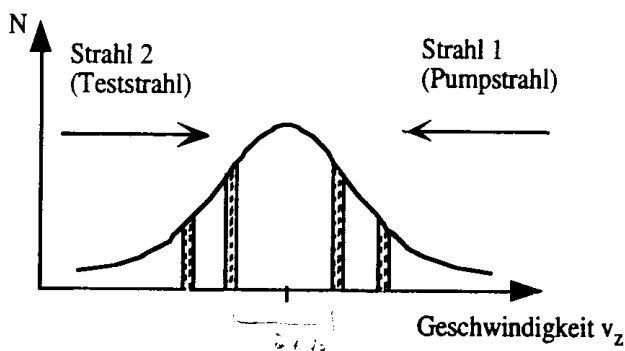


Abb.: Geschwindigkeitsklassen

Man verschiebt die einzelnen Klassen gegeneinander und notiert, wie weit jede einzelne verschoben wurde, wenn sie sich überlagern. Die Cross-Over Linien sind größer als die einfachen Sättigungslinien.

Man verschiebt die einzelnen Klassen gegeneinander und notiert, wie weit jede einzelne verschoben wurde, wenn sie sich überlagern. Die Cross-Over Linien sind größer als die einfachen Sättigungslinien.

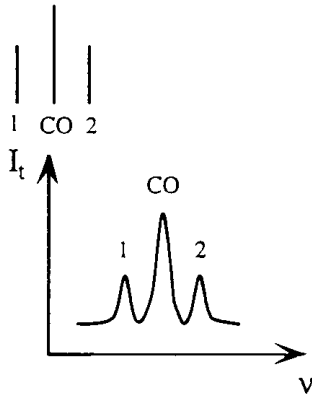
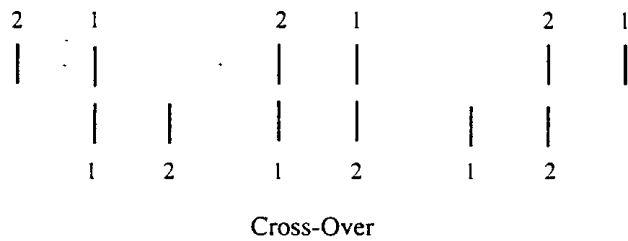


Abb.: Konstruktion des Spektrums

Literatur:

•Demtröder: Laserspektroskopie, S. 292-301

3 Quantenkohärenzen

Nach den vorherigen Abschnitten wäre das Ergebnis des folgenden Versuches eigentlich eindeutig: Bestrahlt man die Absorptions-Zelle mit dem Licht der Frequenz, die einem Übergang entspricht, so wird das Licht absorbiert. Tatsächlich gibt es aber gewisse Zustände, bei denen trotzdem kein Licht absorbiert wird. Zur Erläuterung dieses erstaunlichen Phänomens wird zunächst ein einfacheres Modell dargestellt:

Das Lambda-System

Es werden zunächst die Übergänge von einem 3-fach entarteten Grundzustand in einen 3-fach entarteten angeregten Zustand betrachtet. Dies liefert folgendes Bild, wobei mit m die magnetische Quantenzahl, mit σ^+ rechtszirkulares und mit σ^- linkszirkulares Licht bezeichnet ist:

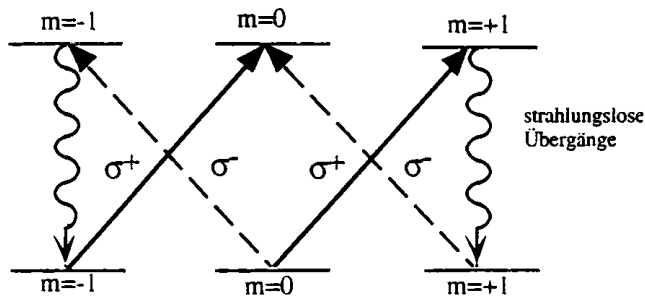


Abb.: Übergänge eines 3-fach entarteten Systems

Durch zirkular polarisiertes Licht sind Übergänge mit $\Delta m = \pm 1$ möglich ($\Delta m = +1$ für rechtszirkulares σ^+ Licht und $\Delta m = -1$ für linkszirkulares σ^- Licht). Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind durch die Clebsch-Gordan Koeffizienten gegeben. Der Übergang von $m=0$ nach $m=0$ ist nicht möglich, da der Clebsch-Gordan Koeffizient Null ist. Bestrahlt man das System nur mit σ^+ (oder σ^-) Licht, so werden sich die Atome nach endlicher Zeit alle im Zustand $m=+1$ ($m=-1$) des Grundzustandes befinden. Strahlt man aber σ^+ und σ^- Licht ein, hat man ein 3-Niveau-System oder auch Lambda-System.

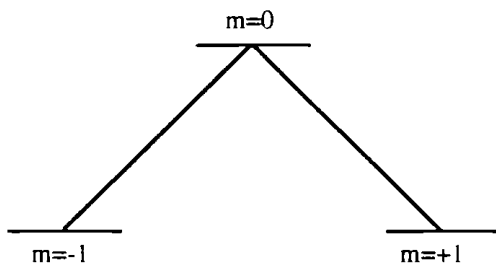


Abb.: Lambda-System

Dunkelzustand

Für dieses Lambda-System mit den Zuständen $|m = -1\rangle \equiv |-1\rangle$ und $|m = +1\rangle \equiv |+1\rangle$ gibt es Linearkombinationen der beiden Zustände, die man als neue Basis des Systems betrachtet. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß der symmetrische Zustand $|-1\rangle + |+1\rangle$ über den Wechselwirkungsoperator des Lichtes mit dem angeregten Zustand koppelt, während der antisymmetrische Zustand $|-1\rangle - |+1\rangle$ nicht koppelt, d.h. er ist dunkel. Man bezeichnet ihn als sogenannten Dunkelzustand, denn er absorbiert kein Licht.

Hebt man die Entartung auf, so kann jeder der Zustände über das Lichtfeld wieder mit dem angeregten Zustand koppeln. Die Aufhebung der Entartung erreicht man zum Beispiel durch ein Magnetfeld.

Übertragung des Modells auf das Rubidium

Beim Rubidium hat man kein derart einfaches Lambda-System, sondern ein komplizierteres System, da die F-Niveaus $2F+1$ -fach entartet sind. Für den Übergang von $F=2$ nach $F=2$ entsteht dann zum Beispiel folgende Situation.:

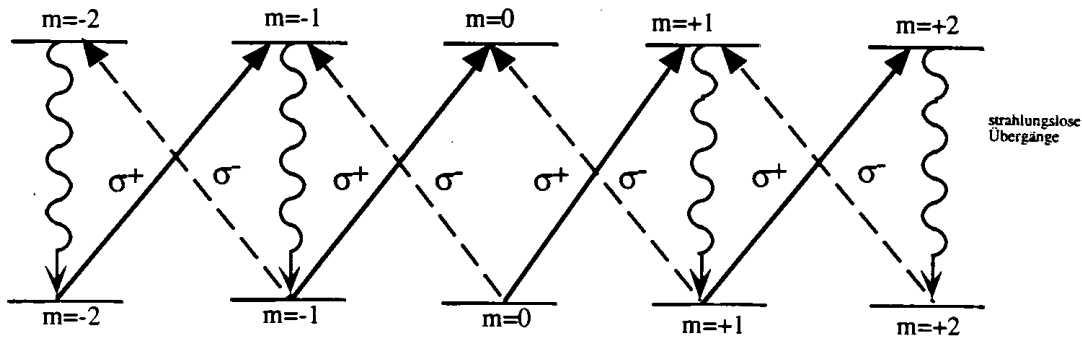


Abb.: Übergänge eines 5-fach entarteten Systems

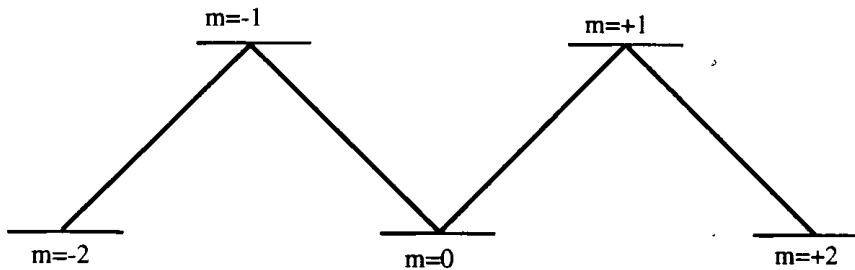


Abb.: Lambda-ähnliches System des Rubidiums

In diesem Fall sieht die Linearkombination der Zustände $|-2\rangle, |0\rangle, |+2\rangle$ komplizierter aus, aber auch hier gibt es Kombinationen, die sich nicht mit den angeregten Zuständen koppeln. (\rightarrow antisymmetrisch)

Beobachtung der Quantenkohärenz:

Um dieses Phänomen zu beobachten, benutzt man denselben Aufbau wie bei der Absorptionsspektroskopie; jedoch befindet sich die Rubidium-Zelle in einem von zwei Helmholtz-Spulen erzeugten longitudinalen homogenen Magnetfeld. Stimmt man das Magnetfeld bei einer festen Laserfrequenz, die einem Übergang entspricht, durch, so erhält man ungefähr die folgende Kurve.

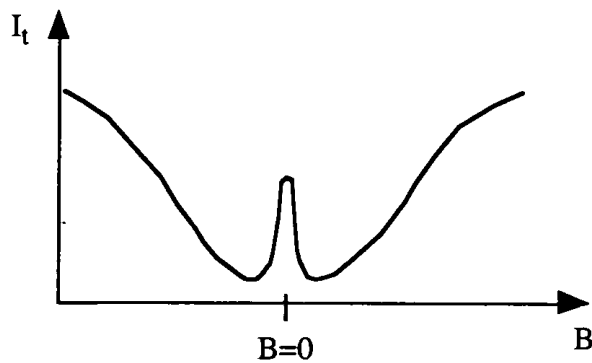


Abb.: Quantenkohärenz

Störung der Resonanz

Die Resonanz wird in diesem Versuch allerdings nicht genau bei $B=0$ auftreten, wie dies nach der Theorie zu erwarten wäre, sondern sie ist etwas verschoben. Der Grund für diese Verschiebung ist die Anwesenheit von störenden transversalen Magnetfeldern (z.B. Erdmagnetfeld). Mit einem zusätzlichen Magneten kann man die Resonanz schmaler oder breiter machen, indem man die Störfelder kompensiert oder verstärkt.

Die Form der Resonanz ist auch sehr stark von der Polarisation des Lichtes abhängig. Der Grund hierfür ist eine komplizierte Überlagerung der Hyperfeinstrukturniveaus und eine Wechselwirkung mit transversalen Störfeldern.

Literatur:

- E.Arimondo, G.Orriols: Nonabsorbing Atomic Coherences by Coherent Two-Photon Transitions in a Three-Level Optical Pumping
- A.Aspect, E.Arimondo, R.Kaiser, N.Vansteenkiste, C.Cohen-Tannoudji: Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selektive Coherent Population Trapping

III Versuchsanleitung

In den Versuchen sollen die Absorptions- und Sättigungsspektren des Rubidiums aufgenommen und damit die Termschemata rekonstruiert werden.

Außerdem sollen Quantenkohärenzen beim Rubidium beobachtet werden.

A Versuchsvorbereitungen

1 Inbetriebnahme des Lasers

Vor Anschluß der Versorgungskabel an die Laserdiode müssen Sie die folgenden Parameter an der Monitoreinheit des Versorgungsrahmens überprüfen und einstellen:

Temperaturstabilisierung:

Schalter 3: $T_{\max} = 8,0^{\circ}\text{C}$

Schalter 4: $T_{\min} = 36,0^{\circ}\text{C}$

Schalter 5: AD 590

Schalter 6: range 1

Schalter 7: pos

Schalter 10: $T_{\text{set}} = 19,7^{\circ}\text{C}$

Stromstabilisierung:

Schalter 2: $U_{\max} = 4,15\text{V}$

Schalter 3: $I_{\max} = 123\text{mA}$

Schalter 5: current

Schalter 6: range 1

Schalter 7: neg

Schalter 10: $I_{\text{set}} \approx 85\text{mA}$

Die Numerierung der Schalter entnehmen Sie der Abbildung der Frontplatten im Anhang. Sind diese Werte eingestellt, dann schalten Sie den Versorgungsrahmen aus (Schlüssel) und bringen die Versorgungskabel an der Laserdiode an. Danach kann der Laser in Betrieb genommen werden.

Achten Sie beim Einschalten der Laserdiode darauf, daß immer die Temperaturstabilisierung vor der Stromstabilisierung eingeschaltet wird, beim Ausschalten gilt die umgekehrte Reihenfolge.

ACHTUNG: NICHT DIREKT IN DEN LASERSTRAHL BLICKEN !!!!

2 Geräteanschlüsse

Schließen Sie die Geräte in der folgenden Weise an:

a) Frequenzgenerator:

Ausgang: Spannungsaddierer
sync-out: Trigger extern (Oszilloskop)

b) Oszilloskop:

Kanal 1: Photodiode
Kanal 2: Gitteransteuerung oder "Spulenstrom"
Trigger: sync-out des Funktionsgenerators

c) Schaltbare Stromquelle:

Vorderseite:
U_{ext} vom Spannungsaddierer
Signal für Ausgangsstrom (1V=1A)
Rückseite:
Ausgang für Spulen

d) Spannungsaddierer (Schaltplan im Anhang):

Eingänge (Rückseite):
Funktionsgenerator (BNC-Buchse)
Versorgungsrahmen (kleine Bananenstecker: ground, ±15V)
Ausgänge: (Vorderseite):
- Gitteransteuerung BNC-Buchse (rechts), zwei Drehknöpfe für Gleichspannung und Dreieckspannung
- Spulenausgang SMC-Buchse (links), ebenfalls zwei Drehknöpfe für Gleichspannung und Dreieckspannung

e) Versorgungsrahmen:

- Laserdiode: Temperatur- und Stromstabilisierung (jeweils SubD9 Steckverbindungen)
- Spannungsaddierer (siehe oben)

Hinweise zur Vorbereitung:

Machen Sie sich mit der Bedienung des Oszilloskop vertraut (Trigger, Zeitablenkung, Empfindlichkeitsbereiche).

Üben Sie den Gebrauch des Spannungsaddierers unter Verwendung des Oszilloskops.

3 Aufbau der Optik

Montage der optischen Geräte:

Schrauben Sie die Halterungen mit den optischen Komponenten vorsichtig auf die Gewindestangen und benutzen Sie eventuell Beilagscheiben, um einen sicheren Halt zu gewährleisten. Die Rubidium-Zelle wird in der Halterung der Helmholtz-Spulen befestigt. Die Gewindestangen mit den optischen Geräten werden dann nach der jeweiligen Versuchsskizze, die bei den einzelnen Versuchen aufgeführt ist, mit den Reitern auf der optischen Schiene montiert.

Stellen Sie den Filter und die Rubidium-Zelle etwas schräg; damit sollen Reflexe zurück in die Laserdiode vermieden werden.

Achtung: Die Rubidium-Zelle ist sehr zerbrechlich !!!

Justierung des Laserstrahls

Sind die optischen Komponenten gemäß der Versuchsskizze auf der optischen Schiene montiert, prüfen Sie den Strahlverlauf des Lasers. Benutzen Sie dazu entweder eine Infrarot-Card oder ein Blatt Papier. Bei der Verwendung von Papier entfernen Sie den Filter, damit die Intensität größer wird und der Strahl somit leichter sichtbar ist.

Beim Justieren gehen Sie in zwei Schritten vor:

1. Die Grobjustierung erfolgt durch Höhenverstellung der einzelnen optischen Teile.
2. Die Feinjustierung geschieht durch leichtes Drehen der optischen Komponenten oder durch Verstellen der Schrauben an den Spiegelhaltern.

Zum Justieren ist etwas Geduld und Präzision erforderlich, vor allem bei der Sättigungsspektroskopie !

Achtung: Nicht in den Laserstrahl blicken !!!

B Versuchsdurchführung

1 Absorptionsspektroskopie

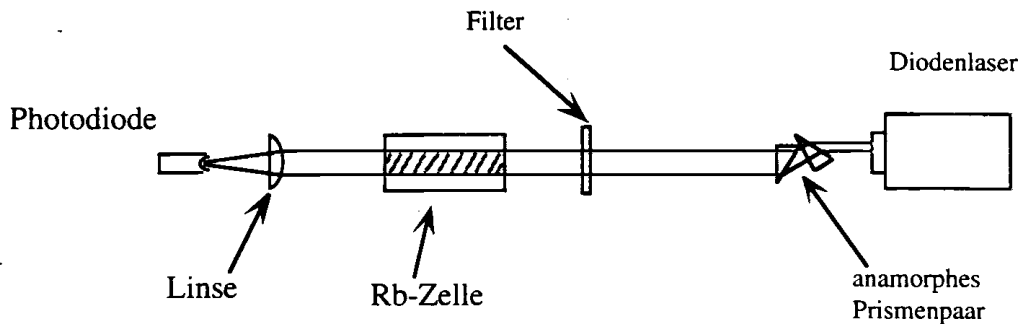


Abb.: Versuchsaufbau für Absorptionsspektroskopie

Plazieren Sie die optischen Geräte nach obiger Skizze.

Stellen Sie nun am Funktionsgenerator eine Dreiecksspannung (ca.40-80 Hz) mit maximaler Amplitude ein. Wählen Sie die Einstellung für die Gitteransteuerung so, daß der durchstimmte Bereich maximal wird. Die Zeitablenkung stellen Sie vorerst so ein, daß der gesamte Frequenzbereich des Lasers sichtbar wird, dazu muß das ganze Signal der Gitteransteuerung auf dem Bildschirm des Oszilloskops Platz haben. Beobachten Sie jetzt das Photodioden-Signal auf dem Oszilloskop, wenn Sie den Diodenstrom leicht verändern. Stellen Sie ihn so ein, daß Sie zwei Übergänge beobachten können.

Um das gesamte Spektrum sichtbar zu machen, schließen Sie den Spulen-Ausgang des Spannungsaddierers an den Modulations-Eingang (modulation input) der Stromstabilisierung. Die Gleichspannung soll Null und die Dreiecksspannung ungefähr 0,1V betragen, der Wahlschalter des Spulenausgangs ist auf invertiert zu stellen. Regeln Sie den Diodenstrom wieder auf den Wert, bei dem Sie zuvor das Spektrum gesehen haben. Jetzt müssen die vier Übergänge erkennbar sein.

Entfernen Sie nach dem Versuch die Modulation des Diodenstroms.

2 Sättigungsspektroskopie

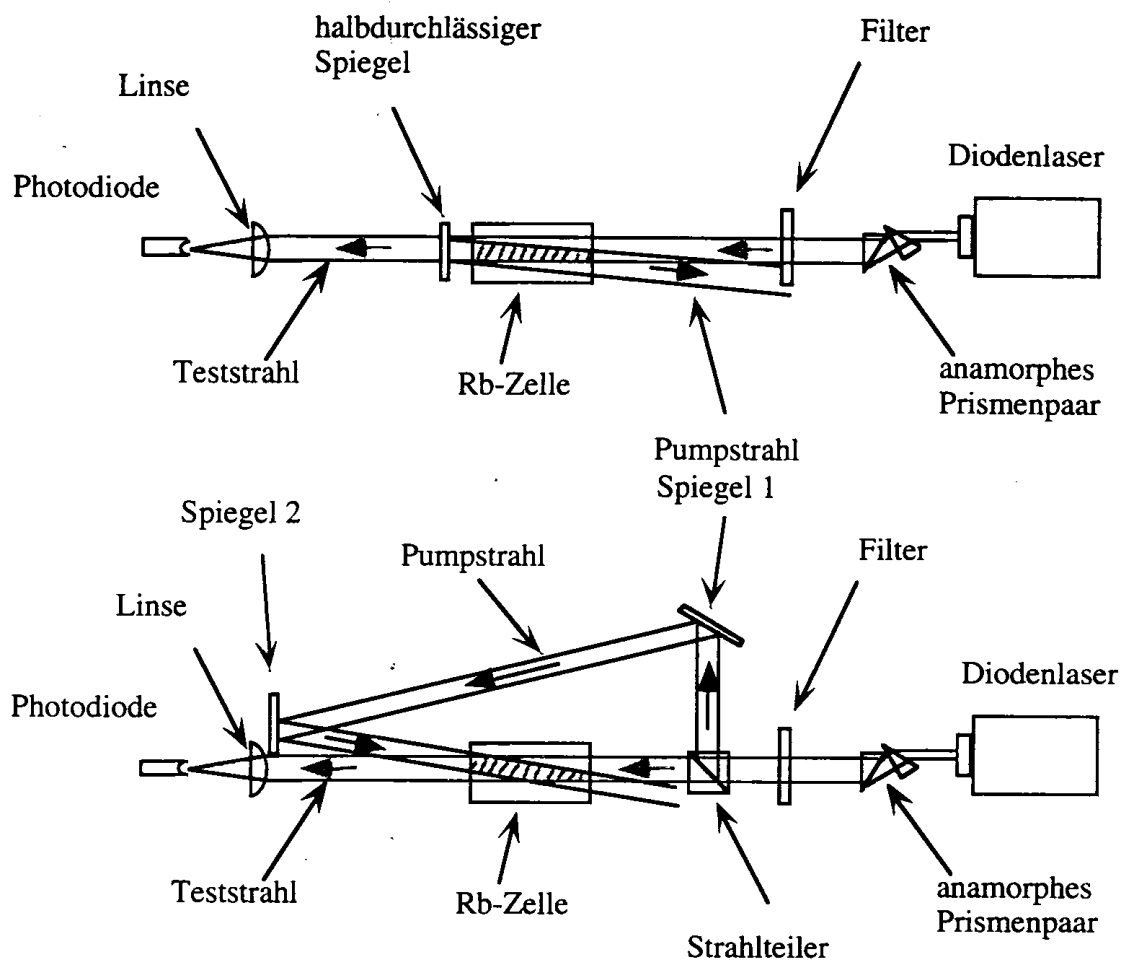


Abb.: Zwei Versuchsaufbauten (linear und nichtlinear) für die Sättigungsspektroskopie

Schalten Sie während des Umbaus die Stromstabilisierung der Laserdiode aus.

Die Einstellungen an Funktionsgenerator, Versorgungsrahmen und Oszilloskop werden nicht verändert.

Beim linearen Aufbau ist der halbdurchlässige Spiegel möglichst nahe an der Rubidium-Zelle zu positionieren, um einen großen Überlappungsbereich der beiden Strahlen zu erzielen.

Für den nichtlinearen Aufbau benötigen Sie den Reiter mit dem Schienenaufsatz und noch zwei bewegliche Halter. Der Spiegel 1 wird zusammen mit dem Strahlteiler auf dem Schienenaufsatz montiert. Die Ablenkung des Pumpstrahls sollte ungefähr 90° betragen. Der Spiegel 2 wird sehr nahe an den durchgehenden Teststrahl gebracht, um auch hier einen möglichst großen Überlappungsbereich realisieren zu können.

Zum genauen Justieren der beiden Spiegel beobachten Sie das Photodioden-Signal auf dem Oszilloskop. Hier werden die Sättigungs-Peaks sichtbar, wenn sich die Strahlen gut überschneiden.

Ist das Spektrum deutlich zu sehen, reduzieren Sie die Amplitude der Dreiecksspannung, dadurch verringern Sie die Verstimmung des Lasers. Mit der Gleichspannung können Sie das Spektrum eines Übergangs in der Mitte des Oszilloskops plazieren. Vergrößern Sie es so, daß es den ganzen Bildschirm ausfüllt. Machen Sie durch Unterbrechen des Pumpstrahls den Unterschied des Sättigungsspektrums zum Absorptionsspektrum deutlich, auf diese Weise werden alle Peaks klar erkennbar.

3 Beobachtung von Quantenkohärenzen

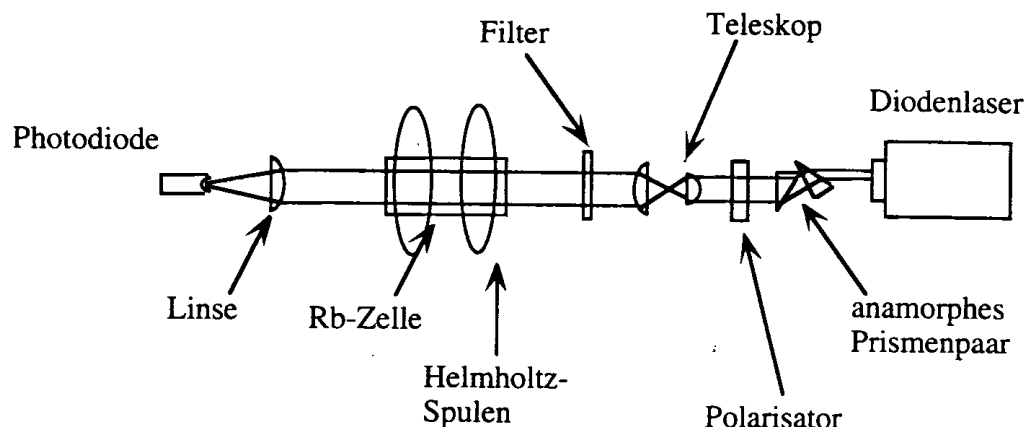


Abb.: Versuchsaufbau für die Beobachtung der Quantenkohärenzen

Zur Beobachtung der Quantenkohärenzen muß der Laser auf einer Übergangsfrequenz sein. Das Einstellen erfordert etwas Fingerspitzengefühl, Sie benötigen dazu das Sättigungsspektrum: Verkleinern Sie langsam den Durchstimmbereich und halten Sie dabei einen Übergangs-Peak in der Mitte des Bildschirmes, am Ende sollte die Dreiecksspannung auf Null reduziert sein.

Schließen Sie nun die Helmholtz-Spulen an die schaltbare Stromquelle an, achten Sie dabei auf die richtige Polung. Verbinden Sie die Stecker gleicher Farbe miteinander. Stimmen Sie jetzt das Magnetfeld durch und beobachten Sie das Signal der Photodiode. Beobachten Sie die Abhängigkeit des Signals von der Stellung des Polarisators und den Einfluß eines zusätzlichen Magneten.

C Fragen

Dieser Abschnitt soll als kleine Selbstkontrolle dienen, um das eigene Wissen zu überprüfen. Einige Fragen, die hier auftauchen, können nur bei Beschäftigung mit der angegebenen Literatur beantwortet werden.

Wieso erhält man beim Spannungsaddierer keine größere Spannung als ungefähr 13V?

Welche Größenordnungen haben die einzelnen Effekte der Linienverbreiterung?

- / Wie sieht das Profil eines Gauß-Strahls aus?
- / Welche Parameter charakterisieren einen Gauß-Strahl?
- / Was ist der Unterschied zwischen spontaner und induzierter Emission?
- Wie sieht das Verstärkungsprofil eines Halbleiterlasers aus?
- Wie ist der Laserstrahl polarisiert?
- Warum verwendet man einen äußeren Resonator?
- Wie ändert man den Frequenzbereich des Lasers?
- Wie kann man den Durchstimmbereich kleiner bzw größer machen?
- Was bewirkt eine Veränderung der Gleichspannung bei der Gitteransteuerung?

Wieso sollen die Rb-Zelle und der Filter schräg gestellt werden?

Welche Übergänge beim Rubidium sind durch die Auswahlregeln möglich?

Welche Geschwindigkeit haben die Rubidium-Atome in der Zelle?

Wie entsteht das Absorptions- bzw. Sättigungsspektrum?

Wieviele Sättigungspeaks gibt es bei den Rubidium-Isotopen?

Wieviele Cross-Over Linien gibt es bei einem Atom mit zwei (drei) Übergängen?

/ Wie entstehen die Cross-Over Linien?

Warum soll der Pumpstrahl stärker als der Teststrahl sein?

Welche Auswirkung hätte ein anderes Verhältnis der Strahlen?

Wieso sollen sich der Pump- und der Teststrahl auf möglichst langer Wegstrecke überlagern?

Wie groß ist das durch die Helmholtz-Spulen erzeugte Magnetfeld?

In welchem Bereich ist es homogen?

Was bewirkt das longitudinale Magnetfeld?

Was bewirken die transversalen Magnetfelder?

Wie könnte man sie kompensieren?

IV Auswertung

Ziel des Versuches ist es, das Termschema des Rubidiums qualitativ zu rekonstruieren.

1. Skizzieren Sie das Absorptionsspektrum, wie Sie es auf dem Oszilloskop sehen.
2. Konstruieren Sie mit dem in der Anleitung gezeigten Modell das Spektrum eines Übergangs beim Rubidium.

Wie würde es aussehen, wenn die Angabe $a < b < c$ bzw. $d < e < f$ fehlen würde?

3. Skizzieren Sie das Sättigungsspektrum für den $F=2$ Übergang des ^{87}Rb und den $F=3$ Übergang des ^{85}Rb , wie Sie es auf dem Oszilloskop sehen. Kennzeichnen Sie dabei alle Peaks.

4. Ermitteln Sie die Abstände der Sättigungs-Peaks bei beiden Rubidium-Isotopen auf dem Bildschirm des Oszilloskops.

5. Bestimmen Sie daraus das Verhältnis $b:c$ und $e:f$ der Niveau-Abstände.

V Literaturliste

- E.Arimondo and G.Orriols: Nonabsorbing Atomic Coherences by Coherent Two-Photon Transitions in a Three-Level Optical Pumping, Lettere al Nuova Cimento, Vol.17, Nr.333, 1976
- A.Aspect, E.Arimondo, R.Kaiser, N.Vansteenkiste, and C.Cohen-Tannoudji: Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selektive coherent population trapping: theoertical analysis, J.Optical Society of America, B/Vol.6, No.11, November 1989
- Bergmann-Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3 Optik, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1993
- ✕• W.Demtröder: Laserspektroskopie, Springer Verlag, Berlin, 1993
- Walter Greiner: Klassische Elektrodynamik Band 3, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main, 1991
- ✕• Haken-Wolf: Atom- und Quantenphysik, Springer Verlag, Berlin 1993
- H.Kogelnik and T.Li: Laser Beams and Resonators, Applied Optics, Vol.5, No.10, October 1966
- Lexikon der Physik, Hrsg Hermann Franke, Franckh Fachliteratur, Stuttgart, 1969
- Meyer-Kuckuk: Atomphysik, Teubner Verlag, Stuttgart, 1985
- Franz Schwabl: Quantenmechanik, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1990
- U.Tietze, Ch.Schenk: Halbleiter-Schaltungs-Technik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1985
- ✕• Weber/Herziger: Laser-Grundlagen und Anwendungen, Physik Verlag, Weinheim, 1978
- Zinth/Körner: Physik 3, Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1994

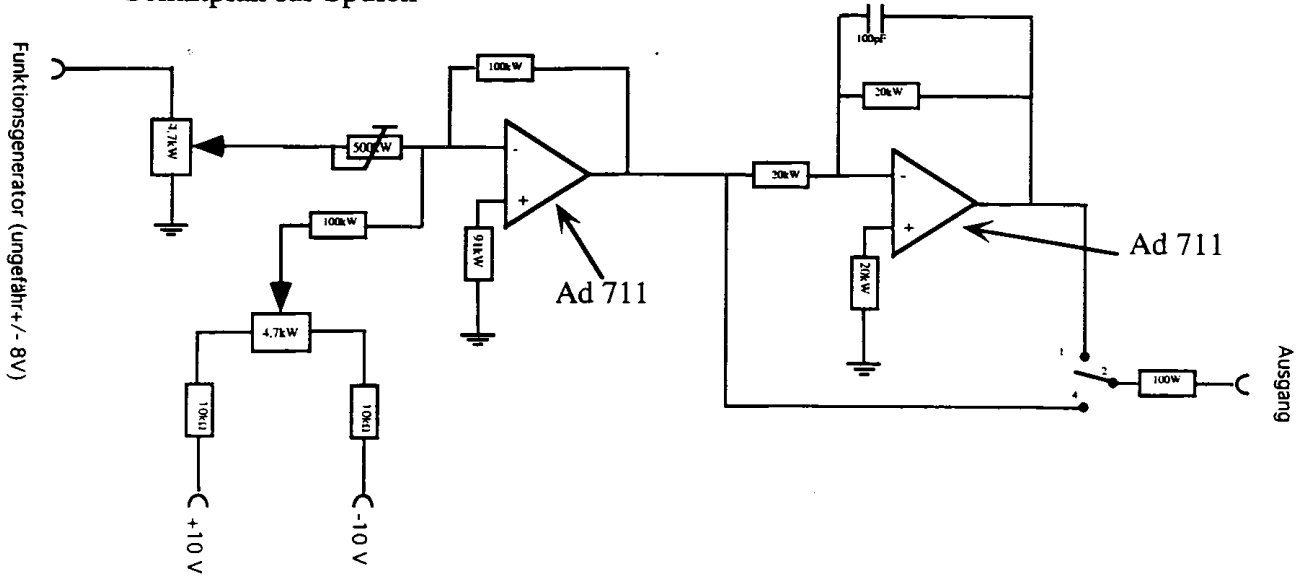
VI Anhang

1 Geräteliste:

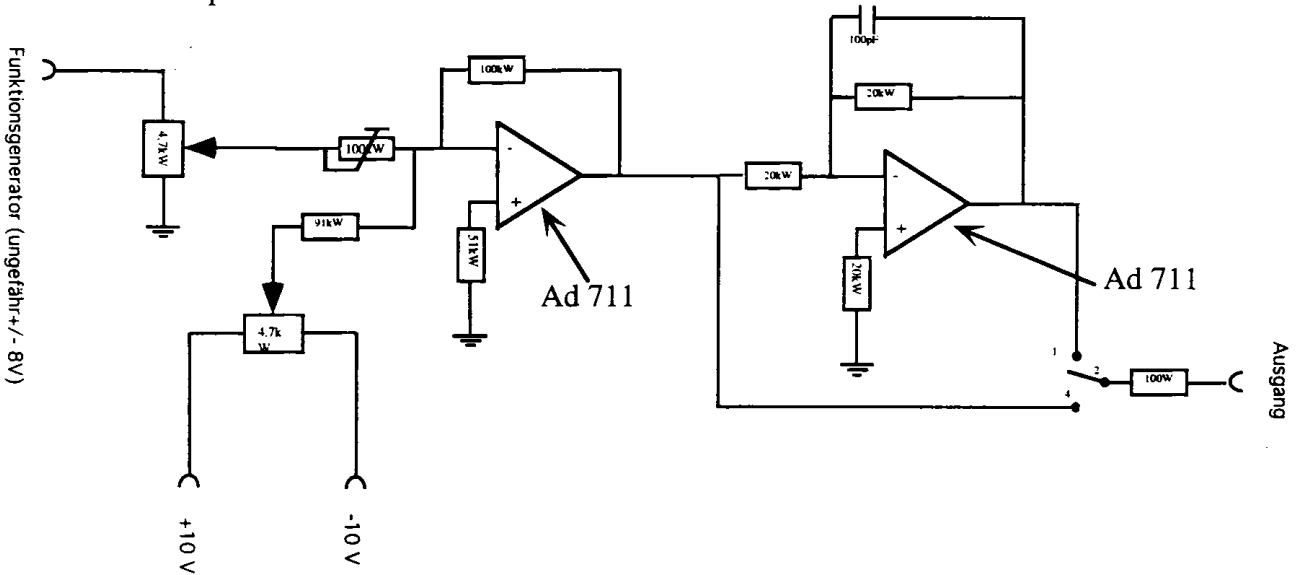
- Oszilloskop
- Funktionsgenerator
- Versorgungsrahmen (Temperatur- und Stromstabilisierung)
- schaltbare Stromquelle
- Spannungsaddierer
- Laserdiode
- anamorphes Prismenpaar
- 2 plankonvexe Linsen $f=60\text{mm}$, $\varnothing=42\text{mm}$
- 1 plankonvexe Linse $f=20\text{mm}$, $\varnothing=12\text{mm}$
- Filter
- Polarisator
- Strahlteiler (rund) $T=18\%$, $R=82\%$
- halbdurchlässiger Spiegel (rechteckig) $T=R\approx 50\%$
- 2 Spiegel auf Halter montiert
- Helmholtz-Spulen: $N=120$, $R=5,5\text{ cm}$
- Photodiode mit 9V-Batterie
- Rubidium-Zelle (**Vorsicht: sehr zerbrechlich!!**)
- verschiedene Reiter
- optische Schiene
- verschiedene Kabel

2 Schaltplan für Spannungsaddierer

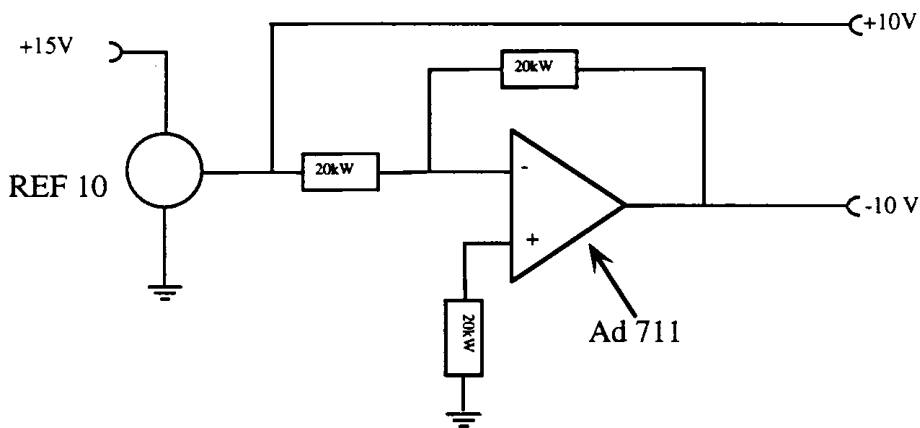
Schaltplan für Spulen



Schaltplan für Gitter



Schaltplan für Spannungsreferenz



3 Abbildung der Frontplatte des Versorgungsrahmens

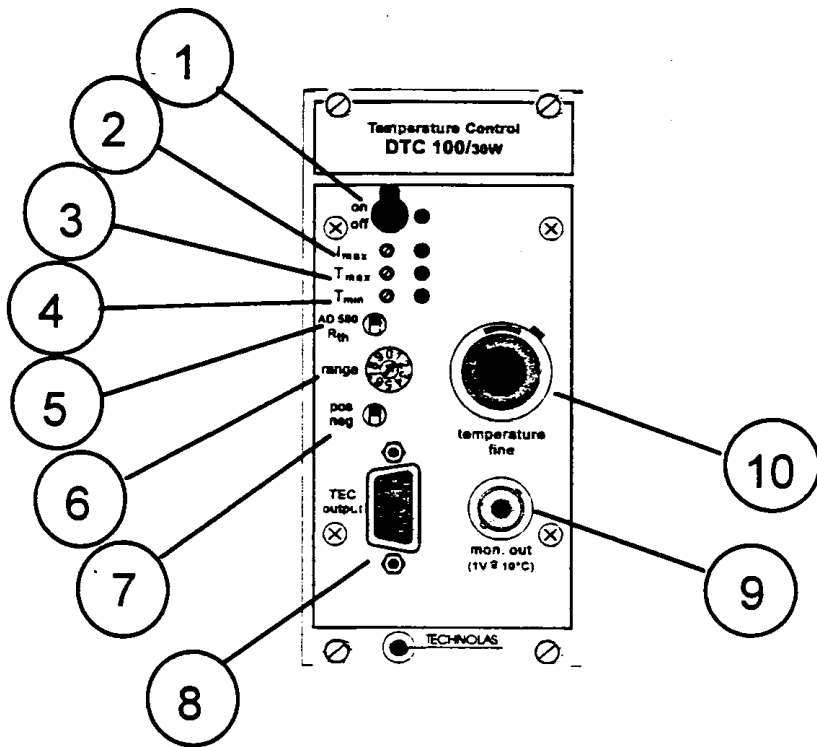


Abb.: Frontplatte der Temperaturstabilisierung

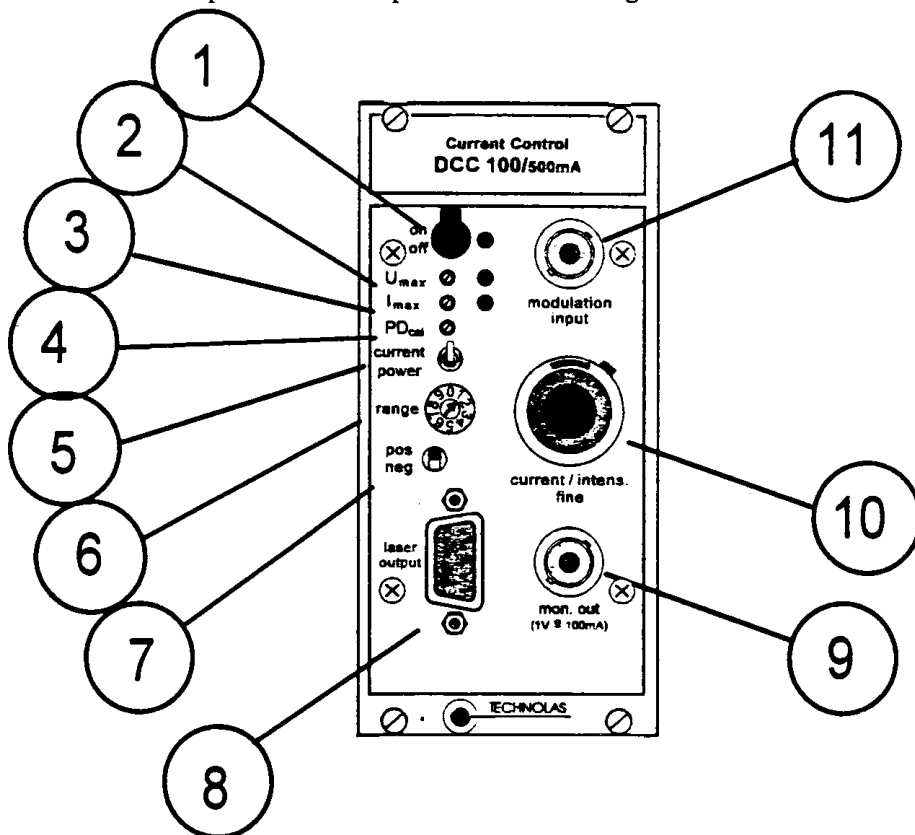


Abb.: Frontplatte der Stromstabilisierung

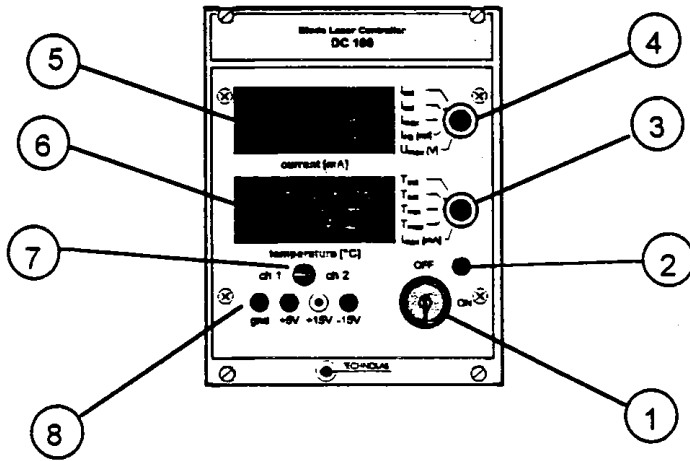


Abb.: Frontplatte der Monitoreinheit