

Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstr. 8
53115 Bonn

Dunkelresonanz-Spektroskopie mit vertikal emittierenden Diodenlasern

von
Christoph Affolderbach

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im Dezember 1998

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. N. Wermes

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Physik kohärenter Dunkelzustände	3
1.1 Theoretische Beschreibung	4
1.2 Dunkelresonanzen in Cäsiumdampf	5
1.2.1 Äußere Magnetfelder	6
1.2.2 Atomare Bewegung	8
1.2.3 Puffergas	9
1.2.4 Einfluß der Lichtintensität	10
1.2.5 Lichtfelder endlicher Bandbreite	11
2 Vertikaldiodenlaser	12
2.1 Grundlegende Eigenschaften	12
2.2 Ein VCSEL-Lasersystem für die Spektroskopie	14
2.2.1 Frequenzstabilisierung des VCSEL	15
2.2.2 Störungen kleiner elektrischer Signale: Erdschleifen	17
2.2.3 Nichtlineare Spektroskopie	18
3 Injektionsstrom-Modulation von Diodenlasern	23
3.1 Modulation von Lichtfeldern	23
3.2 Modulationscharakteristik von Diodenlasern	24
3.3 Bestimmung der Phasenmodulationsindizes	26
4 Frequenzmodulationsspektroskopie	30
4.1 Phasenempfindlicher Signalnachweis	30
4.2 Theorie der Linienformen	31
4.3 FM-Spektroskopie mit doppelt modulierten Diodenlasern	36

5	Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände in Cäsium	38
5.1	Anregung von Dunkelresonanzen mit Modulationsseitenbändern	38
5.2	Experimenteller Aufbau	38
5.3	Beobachtete Linienformen	40
5.4	Schmale Linien	42
5.5	Asymmetrie der Linienformen	44
5.6	Linienposition	48
	Zusammenfassung	50

Einleitung

Durch die hochauflösende spektroskopische Vermessung atomarer Spektren können atomare Parameter mit großer Präzision bestimmt werden. Da der Zustand eines Atoms von den Gegebenheiten seiner Umgebung beeinflusst wird, bietet sich damit auch die Möglichkeit, aus den gemessenen Spektren auf die in der Umgebung des Atoms herrschenden Felder zu schließen, so beispielsweise aus der Zeeman-Verschiebung der Energieniveaus auf das Magnetfeld. Die in letzter Zeit erfolgreich weiterentwickelte Spektroskopie von Dunkelresonanzen bietet in diesem Zusammenhang gute Voraussetzungen für mögliche Präzisionsanwendungen, da sich mit ihr in einem rein optischen Verfahren schmale Spektrallinien erhalten lassen, die zur Detektion kleinster Frequenzverschiebungen geeignet sind.

Dunkelresonanzen können beobachtet werden, wenn in einem atomaren Dreineivau-system mittels zweier annähernd resonant eingestrahler Lichtfelder zwei energetisch tiefliegende Zustände an einen gemeinsamen oberen Zustand koppeln [ARI96A]. Durch optisches Pumpen wird die atomare Besetzung in einer kohärenten Überlagerung der beiden unteren Zustände angesammelt, in welcher sie nicht mehr mit den eingestrahlenen Lichtfeldern wechselwirken kann, da die Übergangsamplituden der optischen Übergänge für diesen Überlagerungszustand destruktiv interferieren. Ist ein Atom also einmal in diesen „Dunkelzustand“ gelangt, so kann es keine Photonen aus den vorhandenen Lichtfeldern absorbieren, strahlt daher auch kein Fluoreszenzlicht aus und bleibt im Dunkelzustand gefangen.

Als ein geeignetes System zur Präzisionsspektroskopie an Dunkelresonanzen bieten sich Cäsiumatome an, da hier bei den zur Anregung notwendigen Wellenlängen mit Diodenlasern schmalbandige, zuverlässige und leicht zu kontrollierende Lichtquellen zur Verfügung stehen. Weiterhin sind in Cäsium die beiden unteren beteiligten Zustände die Hyperfeinkomponenten des atomaren Grundzustands, wodurch ein spontanes Zerfallen des Dunkelzustands praktisch nicht möglich ist. Diese Dunkelzustände sind daher extrem langlebig und können Linienbreiten aufweisen, die um mehrere Größenordnungen unter der natürlichen Linienbreite der beteiligten optischen Übergänge liegen [BRA97].

Damit die Linienbreite solch schmaler Resonanzen mit Lichtfeldern bei optischen Frequenzen von einigen hundert THz im Experiment aufgelöst werden kann, müssen jedoch hohe experimentelle Anforderungen erfüllt werden. So muß beispielsweise die Differenzfrequenz der Lichtfelder mindestens auf wenige Hertz genau festgelegt werden, was bei der für Experimente an Cäsium erforderlichen Differenzfrequenz von 9,2 GHz erst in den vergangenen Jahren durch die phasenstabile Kopplung zweier Diodenlaser gelang [SCH95]. Durch die Zugabe eines Puffergases konnten mit dieser Technik an thermischem Cäsiumdampf Dunkelresonanzspektren mit Linienbreiten von weniger als 50 Hz gemessen werden [BRA97].

Mit spektralen Linien von solch geringer Breite lassen sich schon geringe Veränderungen in der Lage der atomaren Resonanz oder der Frequenz der verwendeten Lichtfelder detektieren, was die Messung kleinster Änderungen magnetischer Felder ermöglicht. Für ein auf diesem Prinzip basierendes Magnetometer wurde eine rauschbedingte Nachweisgrenze von $500 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ für magnetische Wechselfelder bei Frequenzen von wenigen kHz sowie eine Empfindlichkeit von einigen nT auf statische Magnetfelder demonstriert [NAG98].

Prinzipiell kann anstelle der Absorption auch der deutlich steilere Verlauf des Brechungsindex ausgenutzt werden, um Verschiebungen einer Resonanzlinie zu detektieren. Während bei absorbierenden Resonanzen jedoch die starke Absorption den Bereich des steilsten Brechungsindex unzugänglich macht, bieten Dunkelresonanzen den Vorteil, steile Dispersion bei nahezu verschwindender Absorption nachweisen zu können. Theoretische Untersuchungen zeigen, daß auf der Messung der Dispersion einer Dunkelresonanz beruhende Magnetometer im Gegensatz zu den üblichen optisch gepumpten Magnetometern in ihrer Nachweisgrenze nicht durch die Sättigungsverbreiterung der Resonanz begrenzt sind und Empfindlichkeiten von unter 1 fT in einer Sekunde Mittelungszeit erreichen sollten [SCU92, FLE94]. Eine solche Nachweisgrenze liegt sogar niedriger als die mit SQUIDS erreichbare Empfindlichkeit, und die bei diesen notwendige Kühlung auf Temperaturen des flüssigen Stickstoffs würde entfallen. Magnetometrische Anwendungen, die von derart hoher Auflösung Gebrauch machen, finden sich beispielsweise in Bereichen der Materialprüfung, der Medizin sowie bei der Suche nach permanenten elektrischen Dipolmomenten von Atomen, also nach der Verletzung der Zeitumkehr-Invarianz [RAM96], da dort die Größe der herrschenden magnetischen Flußdichte einen bedeutenden Unsicherheitsfaktor darstellt. In der archäologischen und geophysikalischen Prospektion sind in der Regel keine derart niedrigen Nachweisgrenzen erforderlich; diese Anwendungsbereiche könnten jedoch von einem einfach einzusetzenden Magnetometer mit hoher Zeit- und Ortsauflösung profitieren.

Trotz des erfolgreichen Einsatzes phasenstabil gekoppelter Diodenlaser zur Dunkelresonanz-Spektroskopie in Laborexperimenten ist ein solcher Aufbau aufgrund der Menge an erforderlicher Optik und Hochfrequenzelektronik verhältnismäßig aufwendig. Auch wegen der Anfälligkeit der Phasenstabilisierung für akustische und mechanische Störungen sowie wegen des Platzbedarfes ist diese Lösung daher für eine Anwendung in der Praxis unvorteilhaft. Ausgehend von diesen Überlegungen erscheint es sinnvoll, die Eignung vertikal emittierender Laserdioden (engl. kurz: VCSEL) für die Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände in Cäsium zu untersuchen. Aufgrund ihrer intrinsischen Eigenschaften kann bei diesen Lasern auf die externe Gitterstabilisierung verzichtet und die aktive Phasenkopplung zweier Diodenlaser durch eine direkte Modulation des Injektionsstroms eines einzigen VCSELs ersetzt werden, wodurch der experimentelle Aufwand erheblich reduziert wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals ein solcher VCSEL-basierter Aufbau realisiert und erfolgreich zur Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände in Cäsium eingesetzt.

1 Physik kohärenter Dunkelzustände

Kohärente Dunkelzustände lassen sich beispielsweise an einem sogenannten Λ -System beobachten, wie es in Abb. 1 skizziert ist. Zwei untere Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ werden durch zwei nahezu resonante, monochromatische Lichtfelder \vec{E}_1 und \vec{E}_2 an einen gemeinsamen oberen Zustand $|0\rangle$ gekoppelt. Ein solches System ist zum Beispiel in den Atomen der Alkalimetalle zu finden, wobei $|1\rangle$ und $|2\rangle$ durch die zwei Hyperfein-Komponenten des $S_{1/2}$ Grundzustandes und $|0\rangle$ durch den angeregten Zustand $P_{3/2}$ gegeben sind. Die Frequenzen der Lichtfelder entsprechen dann denen der D_2 -Linie des jeweiligen Elementes.

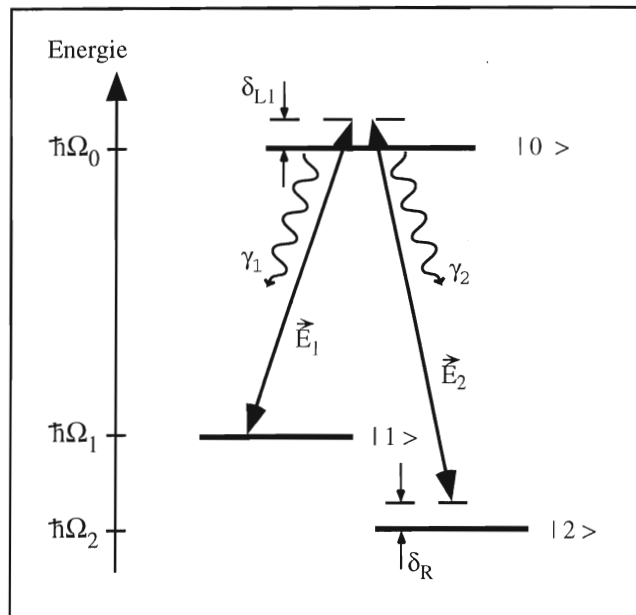


Abbildung 1: *Energieniveauschema des Λ -Systems*

Wird zunächst nur ein mit dem Übergang $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ resonantes Lichtfeld E_1 (Frequenz $\omega_1 \sim \omega_{01} = \Omega_0 - \Omega_1$) eingestrahlt, so wird durch den Effekt des optischen Pumpens die atomare Besetzung in den nicht mit dem Lichtfeld wechselwirkenden Zustand $|2\rangle$ transferiert und man beobachtet trotz resonanter Anregung eines atomaren Übergangs nur eine geringe Absorption des Lichtes und somit reduzierte Fluoreszenzintensität. Regt man nun auch den Übergang $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ durch Einstrahlen eines zweiten Lichtfeldes mit Frequenz ω_2 an, so hebt dieses den Effekt des optischen Pumpens in den Zustand $|2\rangle$ teilweise wieder auf, und man beobachtet beim Durchstimmen der Frequenz ω_2 durch die Resonanzfrequenz $\omega_{02} = \Omega_0 - \Omega_2$ des Übergangs einen Anstieg der Absorption und der Fluoreszenzintensität. Bei verschwindender Raman-Verstimmung $\delta_R = \delta_{L1} - \delta_{L2} = 0$ der beiden Lichtfelder von der Zweiphotonenresonanz ist jedoch zusätzlich ein scharfer Einbruch der Absorption *beider* Lichtfelder zu beobachten, was – je nach Betrachtungsweise – als „elektromagnetisch induzierte Transparenz“ oder „Dunkelresonanz“ bezeichnet wird und durch den Prozeß des „coherent population trapping“ (CPT) verursacht ist. Hierbei gelangt die atomare Besetzung durch spontane Emission aus $|0\rangle$ in einen als „kohärenter Dunkelzustand“ bezeichneten Überlagerungszustand von $|1\rangle$ und $|2\rangle$, der aufgrund destruktiver Interferenz der Übergangsamplituden der beiden optischen

Übergänge nicht an die Lichtfelder koppelt und den die Atome daher nicht durch Absorption von Photonen verlassen können. Können die beiden Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ – wie im Grundzustand der Alkalimetalle der Fall – nicht weiter zerfallen, so ist auch der kohärente Dunkelzustand langlebig, und es lassen sich extrem schmale Dunkelresonanzen beobachten.

1.1 Theoretische Beschreibung

Ein anschauliches Verständnis des CPT erhält man durch Betrachtung von Linearkombinationen aus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ [ARI96A, WYN98A]. Bezeichnet $H_0 = \sum_j E_j |j\rangle\langle j|$ mit $j = 0 \dots 2$ den Hamilton-Operator des ungestörten Λ -Systems und $\vec{E}_j = \vec{\epsilon}_j \cos(\omega_j t + \phi_j)$ mit $j = 1, 2$ die Lichtfelder, so ist der Hamiltonoperator für die Wechselwirkung zwischen dem (ruhenden) Dreiniveau-Atom und den Lichtfeldern in der Drehwellennäherung gegeben durch

$$H_{WW} = \sum_j \vec{d}_{0j} \cdot \vec{E}_j |0\rangle\langle j| + \text{c.c.} = \sum_j \frac{\hbar \Omega_{Rj}}{2} e^{-i(\omega_j t + \phi_j)} |0\rangle\langle j| + \text{c.c.},$$

wenn die Rabi-Frequenzen $\Omega_{Rj} = \vec{d}_{0j} \cdot \vec{\epsilon}_j / \hbar$ eingeführt werden. Bildet man nun neue Zustände $|C\rangle$ und $|NC\rangle$ aus $|1\rangle$ und $|2\rangle$, so sind diese im allgemeinen keine Eigenzustände von H_0 und daher zeitabhängig:

$$\begin{aligned} |C\rangle &= \frac{1}{G} e^{-i\Omega_1 t} \left(\Omega_{R1}^* |1\rangle + \Omega_{R2}^* e^{i\Delta_{\text{HFS}} t} |2\rangle \right) \\ |NC\rangle &= \frac{1}{G} e^{-i\Omega_1 t} \left(\Omega_{R2} |1\rangle - \Omega_{R1} e^{i\Delta_{\text{HFS}} t} |2\rangle \right), \end{aligned} \quad (1)$$

wobei $G = \sqrt{|\Omega_{R1}|^2 + |\Omega_{R2}|^2}$ und $\Delta_{\text{HFS}} = \Omega_1 - \Omega_2$ die Grundzustandsaufspaltung ist. Mit der Phasendifferenz $\Delta_\phi = \phi_2 - \phi_1$ der Lichtfelder erhält man für die Übergangsmatrixelemente:

$$\begin{aligned} \langle 0 | H_{WW} | C \rangle &= \frac{\hbar}{2G} e^{-i((\omega_1 + \Omega_1)t + \phi_1)} \left(|\Omega_{R1}|^2 + |\Omega_{R2}|^2 e^{-i(\delta_R t + \Delta_\phi)} \right) \\ \langle 0 | H_{WW} | NC \rangle &= \frac{\hbar}{2G} e^{-i((\omega_1 + \Omega_1)t + \phi_1)} \Omega_{R1} \Omega_{R2} \left(1 - e^{-i(\delta_R t + \Delta_\phi)} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Für $\delta_R = 0$ und $\Delta_\phi = 0$ ist daher

$$\begin{aligned} \langle 0 | H_{WW} | C \rangle &= \frac{\hbar G}{2} e^{-i((\omega_1 + \Omega_1)t + \phi_1)} \\ \langle 0 | H_{WW} | NC \rangle &= 0, \end{aligned}$$

d. h. es sind keine optischen Übergänge zwischen den Zuständen $|NC\rangle$ und $|0\rangle$ möglich. Ein Atom, das durch spontane Emission von $|0\rangle$ aus in $|NC\rangle$ gelangt ist, bleibt also stets in $|NC\rangle$, während ein Atom im Zustand $|C\rangle$ durch Absorption eines Photons wieder nach $|0\rangle$ gelangen kann. Die experimentell zu erfüllende Bedingung für das CPT im Dunkelzustand $|NC\rangle$ ist dabei, daß die Differenzfrequenz der Lichtfelder $\omega_2 - \omega_1$ exakt der Grundzustandsaufspaltung Δ_{HFS} entspricht, also eine verschwindende Ramanverstärkung $\delta_R = 0$, sowie die feste Phasenbeziehung $\Delta_\phi = 0$ der Lichtfelder.

Für eine vollständigere Beschreibung der Physik des CPT ist die Berücksichtigung des spontanen Zerfalls der einzelnen Zustände (γ_1 und γ_2 in Abb. 1) und ihrer Dephasierungen notwendig, was standardmäßig durch Verwendung des Dichtematrix-Formalismus

geschieht. In der Basis der Eigenzustände $|i\rangle$ mit $i = 0 \dots 2$ von H_0 ist die Dichtematrix gegeben durch $\varrho = \sum_i p_i |i\rangle\langle i|$ mit den Wahrscheinlichkeiten p_i , das Atom im Zustand $|i\rangle$ zu finden. Die Zeitentwicklung der Dichtematrix wird durch die von-Neumann-Gleichung

$$i\hbar \frac{d\varrho}{dt} = [H_0 + H_{WW}, \varrho] + R\varrho$$

beschrieben, wobei die Relaxationsprozesse der einzelnen Dichtematrix-Komponenten in der Relaxationsmatrix R enthalten sind. Die sich hieraus ergebenden Bewegungsgleichungen für die Komponenten der Dichtematrix zeigen, daß die Ausbildung des kohärenten Dunkelzustands in dieser Darstellung durch die Grundzustandskohärenzen ϱ_{12} vermittelt werden. Die Lebensdauer des kohärenten Dunkelzustands und damit die Linienbreite der Dunkelresonanz wird dabei im wesentlichen durch die Relaxationsrate Γ_{12} der Grundzustandskohärenz bestimmt. Eine ausführliche Darstellung dieser Behandlung findet sich bei Arimondo [ARI96A].

Die (komplexe) makroskopische Polarisation \vec{P} eines Mediums der Dichte N läßt sich aus der Spur über die stationäre Lösung der von-Neumann-Gleichung für die Dichtematrix als

$$\vec{P} = N \text{Sp}(\vec{d}\varrho) = N (d_{01}\varrho_{01} + d_{02}\varrho_{02}) + \text{c.c.}$$

berechnen. Da die Polarisation mit der Amplitude $\vec{\varepsilon}$ des elektrischen Felds über die Beziehung $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{\varepsilon}$ verknüpft ist, lassen sich der Absorptionskoeffizient $\kappa(\omega)$ und der Brechungsindex $\eta(\omega)$ aus der erhaltenen Suszeptibilität χ berechnen. Für kleine Werte von χ erhält man aus

$$\eta(\omega) + i\kappa(\omega) = \sqrt{1 + \chi} \simeq 1 + \frac{1}{2}\Re\chi + \frac{i}{2}\Im\chi,$$

daß der Absorptionskoeffizient durch die Imaginärteile der optischen Kohärenzen ϱ_{0j} , die Dispersion hingegen durch die Realteile bestimmt ist. Hiermit besteht eine Möglichkeit, aus den Lösungen der Dichtematrix-Gleichungen den zu erwartenden Verlauf des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten zu berechnen.

1.2 Dunkelresonanzen in Cäsiumdampf

Das in Abb. 2 dargestellte Termschema der D_2 -Linie von Cäsium weicht deutlich vom idealisierten Λ -System aus Abb. 1 ab. Zwar kann man in Abwesenheit äußerer Magnetfelder (Teilbild a) die Hyperfein-Komponenten $F = 3$ und $F = 4$ des $S_{1/2}$ -Grundzustandes mit den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ aus Kapitel 1.1 identifizieren, aber Zustand $|0\rangle$ besteht aus den vier Hyperfein-Komponenten des angeregten Zustands $P_{3/2}$. Von diesen können aufgrund der Auswahlregeln für elektrische Dipolübergänge nur die Zustände $P_{3/2}, F' = 3$ und $P_{3/2}, F' = 4$ Λ -Systeme bilden, während $P_{3/2}, F' = 2$ und $P_{3/2}, F' = 5$ jeweils nur an einen der Grundzustände koppeln und daher zusätzliche Verlustkanäle für die Grundzustandskohärenz darstellen. Prinzipiell lassen sich diese Verluste vermeiden, wenn man die D_1 -Linie von Cäsium verwendet, da der in diesem Fall als oberer Zustand dienende Zustand $P_{1/2}$ lediglich die Hyperfein-Komponenten $F' = 3$ und $F' = 4$ aufweist. In der Praxis wird dies jedoch durch die mangelnde Verfügbarkeit geeigneter Laserdioden erschwert.

Ein einfaches Experiment zur Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände an Cäsiumdampf ist in Abb. 3a skizziert. Die beiden Lichtfelder werden überlagert, kollinear durch

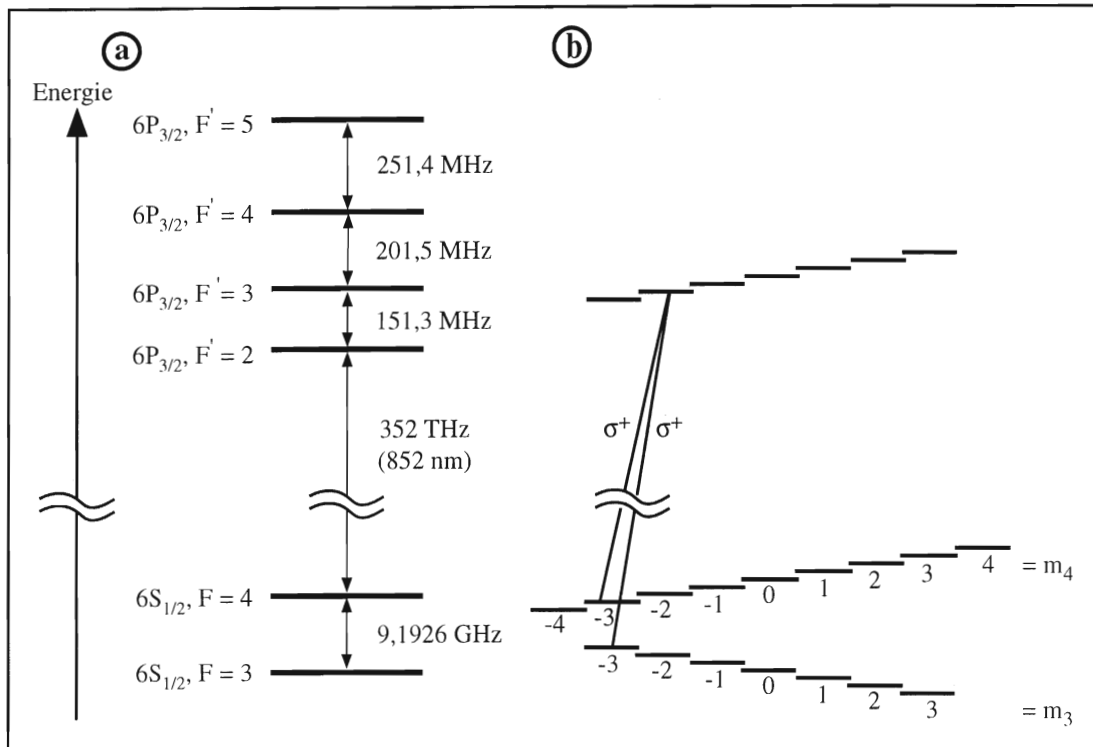


Abbildung 2: Energieniveauschema der D_2 -Linie von Cäsium. a) Ohne Magnetfeld. b) Zeeman-Aufspaltung durch ein äußeres Magnetfeld; die Energieverschiebung ist nicht maßstäblich.

eine thermischen Cäsiumdampf enthaltende Glaszelle geschickt und die transmittierte Intensität wird mit einer Photodiode detektiert. Wird die Frequenz von Lichtfeld \vec{E}_1 konstant gehalten, so daß $\delta_{L1} \simeq 0$ ist, und die Raman-Verstimmung δ_R der Lichtfelder durch Variieren der Frequenz von Lichtfeld \vec{E}_2 durchgestimmt, so erhält man ein Spektrum der in Abb. 3b skizzierten Art, in dem die Dunkelresonanz als schmale Struktur erhöhter Transmission auf der breiten Absorptionslinie des optischen Übergangs zu erkennen ist. Im Folgenden soll nun der Einfluß einiger experimenteller Parameter auf die Form dieser Spektren am Beispiel der D_2 -Linie von Cäsium diskutiert werden.

1.2.1 Äußere Magnetfelder

Unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes (Abb. 2b) wird die Energieentartung der Zustände unterschiedlicher magnetischer Quantenzahlen m_F aufgehoben. Dabei kann im Falle schwacher Magnetfelder die Zeeman-Aufspaltung im oberen $P_{3/2}$ -Zustand vernachlässigt werden, da die Ausbildung des kohärenten Zustands nach Gl. 2 im wesentlichen durch die Ramanverstimmung δ_R bestimmt wird und nur schwach von den optischen Verstimmungen δ_{L1} und δ_{L2} abhängt. Unter Beachtung der Auswahlregel $\Delta m = 0, \pm 1$ für π, σ^\pm -polarisiertes Licht (bezogen auf die Richtung des Magnetfeldes) lassen sich jeweils mehrere Λ -Systeme mit unterschiedlichen Zeeman-Niveaus bilden. In Abb. 2b ist als ein Beispiel eines der Λ -Systeme eingezeichnet, die für σ^+ -Polarisation

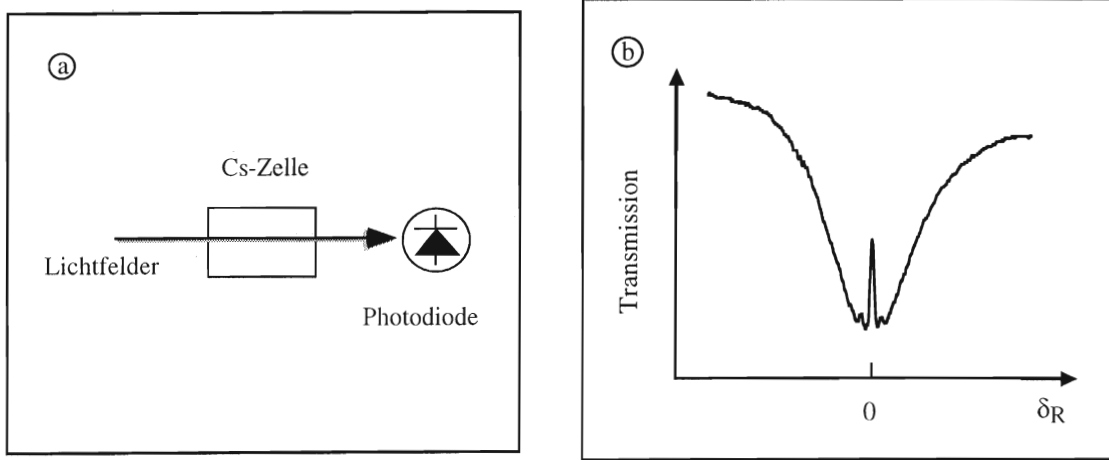


Abbildung 3: a) Einfaches Absorptionsexperiment zum Nachweis von Dunkelresonanzen. b) Resultierendes Spektrum (nach [SCH95]; die Nebenresonanzen sind durch Seitenbänder verursacht, die als Frequenzmarken dienen).

beider Lichtfelder möglich sind; entsprechende Λ -Systeme koppeln in dieser Konfiguration auch die Zustände $|F = 3, m_3 = m\rangle$ und $|F = 4, m_4 = m\rangle$ für jeweils gleiche Werte von $m = -2 \dots 3$ aneinander.

Die Zeeman-Aufspaltung der Grundzustände $F = 3$ und $F = 4$ führt auch zur Aufspaltung der Dunkelresonanz in mehrere Komponenten. In einem Magnetfeld mit Flußdichte B ist die Energie eines Zeeman-Niveaus $|F, m_F\rangle$ des Cs-Grundzustandes nach der Breit-Rabi-Formel gegeben durch

$$E(I \pm \frac{1}{2}, m_F) = -\frac{\hbar\Delta_{\text{HFS}}}{16} + \mu_B g_I B m_F \pm \frac{\hbar\Delta_{\text{HFS}}}{2} \sqrt{1 + \frac{m_F}{2} x + x^2},$$

wobei $x = \frac{(g_J - g_I)\mu_B B}{\hbar\Delta_{\text{HFS}}}$ sowie μ_B das Bohrmagneton ist und g_J und g_I die g-Faktoren des Elektrons und des Kernes sind. Im Grenzfall schwacher Magnetfelder (d. h. für $x \ll 1$) kann man die Energiedifferenz der Zustände $|S_{1/2}, F = 3, m_3\rangle$ und $|S_{1/2}, F = 4, m_4\rangle$ durch lineare Näherung bestimmen und erhält damit als Differenzfrequenzen für das Auftreten der Dunkelresonanzen

$$\Delta f(m_4, m_3) = \frac{\Delta_{\text{HFS}}}{2\pi} + \frac{\mu_B B}{8h} [g_J (m_4 + m_3) + g_I (7m_4 - 9m_3)].$$

Vernachlässigt man hierin den Kernbeitrag, so verschiebt die Lage der mit $n = m_4 + m_3$ bezeichneten Dunkelresonanz im Raum der Differenzfrequenzen Δf mit einer Rate von

$$\chi(n) \simeq 3,51 \frac{\text{GHz}}{\text{T}} n.$$

Im Vergleich hierzu verschiebt die Zeeman-Komponente mit $n = 0$ ausschließlich durch den Einfluß des Kernbeitrags und daher mit einer Rate von

$$\chi_0 \simeq 11,2 \frac{\text{MHz}}{\text{T}} = 0,003 \cdot \chi(1). \quad (3)$$

Welche dieser möglichen Zeeman-Komponenten der Dunkelresonanz in einem Experiment durch erlaubte Kopplungen auftreten, läßt sich für die jeweiligen experimentellen Parameter aus Symmetrieüberlegungen ableiten [WYN98B], wobei als relevante Größen die Polarisierungen der Lichtfelder, der Winkel β zwischen deren Ausbreitungsrichtung und dem Magnetfeld sowie der Puffergasdruck (siehe Kap. 1.2.3) zu berücksichtigen sind. Dieses Modell liefert neben den erlaubten Kopplungen auch die relativen Linienstärken der auftretenden Zeeman-Komponenten. Klassifiziert man die einzelnen Λ -Systeme mit den beteiligten Zuständen $|S_{1/2}, F = 3, m_3\rangle$ und $|S_{1/2}, F = 4, m_4\rangle$ nach $q = m_4 - m_3$, so erhält man für den Fall σ^+ -polarisierter Lichtfelder und einiger 10 mbar Puffergasdruck für die relativen Linienstärken dieser Λ -Systeme

$$\begin{aligned} S_{q=0} &\propto \cos^2 \beta \\ S_{|q|=1} &\propto \sin^2 \beta, \end{aligned}$$

d. h. für ein longitudinales Magnetfeld ($\beta = 0^\circ$) treten nur Kopplungen mit $q = 0$ auf, für ein rein transversales Magnetfeld ($\beta = 90^\circ$) nur solche mit $q = \pm 1$. Die Größe q beschreibt hierbei die Differenz der magnetischen Quantenzahlen der beiden unteren, durch den Zweiphotonenübergang gekoppelten Unterniveaus des $S_{1/2}$ -Zustands, während die oben eingeführte Größe Δm die Änderung von m_F beim Einphotonenübergang zwischen einem unteren ($S_{1/2}$) und dem oberen ($P_{3/2}$) Zustand beschreibt.

1.2.2 Atomare Bewegung

Wird die Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände wie in Abb. 3a skizziert an Cäsiumdampf durchgeführt, so ist die thermische Bewegung der Atome zu berücksichtigen. Aufgrund dieser Bewegung sind die Frequenzen der Lichtfelder zur Anregung der Dunkelresonanzen für die Atome einer Geschwindigkeitsklasse im Dampf Dopplerverschoben. Da in die Raman-Resonanzbedingung zur Anregung der Dunkelresonanzen nur die Differenz der beiden Lichtfrequenzen eingeht, ist die resultierende Dopplerverschiebung der Dunkelresonanz ebenfalls nur noch proportional zur Differenzfrequenz der Lichtfelder und nicht mehr zur optischen Frequenz. Zugleich sind aber für Atome, für die die Raman-Resonanzbedingung nicht genau erfüllt ist, auch die Lichtfrequenzen weit von der optischen Resonanz verstimmt, so daß diese Atome also nur einen kleinen Beitrag zur Gesamtliniestärke liefern. Im Experiment ist daher praktisch keine Dopplerverbreiterung der Dunkelresonanz zu bemerken.

Die Situation ändert sich, wenn die beiden Laserstrahlen einen kleinen Winkel miteinander einschließen. In diesem Fall können auch deutlich Raman-verstimmte Atome trotzdem noch optisch resonant sein, und experimentell findet man dann eine dramatische Zunahme der Dopplerverbreiterung auf 700 kHz bei einem Winkel von nur 1 mrad [SCH96]. Um schmale Resonanzen zu erhalten, ist also eine perfekte Parallelität der Lichtstrahlen erforderlich. Diese läßt sich auf einfache Weise durch Einkoppeln beider Lichtfelder in dieselbe optische Faser erreichen; beim Austritt aus der Faser sind sie dann perfekt überlagert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Lichtfelder durch Modulation der Emissionsfrequenz eines einzigen Lasers gewonnen, so daß beide Strahlen identische Strahlgeometrie aufwiesen und automatisch bestmöglich überlagert waren.

Die mittlere freie Weglänge der Cäsiumatome im Dampf ist bei weitem größer als der in Experimenten typischerweise verwendete Strahldurchmesser d von wenigen Millimetern, so daß die Atome den Strahl weitgehend ungehindert durchqueren können. Für

Atome mit einer thermischen Geschwindigkeit $v_{\perp} = \sqrt{2kT/m_{\text{Cs}}} \simeq 192 \text{ m/s}$ senkrecht zum Lichtstrahl wird die Wechselwirkungszeit mit dem Lichtfeld daher auf wenige $10 \mu\text{s}$ begrenzt, was bei einem Gauß-förmigen Strahlprofil mit dem Durchmesser $d = 2 \text{ mm}$ zu einer Durchflugverbreiterung der Dunkelresonanz von

$$\Delta f_{\text{Flug}} \simeq \frac{\sqrt{2} \ln 2 v_{\perp}}{\pi d} \simeq 30 \text{ kHz}$$

führt [THO80]. Diese Durchflugverbreiterung kann durch Zugabe eines Puffergases wirkungsvoll reduziert werden.

1.2.3 Puffergas

Der Einfluß von Neon als Puffergas auf Dunkelresonanzen in Cäsiumdampf wurde bereits ausführlich untersucht [BRA96, BRA97]. Ständige Stöße mit den Puffergasatomen bewirken, daß die Cäsiumatome abgelenkt und in ihrer Bewegung behindert werden. Hierbei eignet sich Neon als Puffergas, da es als Edelgas mit seiner abgesättigten Elektronenkonfiguration chemisch träge und unpolar ist. Die Stöße zwischen den Atomen bewirken folgendes:

- Die Stöße zwischen Cäsium- und Neonatomen führen zu einer Stoßrelaxation der Grundzustandskohärenz. Da jedoch beide Elemente Grundzustandswellenfunktionen sphärischer Symmetrie besitzen, sind die Stoßquerschnitte für orientierungsändernde Stöße um viele Größenordnungen kleiner als die entsprechenden gaskinetischen Streuquerschnitte, so daß ein Cäsiumatom mehrere 10^7 Stöße erfahren kann, bevor die Grundzustandskohärenz relaxiert.
- Wird die freie Weglänge der Cäsiumatome aufgrund der Stöße mit dem Puffergas viel kleiner als der Durchmesser des verwendeten Lichtstrahls, so wird die Bewegung der im Dunkelzustand befindlichen Atome durch einen Diffusionsprozeß bestimmt, der eine schnelle Durchquerung des Strahls durch die Atome verhindert, wodurch die Durchflugverbreiterung der Dunkelresonanzen stark reduziert wird. Mit einer Diffusionskonstanten von $D = 1010 \cdot D_0 \text{ mbar}/p$ mit $D_0 = (0,153 \pm 0,014) \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^2/\text{s}$ [BEV71] erhält man die mittlere freie Weglänge von Cäsium in Neon aus

$$\lambda_f = \frac{3D}{v_{\text{Cs}}} = 196 \mu\text{m} \cdot \frac{\text{mbar}}{p} \quad (4)$$

in Abhängigkeit vom Druck p des Puffergases, wobei $v_{\text{Cs}} = 236 \text{ m/s}$ die mittlere Geschwindigkeit thermischer Cäsiumatome bezeichnet. Schon bei einem Neondruck von nur 1 mbar beträgt die freie Weglänge der Cäsiumatome nur noch $\lambda_f \simeq 0,2 \text{ mm}$ und liegt damit unter den typischerweise verwendeten Durchmessern des Laserstrahls.

Das Zusammenspiel dieser Effekte bewirkt die in Abb. 4a dargestellte Abhängigkeit der Linienbreite der Dunkelresonanz vom Puffergasdruck [BRA96, BRA97]. Bei einem Druck von etwa 50 mbar findet sich ein flaches Minimum der Linienbreite, während für steigenden Druck wieder ein langsames Anwachsen der Linienbreite bemerkbar ist, das

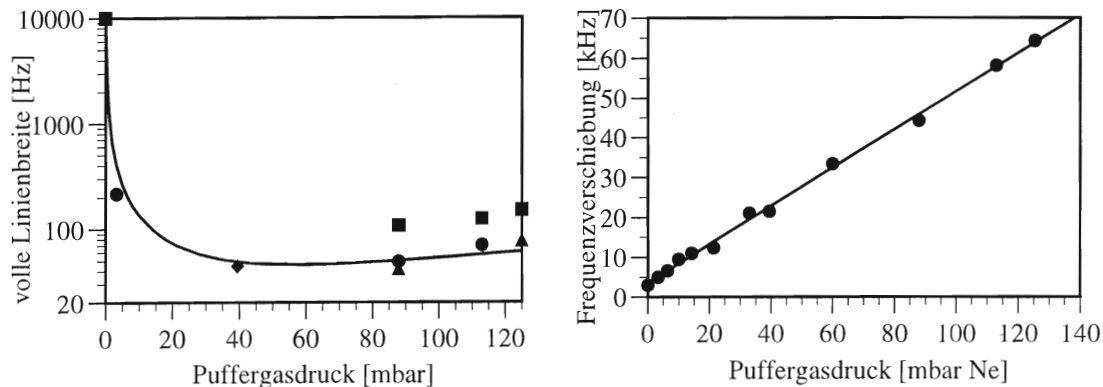


Abbildung 4: Beeinflussung der Dunkelresonanz-Spektren durch Neon als Puffergas [BRA97]. a) Abhängigkeit der Linienbreite vom Puffergasdruck. •: Meßdaten bei Laserintensitäten zwischen $1 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ und $11 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. —: Berechnete Theoriekurve. b) Verschiebung der Resonanzfrequenz mit dem Puffergasdruck.

durch Stoßverbreiterung verursacht wird. Unter Verwendung eines experimentellen Aufbaus mit zwei phasenstabilisierten Diodenlasern wurden bei den in Abb. 4a vorgestellten Messungen Linienbreiten von nur 42 Hz erreicht.

Die Wechselwirkung zwischen Cäsiumatomen und dem Puffergas führt auch zu einer Verschiebung der Hyperfeinzustandsniveaus des Grundzustandes im Cäsium, so daß eine Verschiebung der Dunkelresonanz zu höheren Raman-Verstimmungen beobachtet wird. Experimentell wurde für diese Verschiebung eine lineare Abhängigkeit vom Puffergasdruck mit einer Verschieberate von $(480 \pm 10) \text{ Hz}/(\text{mbar Neon})$ gefunden [BRA97], was mit dem Vergleichswert von $(452 \pm 20) \text{ Hz}/(\text{mbar Neon})$ aus Mikrowellen-Messungen [BEV81] gut übereinstimmt (Abb. 4b).

1.2.4 Einfluß der Lichtintensität

Bei der spektroskopischen Untersuchung von Atomen werden diese stets von dem zur Untersuchung verwendeten Lichtfeld beeinflusst. Die Intensität dieses Lichtfeldes wirkt sich dabei in zweierlei Weise auf das beobachtete Spektrum aus:

- Die Absorption von Photonen durch das Atom führt zu einer Umverteilung der Besetzung der atomaren Niveaus, die um so ausgeprägter ist, je höher die Intensität des treibenden Lichtfeldes ist. Bei einem Zweiniveau-System führt dies zu einer mit der Lichtintensität zunehmenden Sättigungsverbreiterung der homogenen Linie, da der atomare Übergang in der Linienmitte durch die stärkere Ankopplung des Lichtfeldes stärker gesättigt wird als an den Linienflügeln. Im Falle des CPT im Λ -System findet man experimentell ein lineares Anwachsen der Linienbreite der Dunkelresonanz bei steigender Intensität [BRA96, AKU91].
- In Analogie zur Verschiebung der atomaren Energieniveaus durch ein konstantes elektrisches Feld („Stark-Effekt“) führt auch ein elektrisches Wechselfeld, wie es

mit einem Lichtfeld gegeben ist, zu einer Energieverschiebung der atomaren Niveaus und damit auch zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenzen („dynamischer Stark-Effekt“, engl. „AC-Stark-Shift“). Für ein resonantes Lichtfeld ist diese Frequenzverschiebung proportional zur Lichtintensität und zur Stärke des atomaren Übergangs; für die Abhängigkeit der Stark-Verschiebung von der optischen Verstimmung erwartet man in einem idealen Zweiniveausystem einen dispersiven Verlauf.

Für den dynamischen Stark-Effekt bei Dunkelresonanzen ist zu beachten, daß der nicht an das Lichtfeld koppelnde Zustand $|NC\rangle$ selber keine Verschiebung durch das Lichtfeld erfahren kann, während die Linienmitte der Transmissionskurve verschoben wird. Eine experimentelle Untersuchung an Dunkelresonanzen in thermischem Cäsiumdampf bestätigte die Proportionalität der Frequenzverschiebung der Zeeman-Komponente mit $n = 0$ zur Lichtintensität in quantitativer Übereinstimmung mit einer Modellrechnung auf der Basis einer analytischen Lösung der Dichtematrix-Gleichungen für die Besetzung n_0 des angeregten Zustands $|0\rangle$ [GR199]. Durch die Zugabe von Neon als Puffergas läßt sich die Verschiebungsrate $\Delta f/\Delta I$ der Resonanz mit der Lichtintensität auf etwa ein Drittel der Verschiebungsrate für den Fall reinen Cäsiumdampfes reduzieren. Dies stellt einen interessanten Aspekt im Hinblick auf Präzisionsmessungen mit Dunkelresonanzen dar, da sich somit durch die Zugabe von wenigen Millibar Neon sowohl durch Intensitätsschwankungen verursachte Frequenzverschiebungen als auch die Linienbreite der Resonanz verringern lassen.

1.2.5 Lichtfelder endlicher Bandbreite

Aufgrund schneller Phasenfluktuationen in den verwendeten Lichtquellen sind auch die schmalbandigsten experimentell verfügbaren Lichtfelder nie wirklich monochromatisch, sondern weisen eine endliche Bandbreite auf. Diese Bandbreite führt zu einer verstärkten Relaxation Γ_{12} der Grundzustandskohärenz und damit zu einer Verbreiterung der Dunkelresonanz. Mit den Bandbreiten Δ_{L1} und Δ_{L2} der verwendeten Lichtfelder erhalten Dalton et al. [DAL82] eine modifizierte Relaxationsrate Γ'_{12} der Grundzustandskohärenz

$$\Gamma'_{12} = \Gamma_{12} + \Delta_{L1} + \Delta_{L2} - 2\Delta_{L1,L2},$$

wobei $\Delta_{L1,L2}$ die kreuzkorrelierte Bandbreite der beiden Lichtfelder ist. Diese Verbreiterung läßt sich unterdrücken, wenn eine Korrelation der Phasenfluktuationen beider Felder sichergestellt werden kann. Experimentell kann dies z. B. durch aktive Phasenstabilisierung zweier Laser erreicht werden [WYN98A], oder aber indem man beide Felder durch Modulation aus dem von einer einzigen Quelle emittierten Licht erzeugt (vgl. Kap. 5.1). In diesem Fall ist $\Delta_{L1,L2} = \Delta_{L1} = \Delta_{L2}$, so daß keine zusätzliche Verbreiterung der Dunkelresonanz bewirkt wird.

2 Vertikaldiodenlaser

Vertikalemittierende Diodenlaser (engl. **V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser, kurz: VCSEL) wurden in letzter Zeit für Anwendungen in der Telekommunikation entwickelt. Mit der Standardisierung des Wellenlängenbereiches von 780 – 860 nm für die Datenübertragung über kurze Distanzen, die sogenannten „*local area networks*“, sind nun außer für die Standard-Wellenlängen von 1,3–1,55 μm auch VCSEL mit Emissionswellenlängen der D_2 -Linien von Cäsium und Rubidium verfügbar und können für die Spektroskopie dieser beiden Elemente eingesetzt werden. Die Verwendung von VCSELn bietet hierbei den Vorteil, daß sich mit ihnen aufgrund ihrer hohen Modulationsbandbreite von bis zu 10 GHz [KIN98] mit geringem experimentellem Aufwand durch einfache Modulation des Injektionsstromes zwei atomare Übergänge kohärent treiben lassen; insbesondere liegt die Hyperfeinaufspaltung der Grundzustände von Cäsium bzw. Rubidium innerhalb dieser Modulationsbandbreite.

2.1 Grundlegende Eigenschaften

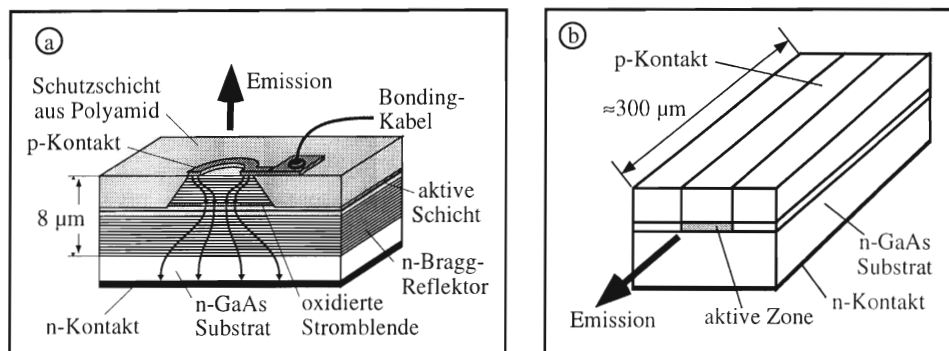


Abbildung 5: Schematischer Aufbau von Halbleiterlasern. a) VCSEL mit selektiv oxidiertem Stromblende. b) Kantenemittierende Laserdiode.

Ein VCSEL zeichnet sich gegenüber einem kantenemittierenden Diodenlaser zunächst durch seine Emissionsrichtung senkrecht zur Wafer-Oberfläche aus (siehe Abb. 5), was eine Reihe von Anforderungen an den Laseraufbau stellt und die Eigenschaften des Lasers in charakteristischer Weise beeinflusst:

- Die aktive Schicht im VCSEL ist nur etwa 10 – 30 nm dick und damit sehr kurz im Verhältnis zur Länge von etwa 300 μm der aktiven Zone in einem Kantenemitter. Um auf dieser kurzen Strecke ausreichend große Verstärkung zu erzielen, werden in der aktiven Schicht Quantenfilm-Strukturen verwendet. Weiterhin muß der Injektionsstrom optimal durch das aktive Volumen geleitet werden, was zum Beispiel durch selektive Oxidation [JÄE97, JUN97] erreicht werden kann. Bei diesem Verfahren wird in einer nah über der aktiven Schicht befindlichen AlAs-Schicht durch teilweise Oxidation des Al-Anteils zu Al_xO_y eine ringförmige, nichtleitende Blende geschaffen, die den Injektionsstrom auf das aktive Volumen konzentriert. Da

die isolierende Blende dabei auf eine dünne Schicht beschränkt ist, bleiben der elektrische Gesamtwiderstand und damit die Ohmschen Verluste gering, und die Schwellenströme dieser Art von VCSEL sind sehr niedrig ($< 1\text{mA}$).

- Da die optische Verstärkung pro Umlauf wegen der kurzen aktiven Zone beim VCSEL typischerweise nur ca. 1% beträgt, sind hochreflektierende Resonatorspiegel notwendig, um ausreichende Photonendichten für stimulierte Emission zu erhalten. Daher verwendet man auf die Emissionswellenlänge des VCSEL abgestimmte Bragg-Reflektoren mit Reflektivitäten von über 99%, während die bei kantenemittierenden Laserdioden ausreichende Reflektivität einer unbeschichteten GaAs/Luft-Grenzfläche lediglich $\left(\frac{3,5-1}{3,5+1}\right)^2 = 55\%$ beträgt. Diese Bragg-Reflektoren müssen zusätzlich einen geringen Serienwiderstand aufweisen, um die Ohmschen Verluste des durch sie fließenden Injektionsstroms gering zu halten.
- Die effektive Länge des von den Bragg-Reflektoren gebildeten Resonators beträgt nur wenige Mikrometer; der freie Spektralbereich des Resonators ist daher so groß, daß nur eine einzige longitudinale Resonatormode im Verstärkungsprofil der aktiven Schicht liegt und VCSEL daher konstruktionsbedingt nur auf dieser einen longitudinalen Resonatormode oszillieren können [JUN97, CHA98]. Durch Kontrolle der Resonatorlänge bei der VCSEL-Produktion läßt sich die Emissionswellenlänge des fertigen Lasers gezielt festlegen. Die bei kantenemittierenden Diodenlasern für den Betrieb auf einer einzelnen longitudinalen Mode notwendige externe Stabilisierungsoptik entfällt hierdurch, und die Emissionswellenlänge eines VCSEL kann über die Injektionsstromstärke bequem und ohne Modensprünge, also vollständig kontinuierlich, über weite Bereiche durchgestimmt werden.
- Der Querschnitt des emittierten Lichtfeldes wird durch die Form des gesamten VCSEL und der Al_xO_y -Blende bestimmt, wobei der Durchmesser der Oxidblende typischerweise wenige Mikrometer beträgt. Die Verwendung runder VCSEL hat daher auch einen runden Strahlquerschnitt zur Folge, was eine verlustarme Fasereinkopplung ermöglicht [JUN97]. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß die transversale Modenstruktur nur für kleine Blendendurchmesser aus einer reinen TEM_{00} -Mode besteht; bei größeren Blendendurchmessern und steigenden Injektionsströmen können auch höhere transversale Moden anschwingen [KIN98].
- Die Polarisationsrichtung des von einem runden VCSEL emittierten Lichtes ist nicht fest vorgegeben, sondern kann Sprünge aufweisen. VCSEL-Strukturen mit fest vorgegebener Polarisationsrichtung sollten sich zwar durch Brechung der Resonatorsymmetrie erreichen lassen, zum Beispiel durch VCSEL mit elliptischem Querschnitt, doch bislang ist diese Technik noch nicht ausgereift [CHA98].
- Durch die hohe Photonendichte im Resonator und ihre kleinen geometrischen Abmessungen können VCSEL Modulationsbandbreiten von über 10 GHz aufweisen [KIN98], wodurch sie in dieser Beziehung den Kantenemittern überlegen sind (siehe auch Kap. 3).
- Die Laserbandbreite eines VCSEL ist mit einigen 10 MHz deutlich größer als die eines freilaufenden kantenemittierenden Diodenlasers (für eine genauere Untersuchung der Laserbandbreite siehe Kap. 2.2.3).

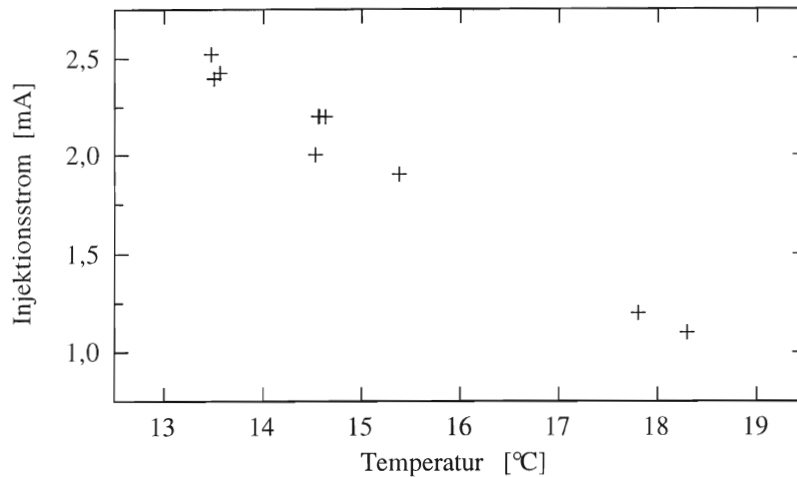


Abbildung 6: Temperaturabhängigkeit des Injektionsstromes für resonante Anregung der $F = 3$ -Komponente der Cäsium D_2 -Linie, gemessen mit dem in den Experimenten verwendeten VCSEL.

2.2 Ein VCSEL-Lasersystem für die Spektroskopie

Um ein für spektroskopische Zwecke geeignetes Lasersystem zu erhalten, wurde ein VCSEL-Prototyp mit selektiv oxidiertem Stromblende [JUN97] mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 852 \text{ nm}$ aus seinem Wafer herausgetrennt und in ein Messinggehäuse eingesetzt. Über Bondingdrähte ist der VCSEL-Chip mit den Kontakten eines an diesem Gehäuse befindlichen SMA-Steckers verbunden, der ein einfaches Zuleiten des Injektionsstroms mittels Standardkabeln erlaubt. Zum Schutz des Laserchip vor äußeren Einflüssen ist das Gehäuse mit einem Deckglas abgedeckt, wie es in der Mikroskopie eingesetzt wird. Das gesamte Lasergehäuse ist mit gutem thermischem Kontakt auf einem Kupferblock befestigt, dessen Temperatur von einem elektronischen Regelkreis über ein Peltierelement gesteuert wird. Auf diese Weise wird eine Temperaturstabilität des Lasergehäuses von etwa 3 mK erreicht, wodurch Schwankungen der Emissionswellenlänge aufgrund von Driften der Lasertemperatur verhindert werden.

Der für den Betrieb des VCSEL benötigte Injektionsstrom von wenigen mA wird von einer speziell modifizierten und für Ströme von unter 5 mA ausgelegten Version einer regelbaren, rauscharmen Stromquelle geliefert, wie sie in ähnlicher Form auch bei kantenelementierenden Diodenlasern verwendet wird. Eine langsame ($\leq 1 \text{ kHz}$) und präzise Variation der Stromstärke zum Durchstimmen des Lasers wird dabei über einen Steuereingang ermöglicht. Dieser Gleichstromkomponente kann in einem handelsüblichen „Bias-T“ ein hochfrequentes Modulationssignal überlagert werden. Ein Bias-T besteht im wesentlichen aus einer Induktivität im Gleichstrom-Eingang und einem kapazitiv gekoppelten Hochfrequenzeingang, wodurch störende Einkopplungen von einer Signalquelle auf die jeweils andere verhindert werden. Die für RF-Frequenzen optimierte Bauform des Bias-T gewährleistet dabei eine verlustarme Übertragung des Modulationssignals auf das Ausgangssignal.

Der vom Laser emittierte, aufgrund von Beugung an der Austrittsblende stark divergen-

te Lichtstrahl wird mit einer achromatischen Linse kollimiert und zur Unterdrückung optischer Rückkopplung in die Laserdiode durch einen Faraday-Isolator geleitet. Durch die hochreflektierenden Resonatorspiegel sind VCSEL zwar vergleichsweise unempfindlich auf optische Rückkopplung, jedoch wurde in den hier beschriebenen Experimenten eine geringe Restempfindlichkeit festgestellt. Diese ist darauf zurückzuführen, daß durch die geringe Photonenzahl im kurzen Resonator des VCSEL schon wenige in den Resonator gelangte Photonen ausreichen, um die Laseroszillation merklich zu stören. Dies läßt sich durch den Einsatz des Faraday-Isolators aber wirkungsvoll unterdrücken.

Mit diesem Aufbau stand bei einer Temperatur von $17,8^\circ\text{C}$ und einem Injektionsstrom von $\simeq 1.2\text{ mA}$ zur resonanten Anregung der $F = 3$ -Komponente der Cäsium D_2 -Linie eine Ausgangsleistung des VCSEL von $P = 275\ \mu\text{W}$ zur Verfügung. Durch eine Reduktion der Lasertemperatur auf $14,6^\circ\text{C}$ konnte eine Steigerung der Ausgangsleistung für die Anregung der $F = 3$ -Komponente auf $P = 650\ \mu\text{W}$ erreicht werden. Dieser Anstieg ist in erster Linie auf das mit abnehmenden Lasertemperaturen einhergehende Ansteigen des für eine bestimmte Emissionswellenlänge λ erforderlichen Injektionsstroms I_λ zurückzuführen, wie es in Abb. 6 für die Injektionsströme zur resonanten Anregung der Cäsium D_2 -Linie dargestellt ist. Eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung durch Betreiben des Lasers bei tieferen Temperaturen war mit dem zur Verfügung stehenden, nicht luftdicht gekapselten VCSEL-Prototypen nicht möglich, da bereits bei Temperaturen von 13°C Luftfeuchtigkeit auf dem Lasergehäuse kondensierte und daher auch die Gefahr von Kondensation direkt auf dem Laserchip bestand. Würde die Laserdiode entsprechend gekapselt, sollte ein weiteres Absenken der Lasertemperatur und damit eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung problemlos möglich sein.

2.2.1 Frequenzstabilisierung des VCSEL

Durch den Betrieb des VCSEL bei Injektionsströmen von unter 3 mA sind die Anforderungen an die absolute Stabilität der Stromquelle deutlich höher als bei den üblichen Kantenemittern (typische Injektionsströme etwa $50\text{--}200\text{ mA}$). Erschwerend kommt noch hinzu, daß für den VCSEL eine Durchstimmrate der Emissionsfrequenz von 340 GHz/mA gemessen wurde, während sie z. B. bei freilaufenden kantenemittierenden Diodenlasern etwa 3 GHz/mA beträgt und durch den Einfluß der optischen Rückkopplung mit Hilfe eines Gitters auf etwa 1 GHz/mA reduziert werden kann [BRA96]. Dies bedeutet aber auch eine 340-fach höhere Anfälligkeit des VCSEL für elektrische Störsignale, wie sie z. B. durch Einstreuen der Netzfrequenz in die Stromregelung verursacht werden können, und bereits Schwankungen des Injektionsstroms von nur 150 nA verursachen Änderungen der Emissionsfrequenz des VCSEL um etwa 50 MHz . Um dennoch optimale Frequenzstabilität zu erreichen, wird die Frequenz des VCSEL mit Hilfe einer elektronischen Regelschleife auf die Flanke einer Cäsium-Absorptionslinie stabilisiert. Zu diesem Zweck wird ein kleiner Teil des vom VCSEL emittierten Lichtes mit einem Glasplättchen aus dem Hauptstrahl ausgekoppelt, durch eine mit Cäsiumdampf gefüllte Zelle geleitet und die transmittierte Intensität mit einer Photodiode detektiert (Abb. 7a). Liegt die Frequenz f des Laserlichtfeldes im Bereich der Flanke einer Absorptionslinie (Abb. 7b), so verursacht eine Abweichung $f_a - f_s$ der Laserfrequenz von ihrem Sollwert f_s , der durch die Vorgabe eines Wertes I_s für die transmittierte Intensität festgelegt wird, eine Änderung der transmittierten Intensität um $I_a - I_s$. Im Bereich annähernd linearen Verlaufes der Absorptionsflanke kann man von Vorzeichen und Betrag der Intensitätsabweichung

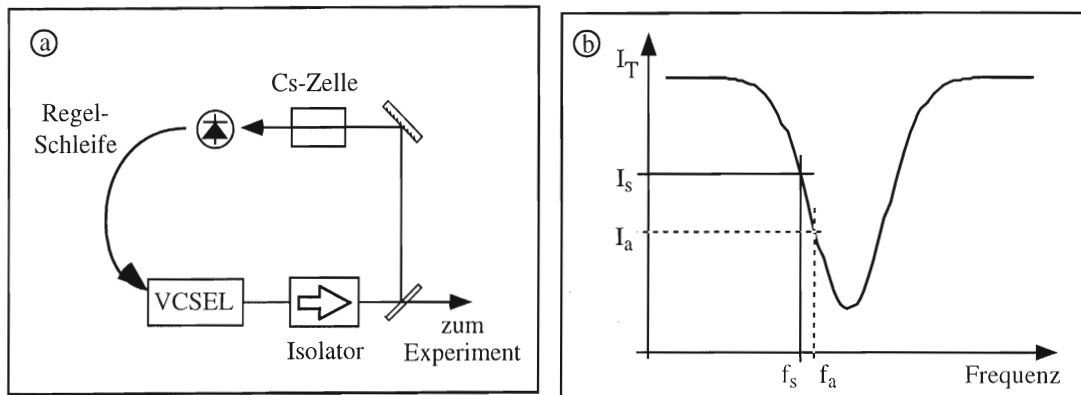


Abbildung 7: Frequenzstabilisierung eines Lasers mit einer elektronischen Regelschleife: a) Skizze des Aufbaus. b) Schema zur Frequenzdetektion an der Flanke einer Absorptionslinie.

auf das Vorzeichen und den Betrag der Frequenzabweichung schließen, so daß die von der Photodiode detektierte Intensitätsabweichung vom Sollwert als Fehlersignal für eine Regelschleife verwendet werden kann. Diese Regelschleife reguliert den Injektionsstrom des Lasers stets so, daß dieses Fehlersignal minimiert wird, wodurch eine Stabilisierung der Laserfrequenz auf ihren Sollwert f_s erreicht wird.

Betrachtet man die zeitlichen Schwankungen im Absorptionssignal des auf die Linienflanke stabilisierten Lasers, so kann man hieraus Hinweise auf dessen Frequenzstabilität gewinnen. Dazu wurde ein Teil des durch die Cäsiumdampfzelle des Stabilisierungsaufbaus transmittierten Lichtes mit einem Strahlteiler auf eine zweite Photodiode geleitet, das Fourier-Spektrum des Absorptionssignals mit einem Fast-Fourier-Transformation-Spektralanalysator (FFT) aufgenommen und die Wurzel σ_U der spektralen Rauschleistungsdichte gegen die Fourier-Frequenz aufgetragen. Aus den so erhaltenen Spektren in Abb. 8 kann man eine durch die Regelschleife erreichbare Reduktion des Frequenzrauschens um bis zu 2 Größenordnungen für Frequenzen unterhalb von etwa 4 kHz entnehmen. Bei Frequenzen von etwa 5 kHz führt die Regelschleife zu keiner Rauschunterdrückung gegenüber dem freilaufenden Laser, ebenso bei den ausgeprägten Störungen nahe 50 kHz. Die Spitzen bei Vielfachen von 50 Hz zeigen Restinstabilitäten durch Einstreuen der Netzfrequenz in die Regelelektronik an.

Die durch die aktive Regelung erreichte mittlere Amplitude Δf der Frequenzfluktuationen läßt sich aus der Amplitudenfluktuation des Absorptionssignals an der Flanke des Dopplerberges abschätzen. Unter der Annahme einer Gauß-förmigen Absorptionslinie der Breite $\Gamma = 600$ MHz (Doppler-Breite der Cs- D_2 -Linien) und einer Amplitude A erhält man die Steigung der Linienflanke auf halber Höhe der Absorptionslinie aus der Ableitung der Gauß-Kurve zu $\frac{dA}{df} = 2 \ln 2 A/\Gamma$. In linearer Näherung gilt $\frac{dA}{df} \approx \Delta A/\Delta f$, so daß man mit einer gemessenen Schwankungsamplitude ΔA des Absorptionssignals von $\Delta A/A = 0,1 \pm 20\%$ eine Schwankungsbreite der Laserfrequenz von $\Delta f \approx (\Delta A/A)\Gamma/(2 \ln 2) = (43 \pm 9)$ MHz erhält.

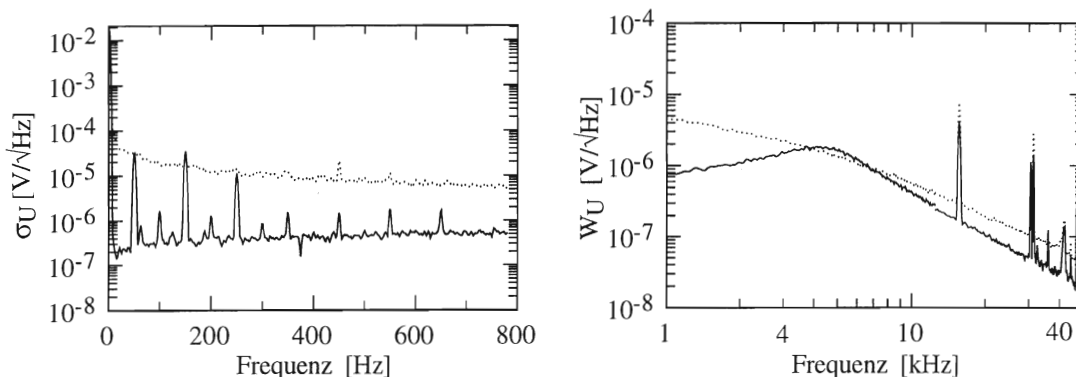


Abbildung 8: FFT-Spektren des Absorptionssignals zur Frequenzstabilisierung des VCSEL. \cdots : Ohne aktive Stabilisierung; $—$: bei geschlossener Regelschleife. Die Mittelungsbandbreite war 1,95 Hz bei 0–800 Hz, 31,25 Hz bei 1–12,5 kHz und 125 Hz bei 12,5–50 kHz.

2.2.2 Störungen kleiner elektrischer Signale: Erdschleifen

Aufgrund der kleinen Injektionsströme zum Betrieb des VCSEL und seiner hohen Durchstimmrate können schon geringste Störungen der Regelelektronik deutliche Instabilitäten der Emissionsfrequenz verursachen. Als ein Beispiel für die Ursachen solcher Störungen sollen hier die Erdschleifen diskutiert werden. Eine ausführliche Behandlung verschiedener Methoden zur Vermeidung von Störungen in elektronischen Systemen findet man beispielsweise bei Ott [OTT88].

Erdschleifen können gebildet werden, wenn die Massepotentiale mehrere elektronischer Geräte sowohl über die Masse der Signalleitungen als auch über den Erdungsleiter der Netzleitungen miteinander verbunden sind. In Abb. 9a ist ein solcher Fall für den hier realisierten Aufbau des VCSEL-Lasersystems skizziert. Die Verbindung der Massepotentiale der Stromregelung und des Frequenzgenerators über die VCSEL-Masse bildet zusammen mit den Erdungsleitungen der beiden Geräte eine Leiterschleife, in der durch zeitveränderliche Magnetfelder Störspannungen U_{ind} induziert werden können. Diese bewirken, daß zwischen den Massepunkten der Laserdiode und der Stromregelung Potentialschwankungen auftreten, die einen zusätzlichen Stromfluß über die Masseleitung und somit Fluktuationen des durch die Laserdiode fließenden Stroms verursachen. Diese Störungen lassen sich durch das Auftrennen der Erdschleife wirkungsvoll unterdrücken, was in diesem Fall durch den Batteriebetrieb der Stromregelung erreicht werden konnte (Abb. 9b). Die zur Kontrolle der Frequenzstabilität des Lasers verwendeten Monitor-signale der Stromregelung wurden über Optokoppler an die Anzeigegeräte geleitet, so daß hier ebenfalls keine direkten Verbindungen zum Massepotential der Netzleitungen entstanden.

Durch den Umbau der Stromregelung des VCSEL auf Batteriebetrieb konnte die Frequenzstabilität auf eine Schwankungsbreite von etwa $\Delta f \simeq 20$ MHz verbessert werden. Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten wurden jedoch alle noch mit der über die Netzspannung betriebenen Stromregelung aufgenommen.

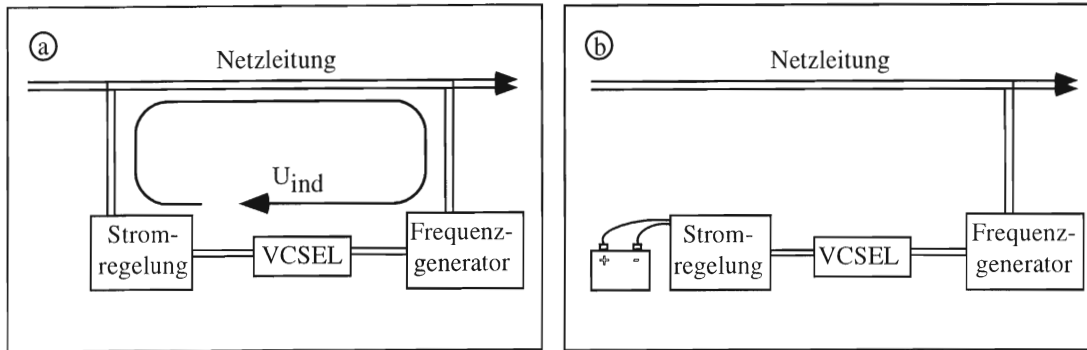


Abbildung 9: Erdungsschema des frequenzmodulierten Lasers. a) Bei Betrieb am Stromnetz des Labors bilden die Masseleitungen der Geräte eine Erdschleife, in die Störspannungen induziert werden. b) Durch den Batteriebetrieb des VCSELs wird die Erdschleife aufgebrochen und die Störspannung reduziert.

2.2.3 Nichtlineare Spektroskopie

VCSEL erscheinen aufgrund ihrer verhältnismäßig großen Laserbandbreite von einigen 10 MHz und ihrer geringen Ausgangsleistung von wenigen Milliwatt als denkbar ungeeignet für den Einsatz in der hochauflösenden nichtlinearen Spektroskopie, wie zum Beispiel der Sättigungsspektroskopie. Mit dieser Methode lassen sich bei Verwendung von gitterstabilisierten kantenemittierenden Diodenlasern, die Laserbandbreiten von wenigen 100 kHz aufweisen, dopplerfreie Spektren der Cäsium- D_2 -Linie gewinnen, in denen die Linienbreite der einzelnen Komponenten im wesentlichen der natürlichen Linienbreite von 5,3 MHz entspricht. Im Folgenden soll nun demonstriert werden, daß sich auch mit den in dieser Beziehung eher benachteiligten VCSELn Sättigungsspektren der Cäsium- D_2 -Linie erzielen lassen, die zum einen die Hyperfeinstruktur des angeregten $P_{3/2}$ -Zustands weitgehend auflösen und andererseits eine Abschätzung der Laserbandbreite ermöglichen.

Das Prinzip der Sättigungsspektroskopie läßt sich am Beispiel eines idealisierten Zweiniveau-Atoms mit einer Übergangsfrequenz ω_0 (im Ruhesystem des Atoms) einfach verstehen. Der zu untersuchende atomare Übergang wird durch die Absorption eines resonanten Pumpstrahls (Frequenz $\omega = \omega_0$; Strahl 1 in Abb. 10) so stark gesättigt, daß die nichtlineare Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Lichtintensität zum Tragen kommt. Die Absorption eines Teststrahls (2) gleicher Frequenz ω wird dadurch gegenüber der Absorption durch nicht-gesättigte Atome merklich reduziert. Werden die beiden Lichtstrahlen – wie in Abb. 10 dargestellt – antiparallel durch eine mit thermischem, atomarem Dampf gefüllte Zelle geleitet, so sind die Frequenzen ω_1 und ω_2 der Lichtfelder im Ruhesystem eines Atoms mit der Geschwindigkeit v_{\parallel} parallel zum Wellenvektor \vec{k}_2 des Teststrahls durch den linearen Dopplereffekt gegeben als

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega + kv_{\parallel} \\ \text{und } \omega_2 &= \omega - kv_{\parallel}.\end{aligned}$$

Stimmt man nun die Frequenz ω der Lichtfelder durch die Resonanz, so sättigt für $\omega \neq \omega_0$ der Pumpstrahl die Atome der Geschwindigkeitsklasse mit $v_{\parallel} = (\omega_0 - \omega)/k$,

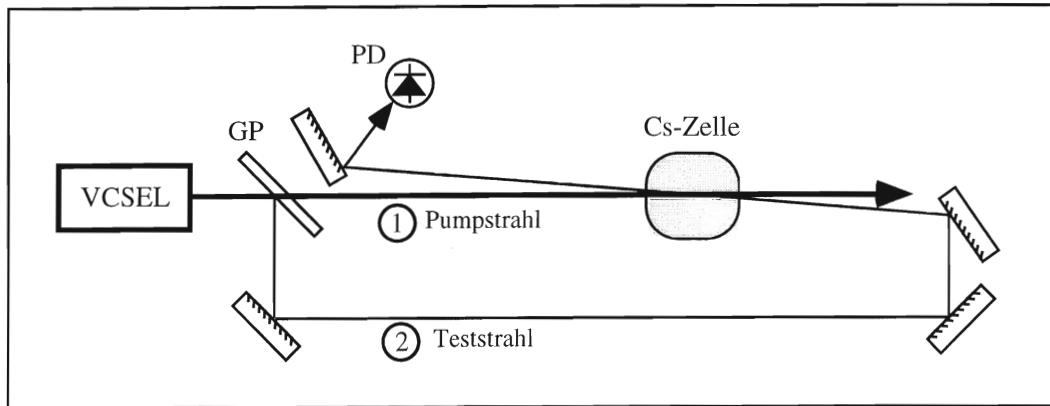


Abbildung 10: Experimenteller Aufbau zur Sättigungsspektroskopie mit einem VCSEL

während der Teststrahl durch die ungesättigten Atome der Geschwindigkeitsklasse mit $v_{\parallel} = (\omega - \omega_0)/k$ starke Absorption erfährt. Lediglich für die Laserfrequenz $\omega = \omega_0$ sind beide Lichtfelder mit Atomen ein und derselben Geschwindigkeitsklasse ($v_{\parallel} = 0$) resonant, was zu verminderter Absorption des Teststrahls führt. Man erhält auf diese Weise also ein Absorptionsspektrum, das aus einem breiten Doppler-Untergrund mit einem schmalen, dopplerfreien Einbruch der Absorption bei der Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs besteht. Für reale Atome wie z. B. auch im Fall von Cäsium kann ein Sättigungsspektrum aufgrund der Existenz mehrerer Unterniveaus im angeregten Zustand auch weitaus mehr Struktur aufweisen. Eine Übersicht über die im Fall von Cäsium auftretenden Effekte ist bei Schmidt zu finden [SCH96].

Die Experimente zur Sättigungsspektroskopie wurden mit einem einfachen Aufbau nach Abb. 10 an thermischem Cäsiumdampf durchgeführt. Der von der Laserdiode emittierte, kollimierte Strahl wurde mit einem Glasplättchen (GP) in einen Pumpstrahl und einen Teststrahl mit einem Intensitätsverhältnis von $I_1/I_2 \approx 11,6$ aufgespalten. Die beiden Strahlen wurden in einer thermischen Cäsiumdampf enthaltenden Glaszelle gegenläufig zueinander überlagert, wobei sie einen Restwinkel von $\alpha \approx 0,5^\circ$ miteinander einschlossen. Die Wellenlänge des VCSEL wurde über eine Dreiecksmodulation des Injektionsstromes durch die D_2 -Linie gestimmt und die transmittierte Intensität des Teststrahls mit einer vorgespannten Photodiode detektiert. Abb. 11 zeigt als ein Beispiel ein so gemessenes Sättigungsspektrum der $F = 4$ Komponente der Cäsium D_2 -Linie, deren Struktur fast vollständig aufgelöst werden kann. Lediglich die mit einem Pfeil bezeichnete Linie, die sich aus dem Übergang $F = 4 \rightarrow F' = 4$ und der nur 25 MHz entfernt liegenden Crossover-Resonanz $F = 4 \rightarrow F' = 4,5$ zusammensetzt, wird nicht aufgelöst. Nach Abzug eines Untergrundes aus drei Gauß-Linien zur näherungsweisen Berücksichtigung des Doppleruntergrundes liefert eine Anpassung von vier Lorentz-förmigen Linien an die drei höchsten Peaks des Spektrums eine volle Halbwertsbreite der einzelnen Sättigungspeaks von $\Delta f_{\text{FWHM}} = (55 \pm 4)$ MHz. Dieser Wert liegt deutlich über der natürlichen Linienbreite von $\Delta f_{\text{nat}} = 5,3$ MHz und erlaubt eine Abschätzung der Laserbandbreite zu $\Delta_L \approx (50 \pm 4)$ MHz. Zusätzlich sind folgende Verbreiterungsmechanismen für die einzelnen Sättigungslinien zu berücksichtigen [DEM98]:

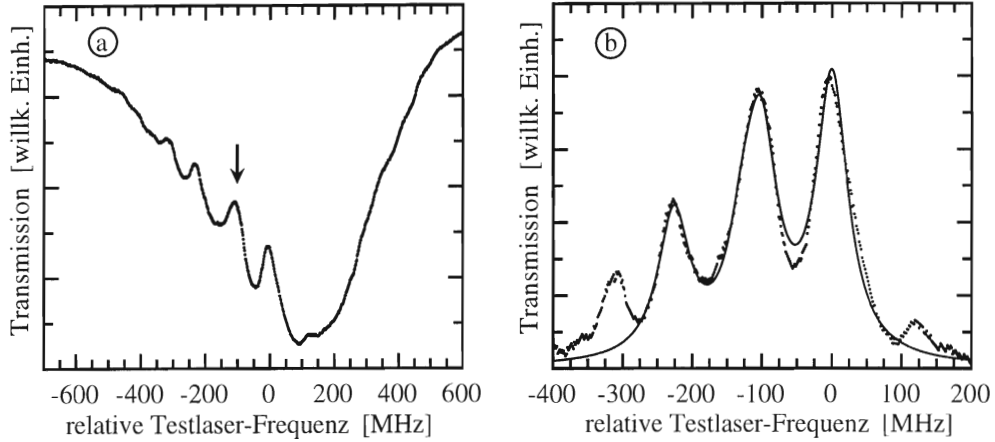


Abbildung 11: Sättigungsspektrum der $F=4$ -Komponente der Cäsium- D_2 -Linie. a) Transmissionsspektrum des Teststrahls. Die Frequenzaufspaltung von 25 MHz der mit dem Pfeil bezeichneten Doppellinie wird nicht aufgelöst. b) Dasselbe Spektrum, um den Untergrund bereinigt (siehe Text). \cdots : Meßdaten, $—$: Angepaßte Theoriekurve. Die Frequenzskala ist anhand der bekannten Übergangsfrequenzen geeicht.

- Schließen der Pump- und Teststrahl einen Winkel von $\alpha \neq 0$ ein, so wird die Linienverbreiterung durch den linearen Dopplereffekt nicht vollständig unterdrückt, sondern es bleibt eine Rest-Dopplerverbreiterung mit der $\sin(\alpha/2)$ -fachen Halbwertsbreite der normalen Doppler-Verbreiterung. Mit einer mittleren (quadratischen) Geschwindigkeit von $v_{\parallel} = \sqrt{kT/m_{\text{Cs}}} \approx 136$ m/s der Cäsiumatome parallel zum Wellenvektor ergibt sich für das vorliegende Experiment die Halbwertsbreite

$$\Delta f_{\text{Rest}} = \sin\left(\frac{0,5^\circ}{2}\right) 2\sqrt{\ln 2} \frac{v_{\parallel}}{c} f_0 \approx 1,2 \text{ MHz}.$$

Der quadratische Doppler-Effekt und die Rückstoßaufspaltung durch den Impulsübertrag vom Photon auf das absorbierende Atom können mit der hier verwendeten Methode der Sättigungsspektroskopie prinzipiell nicht unterdrückt werden. Sie verursachen aber nur vernachlässigbar kleine Verbreiterungen der Linien von

$$\begin{aligned} \Delta f_{\text{quadr.}} &= \frac{f_0}{c} \langle v^2 \rangle \approx 220 \text{ Hz} \\ \text{und } \Delta f_{\text{Rückstoß}} &= \frac{f_0}{c} \frac{hf_0}{m_{\text{Cs}}} \approx 4,1 \text{ kHz}. \end{aligned}$$

- Die Durchflugverbreiterung ist zu berücksichtigen, wenn durch die atomare Bewegung die Wechselwirkungszeit T von Atom und Lichtfeld kürzer ist als die Lebensdauer des spontanen Zerfalls auf dem betrachteten Übergang. Für die Flugzeitverbreiterte Linie erhält man mit einer atomaren Geschwindigkeit $v_{\perp} = \sqrt{2kT/m_{\text{Cs}}} \approx 192$ m/s senkrecht zu den Wellenvektoren und unter der Annahme eines konstanten Intensitätsprofils des Strahles mit Durchmesser $d = 4$ mm eine Linienbreite von

$$\Delta f_{\text{Flug}} = \frac{2,8}{\pi} \frac{v_{\perp}}{d} \approx 43 \text{ kHz},$$

die ebenfalls klein gegen die natürliche Linienbreite ist.

- Die Sättigungsverbreiterung eines idealen Zweiniveau-Systems wird für den Fall eines monochromatischen Lichtfeldes der Intensität I gegeben durch

$$\Delta f_{\text{Sätt}} = \Delta f_{\text{nat}} \sqrt{1 + \frac{I}{I_{\text{Sätt}}}} \quad (5)$$

mit der Sättigungsintensität $I_{\text{Sätt}} = 2,2 \text{ mW/cm}^2$ für die Cäsium- D_2 -Linie. Mit der Pumplaserintensität $I = I_1 = 2,9 \text{ mW/cm}^2$ erhält man in dieser Näherung $\Delta f_{\text{Sätt}} \approx 8,1 \text{ MHz}$. Nach der oben gegebenen Abschätzung für Δ_L ist das verwendete Lichtfeld aber keineswegs monochromatisch, sondern weist eine Bandbreite der $50/5,3 = 9,4$ -fachen natürlichen Linienbreite auf, wodurch der Übergang nur mit dem spektral resonanten Bruchteil der Lichtintensität gesättigt wird. Setzt man daher in Gl. 5 $I = I_1 \Delta f_{\text{nat}}/\Delta_L$, so erhält man eine modifizierte Sättigungsverbreiterung von $\Delta f_{\text{Sätt}} = 5,7 \text{ MHz}$.

Die Breite der Sättigungslinien ist also im wesentlichen durch die Laserbandbreite und nur geringfügig durch die restlichen experimentellen Parameter bestimmt. Dies erlaubt eine Abschätzung der Laserbandbreite aus der Breite der Doppler-freien Sättigungslinien, für die hier lediglich Korrekturen durch die Sättigungsverbreiterung und die Rest-Dopplerverbreiterung zu berücksichtigen sind. Nimmt man für die Rest-Dopplerverbreiterung zur Vereinfachung dieser Abschätzung eine Lorentz-Linienform an, so addieren sich die Linienbreiten der einzelnen Verbreiterungen bei Faltung linear, und man erhält für die Laserbandbreite einen Wert von $\Delta_L \simeq \Delta f_{\text{FWHM}} - \Delta f_{\text{Rest}} - \Delta f_{\text{Sätt}} \approx (48 \pm 4) \text{ MHz}$.

Eine untere Grenze für die erreichbare Bandbreite eines Lasers ist durch die spontane Emission in alle Moden des Lichtfeldes im Laserresonator bedingt. Vernachlässigt man den Einfluß der Bänderstruktur des Halbleiters, so beträgt diese Linienbreite nach der Schawlow-Townes-Formel [YAR91]

$$\Delta f_{\text{ST}} = \pi h f_L \frac{\Delta f_{\text{Res}}^2}{P} (1 + \alpha^2),$$

wobei der hierin auftretende α -Faktor den Einfluß von Fluktuationen der Ladungsträgerdichte auf die Laserbandbreite beschreibt. Für einen VCSEL mit einer Emissionsfrequenz von $f_L = 350 \text{ THz}$, einem α -Faktor von $\alpha \approx 2,6$ [EBE97] sowie einer Breite der Resonatormoden von $\Delta f_{\text{Res}} = c(1 - R)/(2\pi nLR) \approx 34 \text{ GHz}$ (Länge $L = 1,2 \mu\text{m}$, Spiegelreflektivität $R = 0,997$) erhält man daraus bei einer optischen Leistung von $P = 500 \mu\text{W}$ eine minimale Bandbreite von $\Delta f_{\text{ST}} \approx 13 \text{ MHz}$, die um etwa einen Faktor vier unter dem mittels der Sättigungsspektroskopie bestimmten Wert liegt. Diese Abweichung ist dadurch begründet, daß die Abschätzung nach der Schawlow-Townes-Formel die aufgrund schneller Fluktuationen im Laser erreichbare minimale Laserbandbreite, die sogenannte „schnelle Laserbandbreite“ beschreibt, während in der aus der Sättigungsspektroskopie bestimmten „langsamen Laserbandbreite“ aufgrund der relativ niedrigen Frequenz von wenigen 10 Hz, mit der der Laser durchgestimmt wurde, auch die Einflüsse von Schwankungen des Injektionsstroms enthält.

Insgesamt kann aufgrund der hier vorgestellten Sättigungsspektroskopie festgestellt werden, daß die Verwendung von VCSELn trotz ihrer geringen Ausgangsleistung und der ermittelten Laserbandbreite von etwa 50 MHz in der nichtlinearen Spektroskopie durchaus möglich ist, auch wenn sich durch die im Verhältnis zur natürlichen Linienbreite

der Komponenten der Cäsium D_2 -Linie große Laserbandbreite nicht alle Details der Hyperfeinstruktur auflösen ließen. Für Anwendungen wie die Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände, bei denen die Laserbandbreite kein kritischer Parameter ist (siehe Kapitel 1.1), stellen Vertikaldiodenlaser hingegen aufgrund ihrer Modulationseigenschaften eine vorteilhafte Lichtquelle dar.

3 Injektionsstrom-Modulation von Diodenlasern

Während bei vielen Lasertypen die Modulation des Lichtfeldes außerhalb des Lasers erfolgen muß, z. B. durch Verwendung eines akusto-optischen oder elektro-optischen Modulators, so lassen sich Diodenlaser bequem über ihren Injektionsstrom modulieren. Die hochfrequente Modulation des Injektionsstroms bewirkt hierbei zweierlei [YAR91]:

- Die Ladungsträgerdichte im Resonator und damit auch der Brechungsindex des Lasermaterials werden moduliert, was durch Änderung der optischen Länge des Resonators zur Änderung der Emissionswellenlänge führt.
- Die variierende Ladungsträgerdichte beeinflusst die Rekombinationsrate von Elektronen und Löchern in der aktiven Zone des Diodenlasers, was wiederum eine variierende Photonenzahldichte im Resonator und damit eine amplitudenmodulierte Ausgangsleistung bewirkt.

Das von einem strommodulierten Diodenlaser emittierte Licht ist also stets gleichzeitig amplituden- *und* frequenzmoduliert. Bei niedrigen Modulationsfrequenzen sind zusätzlich auch die Einflüsse thermischer Effekte zu berücksichtigen, die bei Frequenzen oberhalb von etwa 10 MHz jedoch vernachlässigt werden können [KOB82].

3.1 Modulation von Lichtfeldern

Das von einem strommodulierten Diodenlaser emittierte Lichtfeld läßt sich bei gleichzeitiger Berücksichtigung von Frequenz- und Amplitudenmodulation schreiben als

$$E(t) = \frac{E_0}{2} (1 + R \sin(\omega_m t + \Psi)) \exp[i(\omega_0 t + M \sin(\omega_m t))] + \text{c.c.}, \quad (6)$$

wobei ω_0 die Emissionsfrequenz des unmodulierten Lasers und ω_m die Modulationsfrequenz bezeichnen. M und R sind die Phasen- und Amplitudenmodulationsindizes, und die Phase Ψ beschreibt die relative Phasenlage zwischen beiden Modulationen. Die momentane Frequenz $\omega(t)$ ist dabei durch $\omega(t) = \omega_0 + M\omega_m \cos(\omega_m t)$ gegeben; die maximale Abweichung der momentanen Frequenz von ω_0 , der sogenannte Frequenzhub oder Frequenzmodulationsindex ω_H , ist also mit $\omega_H = M\omega_m$ durch den Phasenmodulationsindex bestimmt. Durch Anwendung der Reihenentwicklung nach den Besselschen Funktionen $J_k(x)$

$$\exp\left(\frac{x}{2}(s - s^{-1})\right) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(x) s^k \quad (7)$$

für $x = M$ und $s = \exp(i\omega_m t)$ auf Gl. 6 erhält man

$$E(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k e^{i(\omega_0 + k\omega_m)t} + \text{c.c.} \quad (8)$$

mit den Koeffizienten

$$a_k = J_k(M) - i\frac{R}{2} J_{k-1}(M) e^{i\Psi} + i\frac{R}{2} J_{k+1}(M) e^{-i\Psi}. \quad (9)$$

Durch die Modulation eines monochromatischen Lichtfeldes entsteht also eine Vielzahl von neuen Frequenzkomponenten, sogenannter Seitenbänder beiderseits der Trägerfrequenz ω_0 die sich jeweils im Frequenzabstand ω_m zueinander befinden.

Solange M keine allzu großen Werte annimmt, wächst die Intensität der Seitenbänder im Verhältnis zur Trägerfrequenz mit zunehmenden Modulationsindizes an, so daß der Phasen- und der Amplitudenmodulationsindex ein Maß für die erreichte Modulations-effizienz darstellen; häufig wird auch der Frequenzhub $\omega_H = M/\omega_m$ als Maß für die Modulationseffizienz verwendet. Alle drei Größen zeigen dabei eine Frequenzabhängigkeit, die im folgenden Kapitel diskutiert werden soll.

Für den Fall reiner Phasenmodulation ($R = 0$) mit einem Phasenmodulationsindex von $M = 1$ ergeben sich aus den Koeffizienten a_k die relativen Stärken $I_k = |a_k|^2 / |a_0|^2$ des k -ten Seitenbandes als

$$I_0 = 1, \quad I_{\pm 1} = 0,33072, \quad I_{\pm 2} = 0,02255, \quad I_{\pm 3} = 0,00065.$$

Die Beiträge der Seitenbänder dritter Ordnung sind also bereits vernachlässigbar klein. Bei zusätzlicher Amplitudenmodulation ($R > 0$) wird die für den Spezialfall $R = 0$ bestehende Symmetrie zwischen oberen und unteren Seitenbändern aufgehoben; je nach der Phasenlage Ψ weisen dann die oberen oder unteren Seitenbänder mit gleichem $|k|$ die höheren relativen Intensitäten auf. Die Messung dieser relativen Intensitäten bietet daher eine Möglichkeit, die Modulationsindizes sowie die Phase Ψ zwischen Amplituden- und Frequenzmodulation experimentell zu bestimmen.

3.2 Modulationscharakteristik von Diodenlasern

Da sowohl die Amplituden- als auch die Frequenzmodulation eines strommodulierten Diodenlasers bei Modulationsfrequenzen oberhalb einiger Megahertz über die Modulation der Ladungsträgerdichte vermittelt werden, wird die Effizienz beider Modulationsarten durch die Dynamik der Ladungsträger bestimmt. Beschreibt man diese Dynamik durch ein einfaches Ratengleichungssystem für die Ladungsträgerdichte und Photonendichte im Laser, so kann man aus den Lösungen für kleine Modulationsamplituden I_1 des Injektionsstroms die Amplituden p_1 und f_1 der resultierenden Modulation der Ausgangsleistung und der Emissionsfrequenz ableiten [LAU83]. Analog zum Modell des getriebenen harmonischen Oszillators weisen die normierten Modulationsamplituden p_1/I_1 und f_1/I_1 als Funktionen der Modulationsfrequenz eine Resonanz bei der Eigenfrequenz der Ladungsträger auf, während sie bei kleineren Frequenzen annähernd konstant sind und für größere Frequenzen schnell abnehmen. Die Eigenfrequenz ω_R der Ladungsträger wird auch „Relaxationsfrequenz“ genannt und ist näherungsweise gegeben durch

$$\omega_R \simeq \sqrt{\frac{A p_0}{\tau_p}}, \quad (10)$$

wobei τ_p die Photonenlebensdauer im Resonator und p_0 die Photonendichte im Laserresonator bezeichnet. Der Verstärkungskoeffizient A ist hier so definiert, daß er den Zuwachs an Photonendichte durch induzierte Emission über die Beziehung $\frac{dp_0}{dt} = A(n - n_{tr})p_0$ für die Inversion ($n - n_{tr}$) in der Ladungsträgerdichte beschreibt. Die Relaxationsfrequenz kann daher als ein Maß für den Frequenzbereich angesehen werden, in dem eine effektive

Modulation des Laserlichtes erreicht wird. Da sich aufgrund des Maximums bei ω_R auch bei Frequenzen kurz oberhalb der Relaxationsfrequenz noch deutliche Modulationseffizienz erreichen läßt, wird häufig auch der Begriff der Modulationsbandbreite verwendet. Hierbei handelt es sich um die Frequenz, bei der die erreichte Modulationseffizienz gegenüber ihrem Wert bei niedrigen Frequenzen um 3 dB abgefallen ist. Die Zahlenwerte für die Modulationsbandbreite liegen daher stets etwas über denen der Relaxationsfrequenz. Typische Werte der Relaxationsfrequenz für kantenemittierende Laserdioden liegen bei etwa $\omega_R/(2\pi) \simeq 3 - 5$ GHz, während die Modulationsbandbreite bei VCSELn auch bis zu 10 GHz betragen kann [KIN98].

Eine Steigerung der Modulationsbandbreite läßt sich nach Gl. 10 durch die gezielte Beeinflussung des Verstärkungskoeffizienten, der Photonendichte und der Photonlebensdauer erreichen [YAR91]:

- Erhöht man den Injektionsstrom, so wächst durch den damit verbundenen Anstieg der Ausgangsleistung P auch die Photonendichte an, und die Relaxationsfrequenz verschiebt sich zu höheren Werten. So fanden Figueroa et al. [FIG82] für mehrere kommerzielle Laserdioden bei Injektionsströmen I unterhalb der zweifachen Stärke des Schwellenstromes I_{thr} eine Abhängigkeit der Relaxationsfrequenz f_R vom Injektionsstrom der Form

$$f_R = K \sqrt{\frac{I}{I_{\text{thr}}} - 1}$$

mit Werten von K zwischen 3,0 GHz und 5,3 GHz, d. h. mit einer maximalen Relaxationsfrequenz von 5,3 GHz.

Eine Abschätzung für die Photonenzahldichte p_0 im Resonator (mit Reflektivität R der Endfacetten) erhält man aus der über einen Resonatorumlauf gemittelten Leistungsauskopplung P pro Querschnittsfläche F des Resonators

$$\frac{P}{F} = \frac{c}{n} h f (1 - R) p_0,$$

wobei – für Diodenlaser mit einer Emissionsfrequenz $f = 350$ THz – der Brechungsindex $n = 3,5$ von GaAlAs einzusetzen ist. Bei einer Ausgangsleistung von $P = 1$ mW erhält man daraus für einen kantenemittierenden Laser ($F = 3 \mu\text{m} \cdot 0,1 \mu\text{m}$, $R = 0,31$) eine Photonendichte von $p_{0,K} \approx 5,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und für einen VCSEL ($F = \pi(1,5 \mu\text{m})^2$, $R = 0,997$) $p_{0,V} \approx 2,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ [EBE97].

- Die Lebensdauer der Photonen ist gegeben durch

$$\tau_p = \frac{n_0}{c} \left(\alpha - \frac{1}{L} \ln R \right)^{-1},$$

wobei L die Resonatorlänge ist und α die Photonverluste im Resonator durch Absorption und Streuung beschreibt. Ein kurzer Laserresonator bewirkt daher eine erhöhte Relaxationsfrequenz. Für einen typischen kantenemittierenden Diodenlaser findet man mit $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$ und $L = 300 \mu\text{m}$ eine Lebensdauer von $\tau_{p,K} \approx 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ s}$, und für einen VCSEL mit $\alpha = 20 \text{ cm}^{-1}$ und $L = 1,2 \mu\text{m}$ einen Wert von $\tau_{p,V} \approx 2,6 \cdot 10^{-12} \text{ s}$. Trotz ihrer extrem kurzen Resonatorlänge wird bei VCSELn also keine deutliche Reduktion der Photonlebensdauer erreicht, was auf den Einfluß der hochreflektierenden Resonatorspiegel zurückzuführen ist.

- Eine Erhöhung des Verstärkungskoeffizienten, der typischerweise etwa $A = 2 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$ beträgt, kann durch Betrieb des Lasers bei niedrigen Temperaturen erreicht werden. Für Anwendungen in der Spektroskopie, bei denen eine bestimmte Emissionsfrequenz benötigt wird, hat diese Methode den Nebeneffekt, daß die gewünschte Emissionsfrequenz bei niedrigeren Temperaturen erst bei höherem Injektionsstrom erreicht wird (vergleiche Abb. 6), so daß gleichzeitig eine Erhöhung der Photonendichte erreicht wird.

Insgesamt ergeben sich aus diesen Abschätzungen Relaxationsfrequenzen von

$$\begin{aligned} f_{R,K} &\approx 3,4 \text{ GHz} && \text{für einen Kantenemitter} \\ f_{R,V} &\approx 7,0 \text{ GHz} && \text{für einen VCSEL} \end{aligned}$$

bei Ausgangsleistungen von jeweils $P = 1 \text{ mW}$. Unter Ausnutzung der oben diskutierten Einflußmöglichkeiten auf die Relaxationsfrequenz wurden an kantenemittierenden Laserdioden, die eine besonders kurze Resonatorlänge von 120 bzw. 175 μm aufwiesen, bei Raumtemperatur und bei Ausgangsleistungen von etwa 6 mW Modulationsbandbreiten von 7–8 GHz gemessen, die sich durch Kühlen des Lasers auf -50°C auf über 10 GHz steigern ließen. Diese hohen Modulationsbandbreiten waren jedoch nur durch Betrieb der Laser nahe an der Zerstörungsgrenze möglich, so daß die im Dauereinsatz erreichbaren Bandbreiten auf deutlich niedrigere Werte von etwa 5 GHz geschätzt wurden [LAU83, LAU84].

Mit den derzeit verfügbaren kantenemittierenden Laserdioden können problemlos Ausgangsleistungen von einigen zehn Milliwatt erreicht werden, so daß eine weitere Steigerung der Relaxationsfrequenz theoretisch möglich ist. Für die in der Spektroskopie eingesetzten gitterstabilisierten Kantenemitter muß jedoch der Einfluß des durch das Gitter und die Laserdiode gebildeten Resonators mit berücksichtigt werden. Durch genaues Abstimmen des freien Spektralbereichs dieses externen Resonators auf die verwendete Modulationsfrequenz konnte bei einem Gitterlaser für eine Modulationsfrequenz von 6,6 GHz dabei eine Erhöhung der Modulationseffizienz um den Faktor 5 gegenüber dem nicht optimierten Resonator erreicht werden, was bei einer RF-Leistung des Modulationssignals von 13 dBm einer Leistung im ersten Seitenband von 2,3 % der Trägerleistung entsprach [MYA93].

3.3 Bestimmung der Phasenmodulationsindizes

Um quantitative Aussagen über die Modulationseigenschaften des für diese Arbeit verwendeten VCSEL-Lasersystems zu erhalten, wurde die Abhängigkeit der Modulationsindizes von der Modulationsfrequenz experimentell untersucht. Zu diesem Zweck wurde dem Injektionsstrom des VCSEL in der in Kap. 2.2 beschriebenen Weise über das Bias-T ein Modulationssignal mit festen Frequenzen zwischen 2 und 11,5 GHz überlagert. Das Modulationssignal wurde von einem Signalgenerator mit einer Leistung von +1 dBm erzeugt und über ein verlustarmes RF-Kabel auf das Bias-T gegeben.

Eine Standardmethode zur Messung der relativen Intensität von Modulationsseitenbändern besteht darin, das Laserlichtfeld in ein Fabry-Perot-Interferometer einzukoppeln

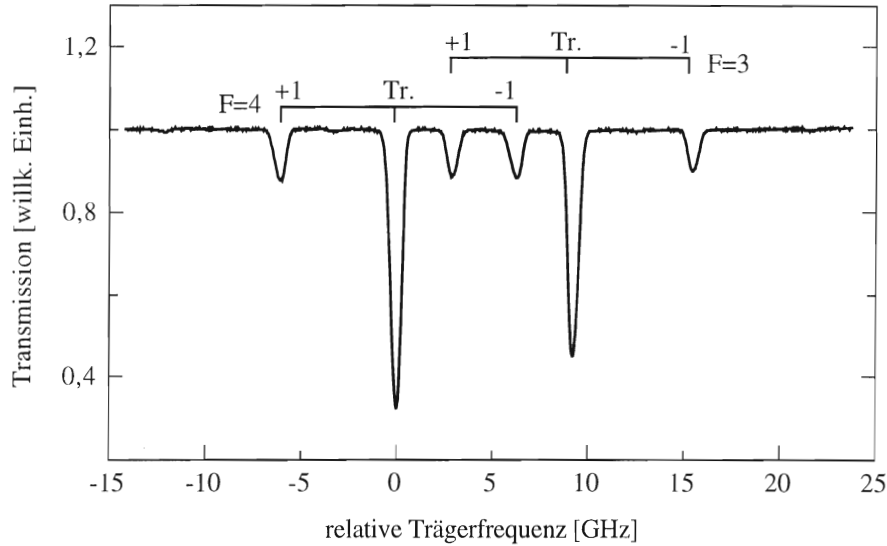


Abbildung 12: Resultierendes Spektrum bei Durchstimmen eines mit 6 GHz modulierten VCSEL durch die Cs D_2 -Linie. Die Balken geben für jede Absorptionslinie an, welches Modulationsseitenband jeweils mit der $F = 3$ - oder $F = 4$ -Komponente der D_2 -Linie resonant ist ($0 =$ Träger, $+1 =$ erstes oberes Seitenband, $-1 =$ erstes unteres Seitenband).

und die Intensität der einzelnen Frequenzkomponenten beim Durchstimmen des freien Spektralbereichs des Fabry-Perot-Interferometers mit einer Photodiode in Transmission hinter dem Interferometer aufzunehmen. Aufgrund der geringen optischen Gesamtleistung des VCSEL gelang jedoch keine Einkopplung in das Interferometer, bei der ausreichend Signalamplitude transmittiert wurde. Daher wurde das vom Laser emittierte Lichtfeld ersatzweise durch eine Cäsiumdampfzelle geleitet und die transmittierte Intensität mit einer Photodiode nachgewiesen. Beim Durchstimmen der Trägerfrequenz mittels Variation des Injektionsstroms wurden die durch die Modulation erzeugten Seitenbänder nacheinander durch die Resonanzfrequenz der $F = 3$ - und $F = 4$ -Komponenten der Cäsium D_2 -Linien gefahren, wodurch man Spektren der in Abb. 12 dargestellten Art erhält. Werden Sättigungseffekte durch ausreichend geringe optische Leistung vermieden, so ist die relative Amplitude der Absorptionslinien ein Maß für das Intensitätsverhältnis zwischen der Trägerfrequenz und den Seitenbändern, woraus sich durch eine Anpassung der aus Gl. 9 erhaltenen relativen Intensitäten $I_k \sim |a_k|^2/|a_0|^2$ des k -ten Seitenbandes für jede Modulationsfrequenz ω_m die Phasen- und Amplitudenmodulationsindizes M und R sowie die relative Phasenlage Ψ zwischen AM und FM bestimmen lassen. Aufgrund der nur schwach ausgeprägten Asymmetrien in den Intensitäten der Seitenbänder war bei Frequenzen oberhalb von 3 GHz keine Bestimmung von R und Ψ mit akzeptablen Unsicherheiten mehr möglich, weshalb dort unter der Annahme reiner Phasenmodulation lediglich der Wert des Phasen-Modulationsindex M ermittelt wurde.

Aus dem Verlauf der so erhaltenen Phasen-Modulationsindizes (Abb. 13a) kann man die Relaxationsfrequenz der Ladungsträger im VCSEL zu etwa $\omega_R \simeq 6,3$ GHz abschätzen, was noch über dem für diesen VCSEL nach Gl. 10 abgeschätzten Wert von $\omega_{R,\text{Schätz}} \approx 5,0$ GHz für die bei den Messungen verwendete Ausgangsleistung von $510 \mu\text{W}$ liegt. Für

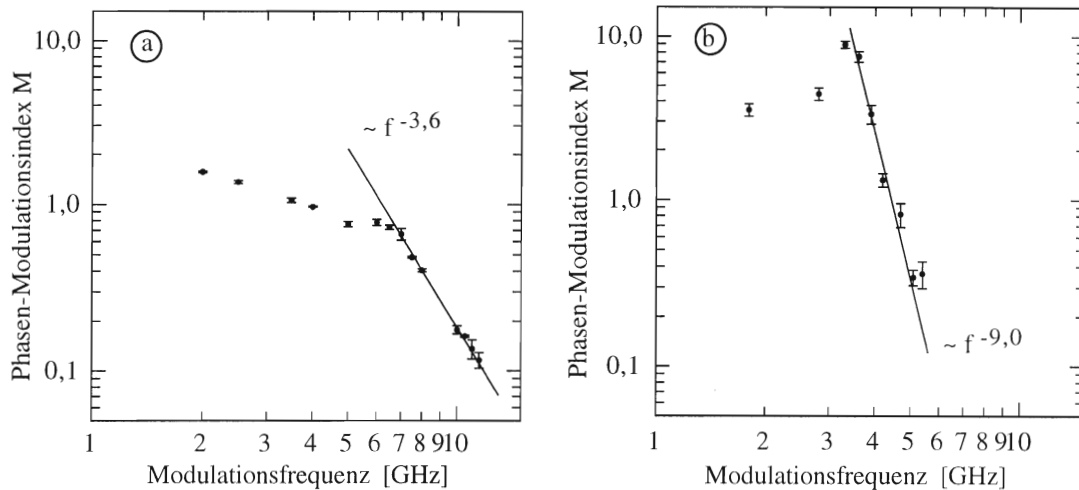


Abbildung 13: Experimentell ermittelter Frequenzgang des Phasen-Modulationsindex für zwei zur Spektroskopie eingesetzte Lasersysteme. a) Für einen VCSEL (Emissionswellenlänge $\lambda_L = 852 \text{ nm}$), b) für einen gitterstabilisierten Kantenemitter ($\lambda_L = 792 \text{ nm}$). Die Werte für den Modulationsindex sind auf eine RF-Leistung von 1dBm normiert.

eine Modulationsfrequenz von 9,2 GHz erhält man aus Abb. 13a einen Phasenmodulationsindex von $M = 0,3$, was einer Leistung im ersten Seitenband von 2,3% der Leistung im Träger entspricht; bei einer Modulationsfrequenz von 4,6 GHz findet man $M = 0,8$ und eine Seitenbandleistung von 19% des Trägers.

Bei der Beurteilung der hier bestimmten Modulationsindizes ist zu beachten, daß es sich bei den experimentell ermittelten Werten stets um effektive Werte für das gesamte, aus dem Bias-T, dem VCSEL-Chip, seinem Messinggehäuse und dem dazwischen befindlichen SMA-Kabel bestehende System handelt. Dies ist besonders insofern von Bedeutung, als das Messinggehäuse, in dem sich der VCSEL befindet, einen Resonator für Mikrowellenfrequenzen darstellt, dessen Resonanzfrequenzen nicht speziell für einen bestimmten Frequenzbereich ausgelegt sind.

Zum Vergleich wurden die Modulationseigenschaften eines der standardmäßig in der Spektroskopie eingesetzten kantenemittierenden Diodenlaser mit externer Gitterstabilisierung experimentell ermittelt. Zu diesem Zweck wurden der Injektionsstrom der Laserdiode und das Modulationssignal wieder in einem Bias-T überlagert und über ein kurzes Hochfrequenzkabel in die Diode geleitet, deren Kontakte nahe am Diodengehäuse ohne weitere Impedanzanpassung auf das abgeschnittene Kabel gelötet waren. Das Modulationssignal mit Leistungen zwischen -20 und +5 dBm wurde mit einem Signalgenerator (Marconi 2032) erzeugt, der Modulationssignale von bis zu 5,4 GHz erzeugen konnte. Die Intensität der Modulationsseitenbänder des emittierten Lichtfeldes konnte in diesem Fall problemlos in Transmission hinter einem Fabry-Perot-Interferometer mit einer Photodiode gemessen werden, wobei die Transmissionsfrequenz des Interferometers durch Variieren der Resonatorlänge mit einem Piezo-Kristall durchgestimmt wurde. Wie bei der Auswertung der mit dem VCSEL erhaltenen Absorptionsspektren können auch hier die Werte der Modulationsindizes durch eine Anpassung der relativen Intensitäten der

Seitenbänder bestimmt werden. Für den in Abb. 13b vorgestellten Frequenzgang des Modulationsindex M wurden die bei unterschiedlichen RF-Leistungen bestimmten Werte des Modulationsindex auf eine Modulationsleistung von +1dBm normiert und für gleiche Modulationsfrequenzen gemittelt. Die Fehlerbalken in Abb. 13b geben den statistischen Fehler dieser Mittelung an.

Aus Abb. 13b kann man die Relaxationsfrequenz zu $\omega_R \approx (3,4 \pm 0,1)$ GHz entnehmen. Für eine Modulationsfrequenz von 4,7 GHz wurde mit der höchsten verwendeten RF-Leistung von +5dBm ein Modulationsindex von $M = 1,32$ gefunden, was einer Leistung im ersten Seitenband von 75% der Leistung des Trägers entspricht und somit eine gegenüber dem VCSEL deutlich größere Modulationseffizienz bedeutet. Bei Frequenzen oberhalb der Relaxationsfrequenz findet man jedoch einen Abfall des Phasen-Modulationsindex proportional zu f^{-9} , womit dieser Abfall beim kantenemittierenden Diodenlaser deutlich steiler verläuft, als dies beim VCSEL der Fall ist (proportional zu $f^{-3,6}$). Unter der Annahme, daß eine Extrapolation des oberhalb von 3,5 GHz gemessenen Abfalles von M zu höheren Frequenzen hin gerechtfertigt ist, erhält man bei der höchsten eingesetzten Modulationsleistung von +5 dBm für eine angenommene Modulationsfrequenz von 9,2 GHz einen Phasen-Modulationsindex $M_{9,2 \text{ GHz}} \simeq 3 \cdot 10^{-3}$, was eine Abschätzung der zu erwartenden Leistung im ersten Seitenband von der Größenordnung der 10^{-6} -fachen Leistung des Trägers erlaubt. Diese extrapolierte Modulationseffizienz ist in keiner Weise mit der mit dem VCSEL erreichbaren Seitenbandstärke vergleichbar, die bei 9,2 GHz etwa 2,3 % der Leistung des Trägers betrug.

Insgesamt ist also der kantenemittierende Laser dem VCSEL bei Modulationsfrequenzen von 4,6 GHz bzw. 4,7 GHz in Bezug auf die erreichbare Leistung im ersten Seitenband überlegen, bei höheren Frequenzen, insbesondere bei 9,2 GHz, erreicht jedoch der VCSEL die höhere Leistung im Seitenband. Wie in Kapitel 5.1 dargestellt wird, ist eine Anregung kohärenter Dunkelzustände in Cäsium zwar auch mit einem mit 4,6 GHz modulierten Laser möglich, doch bedingt dies einige experimentelle Nachteile.

4 Frequenzmodulationsspektroskopie

Das grundlegende Verfahren der Absorptionsspektroskopie beruht auf der Bestimmung des spektralen Verlaufs des Absorptionskoeffizienten $\alpha(\omega)$ aus der Intensitätstransmission durch das zu untersuchende Medium. Die transmittierte Intensität I_T nach einer optischen Weglänge l ist dabei durch das *Lambert-Beer-Gesetz* gegeben als

$$I_T = I_0 e^{-\alpha(\omega)l} \simeq I_0 (1 - \alpha(\omega)l) ,$$

wobei die Näherung für den Fall $\alpha l \ll 1$ gültig ist. Die zu messende Größe α ist hierbei eine kleine Änderung auf einem großen – und meist verrauschten – Untergrund I_0 . Sollen auch kleinste Absorptionskoeffizienten noch detektierbar sein, so müssen hierzu die in der Regel viel größeren Intensitäten I_T und I_0 mit entsprechender Genauigkeit gemessen werden, weshalb die Nachweisempfindlichkeit des Verfahrens schon durch kleinste Intensitätsfluktuationen stark eingeschränkt wird.

Eine mögliche Methode zur Senkung der Nachweisgrenze bei Absorptionsmessungen ist die Frequenzmodulationsspektroskopie („FM-Spektroskopie“) [BJO83, LEN84]. Bei diesem Verfahren wird das zu untersuchende Medium mit einem frequenzmodulierten Lichtfeld abgetastet, d. h. mit einem Lichtfeld, dessen Frequenz periodisch (z. B. sinusförmig) mit einer Modulationsfrequenz ω_m variiert wird. Die zeitliche Variation der transmittierten Intensität I_T enthält dann in ihrer Frequenzkomponente ω_m Information über den spektralen Verlauf des Absorptionskoeffizienten, die durch phasenempfindlichen Nachweis mit z. B. einem Lock-In-Verstärker demoduliert werden kann. Durch diese Nachweisteknik werden Fluktuationen von I_T bei anderen Frequenzen als ω_m nicht detektiert, wodurch das Signalauschen um mehrere Größenordnungen unterdrückt werden kann (für eine Analyse des Signal-Rausch-Verhältnisses siehe z. B. [BJO83, GEH85]). Durch Verwendung ausreichend hoher Modulationsfrequenzen läßt sich auch der $1/f$ -Anteil des Rauschens bei ω_m reduzieren, und Spektren mit gutem Signal-Rausch-Verhältnis lassen sich in vergleichsweise kurzer Meßzeit aufnehmen. Da bei der FM-Spektroskopie die *Änderung* des Absorptionskoeffizienten mit der Frequenz gemessen wird, handelt es sich auch um eine weitgehend untergrundfreie Nachweismethode. Verwendet man als Lichtquelle schmalbandige Laser, so können FM-Spektren mit hoher spektraler Auflösung gewonnen werden.

4.1 Phasenempfindlicher Signalnachweis

Da die Information über die untersuchte spektrale Struktur bei der FM-Spektroskopie in der Frequenzkomponente des Transmissionssignals enthalten ist, die der Modulationsfrequenz ω_m der Lichtquelle entspricht, muß diese Signalkomponente zunächst aus dem Gesamtsignal herausgefiltert werden. Das detektierte Gesamtsignal S weist im allgemeinen ein Fourier-Spektrum

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} [X(\omega) \sin(\omega t + \varphi_{\text{Sig}}) + Y(\omega) \cos(\omega t + \varphi_{\text{Sig}})] d\omega$$

mit breiten Verteilungen $X(\omega)$ und $Y(\omega)$ auf. Dieses Signal wird in einem Lock-In-Verstärker mit einem von der Modulationsquelle gelieferten Referenzsignal

$$S_{R,\text{sin}} = S_0 \sin(\omega_m t + \varphi_{\text{Ref}})$$

multipliziert, dessen relative Phasenlage zum Meßsignal am Lock-In-Verstärker durch die Wahl der Phase φ_{Ref} eingestellt werden kann. Das aus der Multiplikation resultierende Signal enthält dann aufgrund der Additionstheoreme der trigonometrischen Funktionen die Summen- und Differenzfrequenzen von ω und ω_m :

$$S \cdot S_{R,\sin} = \frac{S_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} [X(\omega) [\cos((\omega - \omega_m)t + \varphi_{\text{Sig}} - \varphi_{\text{Ref}}) - \cos((\omega + \omega_m)t + \varphi_{\text{Sig}} + \varphi_{\text{Ref}})] \\ + Y(\omega) [\sin((\omega + \omega_m)t + \varphi_{\text{Sig}} + \varphi_{\text{Ref}}) - \sin((\omega - \omega_m)t + \varphi_{\text{Sig}} - \varphi_{\text{Ref}})]] d\omega.$$

Mit einem Tiefpaß mit ausreichend großer Zeitkonstante werden aus diesem Produktsignal nun die langsam oszillierenden Terme mit $\omega \simeq \omega_m$ herausgefiltert. Dies entspricht im Zeitraum einer Integration, bei der die schnell oszillierenden Terme herausgemittelt werden. Das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers hat damit die Form

$$X' = X(\omega_m) \cos(\varphi_{\text{Sig}} - \varphi_{\text{Ref}}) - Y(\omega_m) \sin(\varphi_{\text{Sig}} - \varphi_{\text{Ref}}),$$

so daß die um 90° gegeneinander verschobenen Signalamplituden $X(\omega_m)$ und $Y(\omega_m)$ durch geeignete Wahl der Referenzphase φ_{Ref} einzeln herausgefiltert werden können. $X(\omega_m)$ wird auch die in-Phase-Komponente und $Y(\omega_m)$ die Quadratur-Komponente des Signals genannt.

Ein Zweiphasen-Lock-In-Verstärker multipliziert das Eingangssignal gleichzeitig auch mit der um 90° phasenverschobenen Referenz

$$S_{R,\cos} = S_0 \cos(\omega_m t + \varphi_{\text{Ref}}),$$

so daß an einem zweiten Ausgang das Signal

$$Y' = X(\omega_m) \sin(\varphi_{\text{Sig}} - \varphi_{\text{Ref}}) + Y(\omega_m) \cos(\varphi_{\text{Sig}} - \varphi_{\text{Ref}})$$

zur Verfügung steht. Für die relative Phasenlage $\Phi = \varphi_{\text{Sig}} - \varphi_{\text{Ref}} = 0$ zwischen dem Eingangs- und Referenzsignal sind X' und Y' mit der in-Phase- und Quadraturkomponente des Signals identisch. In der Praxis ist das exakte Einstellen von $\Phi = 0$ oft schwierig, so daß die Betrachtung der von dieser Phase unabhängigen Größe $R = \sqrt{X'^2 + Y'^2}$ hilfreich sein kann. Bei den in dieser Arbeit relevanten Signalformen weisen die in-Phase- und Quadraturkomponente jedoch deutlich unterschiedliche Symmetrie auf, so daß die Phasenlage Φ problemlos aus den Signalen X und Y ermittelt und dann gemäß

$$\begin{aligned} X &= X' \cos(\Phi) + Y' \sin(\Phi) \\ Y &= -X' \sin(\Phi) + Y' \cos(\Phi) \end{aligned}$$

korrigiert werden kann.

4.2 Theorie der Linienformen

Ein Modell zur Beschreibung der Linienform des reinen FM-Nachweises für den Fall $M \ll 1$ wurde in [BJO83] vorgestellt. Dazu beschreibt man ein rein frequenzmoduliertes Lichtfeld nach Gl. 8 durch sein elektrisches Feld

$$E(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(M) e^{i(\omega_0 + k\omega_m)t} + \text{c.c.}$$

und erhält daraus das vom untersuchten Medium transmittierte Feld als

$$E_T(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(M) T_k e^{i(\omega_0+k\omega_m)t} + \text{c.c.},$$

wobei die Transmissionskoeffizienten $T_k = \exp(-\delta_k - i\phi_k)$ die Absorption $\delta_k = \alpha_k l/2$ und die Phasenverschiebung $\phi_k = n_k l \omega_k / c$ beschreiben, die das Feld beim Durchgang durch ein Medium erfährt. Der Index k bezeichnet hierbei, daß die indizierte Größe jeweils bei der Frequenz $\omega_0 + k\omega_m$ auszuwerten ist.

Bildet man nun die z. B. mit einer Photodiode nachgewiesene transmittierte Intensität $I_T(t) = \frac{c\epsilon_0}{2} |E_T(t)|^2$, so können bei phasenempfindlichem Nachweis alle Terme in I_T vernachlässigt werden, die bei anderen Frequenzen als ω_m oszillieren. Im Grenzfall schwach veränderlicher Absorption und Phasenverschiebung, d. h. für $|\delta_j - \delta_k| \ll 1$ und $|\phi_j - \phi_k| \ll 1$, gilt näherungsweise $\exp(\delta_j - \delta_k) \approx 1 - \delta_j - \delta_k$, $\cos(\phi_j - \phi_k) \approx 1$, $\sin(\phi_j - \phi_k) \approx \phi_j - \phi_k$, und man kann Produktterme aus ϕ_k und δ_k ebenfalls vernachlässigen. Mit $J_0(M) \approx 1$ und $J_{\pm 1}(M) \approx \pm M/2$ für $M \ll 1$ erhält man in dieser Näherung

$$I_T(t) \sim e^{-2\delta_0} M [1 + (\delta_{-1} - \delta_1) \cos(\omega_m t) + (\phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0) \sin(\omega_m t)]. \quad (11)$$

Das Signal besteht also aus dem in-Phase-Anteil $X \sim \phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0$ und dem Quadraturanteil $Y \sim \delta_{-1} - \delta_1$, die bei phasenempfindlichem Nachweis mit einem Lock-In-Verstärker durch geeignete Wahl der Phasenlage zwischen dem Meßsignal und dem Referenzsignal des Verstärkers getrennt voneinander aufgezeichnet werden können. Für Modulationsfrequenzen ω_m , die klein im Vergleich zur Breite der spektralen Strukturen $\delta(\omega)$ und $\phi(\omega)$ sind, ist das Quadratursignal proportional zur ersten Ableitung der Absorption, das in-Phase-Signal hingegen proportional zur zweiten Ableitung der Dispersion, wobei die Signalstärke mit wachsendem M zunimmt.

In Abb. 14 sind die resultierenden Signalformen des FM-Nachweises für den Fall $M \ll 1$ bei Lorentz-förmiger Absorption und Phasenverschiebung durch das Medium dargestellt, d. h. für

$$\begin{aligned} \delta(\omega) &= \alpha \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \\ \text{und} \quad \phi(\omega) &= \alpha \frac{\omega - \omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Hierbei bezeichnet Γ die volle Halbwertsbreite der Linie und ω_0 den Linienschwerpunkt, wobei zur Berechnung der Signalformen $\omega_0 = 0$ angenommen wurde. Man kann deutlich erkennen, daß die Formen des X - und Y -Signals mit wachsender Modulationsfrequenz von der Ableitung des jeweils zugrundeliegenden Spektrums in stärker strukturierte Liniensformen übergehen, in denen sich das Frequenzspektrum der Modulationsseitenbänder widerspiegelt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Diodenlaser mit $M \leq 1$ moduliert, wofür Seitenbänder bis zur zweiten Ordnung sowie ein Amplitudenmodulationsindex $R \ll 1$ zu berücksichtigen sind. Nach Gl. 6 und 8 wird das sowohl amplituden- als auch frequenzmodulierte Lichtfeld beschrieben durch

$$E(t) = \frac{E_0}{2} (1 + R \sin(\omega_m t + \Psi)) \exp[i(\omega_0 t + M \sin(\omega_m t))] + \text{c.c.}$$

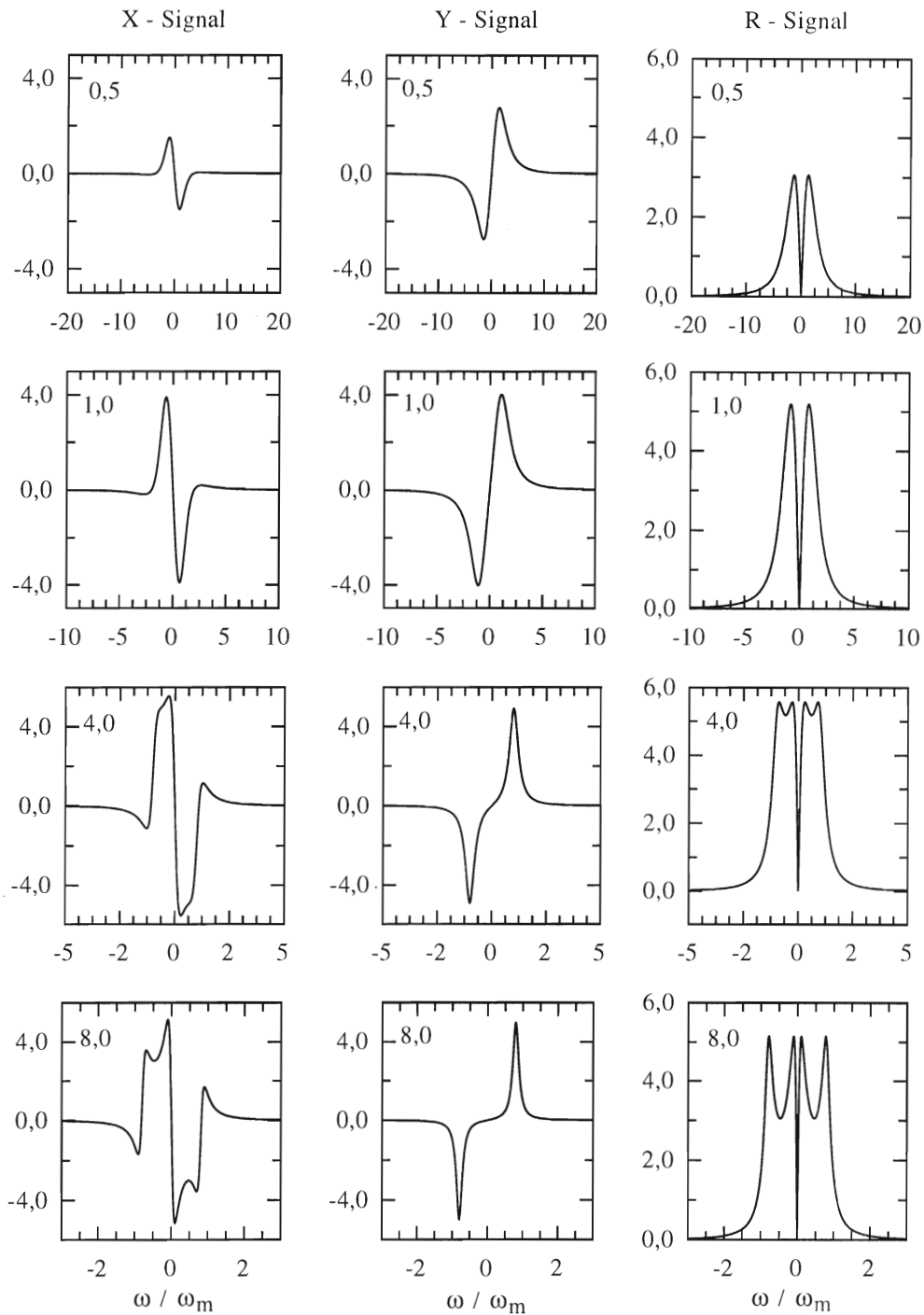


Abbildung 14: Berechnete Signalformen beim reinen FM-Nachweis mit $M = 0,1$ für Lorentz-förmige Absorption und Phasenverschiebung nach Gl. 12. Die Frequenz ω ist in Einheiten der Modulationsfrequenz ω_m angegeben; der Zahlenwert in der linken oberen Ecke jedes Diagramms gibt das Verhältnis Linienbreite (HWHM) zu Modulationsfrequenz an.

$$= \frac{E_0}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k e^{i(\omega_0+k\omega_m)t} + \text{c.c.}$$

mit den Koeffizienten a_k aus Gl. 9. Der Behandlung in [BJO83] und [LEN84] folgend bildet man hieraus analog zum Vorgehen bei der Ableitung der Signalformen des reinen FM-Nachweises die transmittierte Intensität, wobei wieder nur die mit ω_m oszillierenden Terme berücksichtigt werden:

$$I_T(t) \sim \sum_{k=-2}^1 e^{-\delta_k-\delta_{k+1}} a_{k+1} a_k^* e^{i(\omega_m t + \phi_k - \phi_{k+1})} + \text{c.c.}$$

mit

$$a_{k+1} a_k^* \approx J_k(M) J_{k+1}(M) - i \frac{R}{2} (J_k^2(M) + J_{k+1}^2(M)) e^{-i\Psi}$$

$$+ i \frac{R}{2} (J_k(M) J_{k+2}(M) + J_{k-1}(M) J_{k+1}(M)) e^{i\Psi}$$

unter Vernachlässigung von Termen der Ordnung R^2 für $R \ll 1$. Daraus folgt mit den gleichen Annahmen über schwach variierende Absorption und Dispersion wie oben

$$I_T(t) \sim e^{-2\delta_0} [1 + X \sin(\omega_m t) + Y \cos(\omega_m t)]$$

mit den Quadratur- und in-Phase-Komponenten

$$X = J_0(M) J_1(M) (\phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0)$$

$$+ J_1(M) J_2(M) (\phi_2 - \phi_1 + \phi_{-2} - \phi_{-1})$$

$$+ \frac{R}{2} J_0^2(M) (2 + 2\delta_0 - \delta_{-1} - \delta_1) \cos(\Psi)$$

$$- \frac{R}{2} J_0^2(M) (\phi_{-1} - \phi_1) \sin(\Psi)$$

$$+ \frac{R}{2} J_1^2(M) (4 + 6\delta_0 - 2\delta_{-1} - 2\delta_1 - \delta_2 - \delta_{-2}) \cos(\Psi)$$

$$- \frac{R}{2} J_1^2(M) (\phi_{-2} - \phi_2) \sin(\Psi)$$

und

$$Y = J_0(M) J_1(M) (\delta_{-1} - \delta_1)$$

$$+ J_1(M) J_2(M) (\delta_{-2} + \delta_{-1} - \delta_2 - \delta_1)$$

$$+ \frac{R}{2} J_0^2(M) (\phi_{-1} - \phi_1) \cos(\Psi)$$

$$+ \frac{R}{2} J_0^2(M) (2 + 2\delta_0 - \delta_{-1} - \delta_1) \sin(\Psi)$$

$$+ \frac{R}{2} J_1^2(M) (\phi_{-2} - \phi_2) \cos(\Psi)$$

$$+ \frac{R}{2} J_1^2(M) (4 + 6\delta_0 - 2\delta_{-1} - 2\delta_1 - \delta_2 - \delta_{-2}) \sin(\Psi) . \quad (13)$$

Je nach Phasenlage Ψ kann also durch die Amplitudenmodulation ein konstanter Untergrund verursacht werden, der auch in Abwesenheit eines dispersiven oder absorptiven Mediums, d. h. für $\delta_j = \phi_j = 0$ für alle j , nicht verschwindet.

In Abb. 15 ist der berechnete Verlauf der Lock-In-Signale nach Gl. 12 und 13 für den Fall $M = 1$ und $R = 0$ dargestellt. Für große Modulationsfrequenzen ω_m kann man das Auftreten der Modulationsseitenbänder zweiter Ordnung erkennen. Die Maßeinheit der Signalamplitude ist mit der aus Abb. 14 identisch, woraus man das oben erwähnte Anwachsen der Signalstärke mit wachsendem M entnehmen kann.

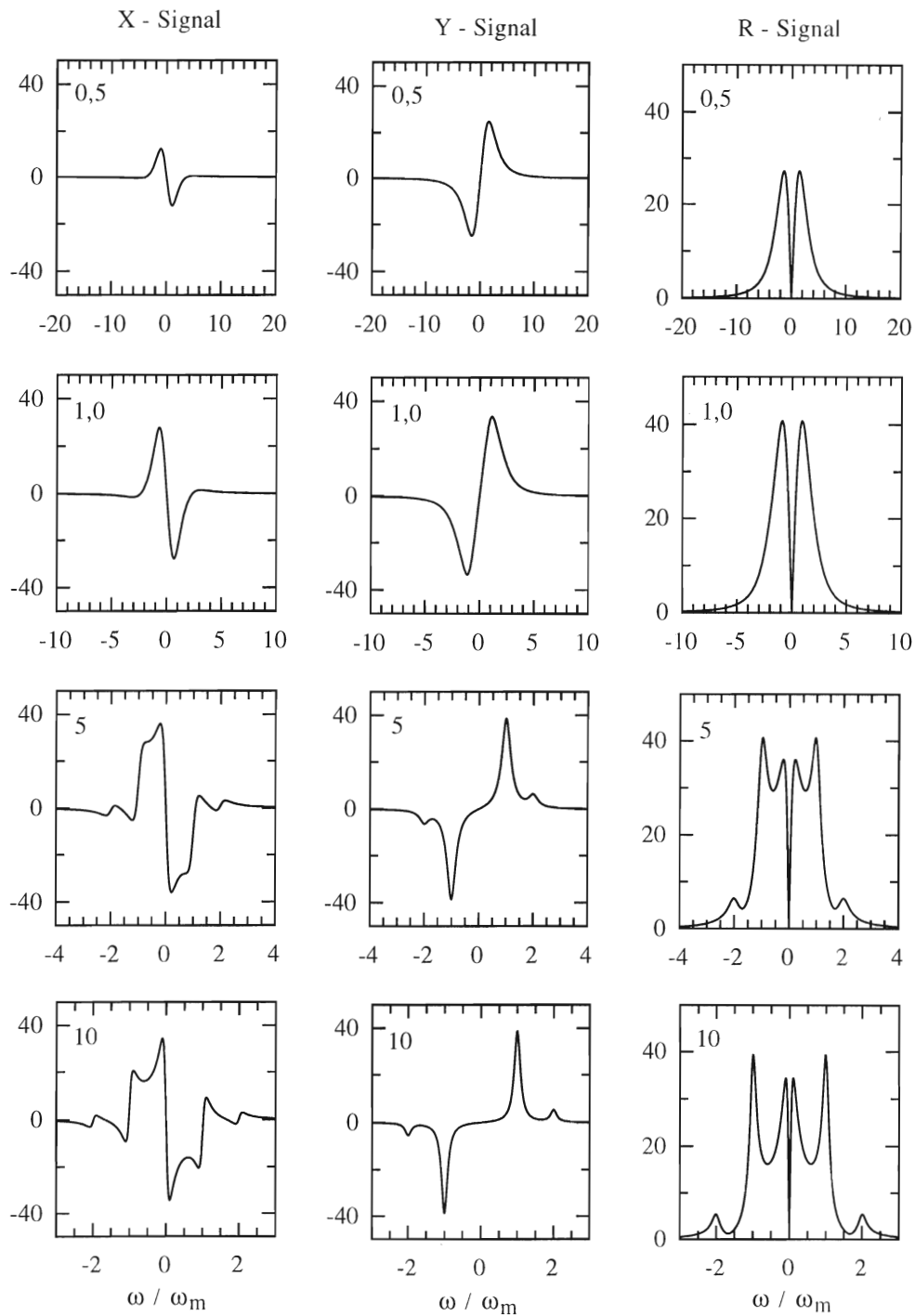


Abbildung 15: Berechnete Signalformen beim reinen FM-Nachweis mit $M = 1$ für Lorentz-förmige Absorption und Phasenverschiebung nach Gl. 12 und 13. Die Frequenz ω ist in Einheiten der Modulationsfrequenz ω_m angegeben; der Zahlenwert in der linken oberen Ecke jedes Diagramms gibt das Verhältnis Linienbreite (HWHM) zu Modulationsfrequenz an. Die Signalstärke ist in willkürlichen Einheiten angegeben, die mit den in Abb. 14 verwendeten übereinstimmen.

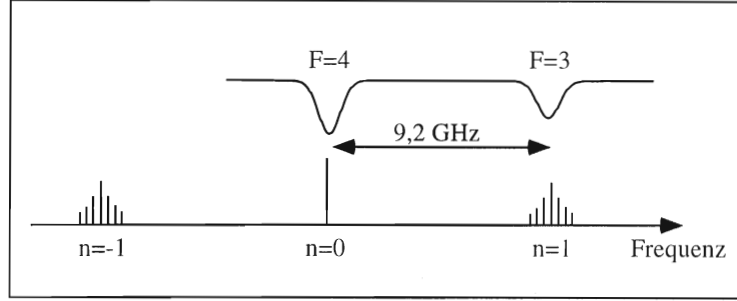


Abbildung 16: Anregung und FM-Nachweis kohärenter Dunkelzustände in Cäsium mit einem doppelt frequenzmodulierten Diodenlaser. In der oberen Hälfte sind die anzuregenden optischen Übergänge durch das Absorptionsspektrum der D_2 -Linie skizziert, die untere Hälfte zeigt schematisch das Frequenzspektrum des zweifach frequenzmodulierten Lasers. Die Trägerfrequenz ($n = 0$) ist nicht kHz-moduliert, so daß im hier gezeigten Fall nur die $F = 3$ -Komponente mit einem modulierten Lichtfeld getrieben wird.

4.3 FM-Spektroskopie mit doppelt modulierten Diodenlasern

Zur FM-Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände in Cäsium unter Verwendung eines strommodulierten Vertikaldiodenlasers wird der Injektionsstrom des Lasers zunächst mit einer Frequenz $\tilde{\omega} \approx \omega_G = 2\pi \cdot 9,2$ GHz moduliert, um mit der Trägerfrequenz und einem der ersten Seitenbänder die beiden benötigten Lichtfelder für die Anregung der Dunkelresonanzen zu erzeugen. Für die relative Intensität der einzelnen Frequenzkomponenten des gesamten Lichtfeldes sind dabei sowohl Frequenz- als auch Amplitudenmodulation zu berücksichtigen, und das vom Diodenlaser emittierte elektrische Feld ist in Analogie zu Gl. 6 gegeben durch

$$E(t) = \frac{E_0}{2} (1 + R \sin(\tilde{\omega}t + \Psi)) \exp[i(\omega_0 t + M \sin(\tilde{\omega}t))] + \text{c.c.}$$

Um die so induzierten Dunkelzustände empfindlich mittels Frequenzmodulation nachzuweisen, wird ω_G wiederum mit einer Frequenz ω_m von wenigen kHz frequenzmoduliert. Die instantane Phase $\tilde{\omega}t$ ist daher

$$\tilde{\omega}t = \omega_G t + N \sin(\omega_m t),$$

wobei der Phasen-Modulationsindex $N = \omega_H/\omega_m$ der Kilohertzmodulation durch die Wahl der Modulationsfrequenz ω_m und des Frequenzhubes ω_H festgelegt wird. Eine Reihenentwicklung unter Verwendung von Gl. 7 führt auf

$$E(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{i(\omega_0 + n\tilde{\omega})t} + \text{c.c.}$$

mit den Koeffizienten a_n aus Kapitel 4.2, und durch nochmalige Anwendung von Gl. 7 mit $x = nN$ und $s = e^{i\omega_m t}$ erhält man

$$E(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_n J_k(nN) e^{i(\omega_0 + n\omega_G + k\omega_m)t} + \text{c.c.} \quad (14)$$

Hierin bezeichnet n die Ordnung der Seitenbänder der GHz-Modulation, während k jeweils die Ordnung der kHz-Seitenbänder um die GHz-Frequenzkomponente bezeichnet. Da die Besselfunktion $J_k(0)$ für alle $k \neq 0$ verschwindet, weist die Trägerfrequenz keine Kilohertz-Seitenbänder auf.

Findet die Anregung der kohärenten Dunkelzustände auf die in Kap. 5.1 beschriebene Art durch die Trägerfrequenz und ein Seitenband statt, so sind von Gl. 14 entweder nur die Terme mit $n = 0$ und $n = 1$ (Träger und erstes oberes Seitenband) oder die Terme mit $n = 0$ und $n = -1$ (Träger und erstes unteres Seitenband) mit den Komponenten der Cäsium- D_2 -Linie resonant, und alle anderen Terme können vernachlässigt werden (siehe Abb. 16). Ist die Trägerfrequenz fest auf eine Komponente der D_2 -Linie stabilisiert, so wird durch schrittweise Variation der Modulationsfrequenz ω_G das im jeweiligen Fall resonante erste obere oder untere Seitenband durch die Resonanzbedingung verschwindender Ramanverstimmung $\delta_R = 0$ hindurchgestimmt. Dies kann als ein Durchstimmen eines auf der Kilohertz-Skala modulierten Lichtfeldes durch die spektrale Struktur der Dunkelresonanz verstanden werden, wobei es nicht relevant ist, daß das Lichtfeld seinerseits durch Modulation gewonnen wurde. Die in Kap. 4.2 abgeleitete Signalform beschreibt also auch in diesem Fall die beobachteten Signale, wobei lediglich aufgrund der fehlenden Amplituden-Modulation der Amplituden-Modulationsindex auf $R = 0$ zu setzen ist.

5 Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände in Cäsium

5.1 Anregung von Dunkelresonanzen mit Modulationsseitenbändern

Bei der Verwendung eines VCSEL zur Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände in Cäsium können die beiden benötigten Lichtfelder mit einem Frequenzabstand von 9,2 GHz prinzipiell auf verschiedene Arten erhalten werden. Einerseits können bei einer Modulation des Laser-Injektionsstroms mit 4,6 GHz die beiden ersten Seitenbänder zur Anregung der optischen Übergänge verwendet werden (Abb. 17a). Andererseits ist durch die hohe Modulationsbandbreite aber auch eine direkte Modulation mit 9,2 GHz möglich, wobei dann der Träger und entweder das erste obere oder das erste untere Seitenband genutzt werden (Abb. 17b und c).

Eine Modulation mit 4,6 GHz hat den Vorteil, daß sich dabei vergleichsweise starke Seitenbandleistungen von 19 % der Trägerleistung erreichen lassen. Aufgrund der symmetrischen Leistungsverteilung zwischen den Seitenbändern besteht auch die Möglichkeit, beide Übergänge gleich stark zu treiben, wobei dies jedoch keine Bedingung für die effektive Anregung der Dunkelresonanz ist. Der im Träger enthaltene Hauptanteil der Laserleistung trägt hier allerdings nicht zur Präparation der Dunkelresonanz bei, bewirkt aber einen stets vorhandenen Untergrundpegel in der zum Nachweis verwendeten Photodiode, wodurch das Signal-Rausch-Verhältnis unnötig verringert wird. Im Falle der Verwendung von Puffergas, wie es zum Erreichen schmaler Dunkelresonanzlinien für Präzisionsanwendungen erforderlich ist, wirkt sich die Trägerfrequenz ebenfalls negativ aus, da die optischen Übergänge durch die Druckverbreiterung Linienbreiten von mehreren hundert MHz erreichen. Durch die hohe Intensität des nur um wenige homogene Linienbreiten von den optischen Resonanzen verstimmt Trägers können so zusätzliche Einphotonen-Übergänge von den Grundzustandsniveaus in die Komponenten $F' = 2$ und $F' = 5$ des oberen $P_{3/2}$ -Zustands induziert werden. Da diese Niveaus jedoch keine Λ -Systeme mit den Grundzustandsniveaus bilden können, werden auf diese Weise zusätzliche Verlustkanäle induziert und eine Dephasierung der Grundzustandskohärenz verursacht, was zu einer Verbreiterung der Dunkelresonanzlinie führt.

Diese Komplikationen lassen sich durch die Verwendung des Trägers und eines der ersten Seitenbänder vermeiden, da in diesem Falle das nicht zur Dunkelresonanz beitragende Seitenband um die volle Modulationsfrequenz von 9,2 GHz vom optischen Übergang verstimmt ist und nur eine geringe Leistung von 2,3 % der Trägerleistung aufweist. Die große Strahlungsleistung im Träger wird hierbei vollständig zur Bildung des Dunkelzustands verwendet. Insgesamt stellt deshalb die direkte Modulation mit 9,2 GHz die vorteilhaftere Alternative dar und wurde in den weiteren Experimenten eingesetzt.

5.2 Experimenteller Aufbau

Mit dem in Kap. 2.2 beschriebenen VCSEL-Lasersystem wurde eine Reihe von Experimenten durchgeführt, um seine Eigenschaften in Bezug auf die Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände zu untersuchen und systematische Effekte zu studieren. Hierzu wurde der in Abb. 18 skizzierten Aufbau verwendet. Ein kleiner Teil der Gesamtintensität des Laserstrahls wurde nach dem Durchgang durch einen Faraday-Isolator für die Absorptionsspektroskopie zur Stabilisierung der Laserfrequenz aus dem Hauptstrahl ausgekop-

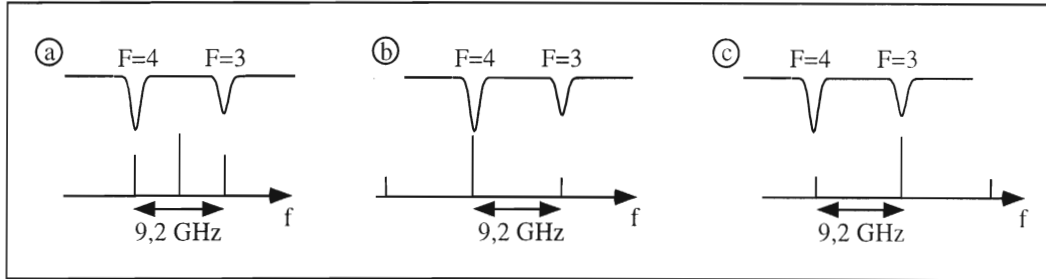


Abbildung 17: Drei Möglichkeiten zur Anregung kohärenter Dunkelzustände in Cäsium bei Verwendung von Modulationsseitenbändern. In der oberen Hälfte sind jeweils die beiden Hyperfein-Komponenten des Doppler-verbreiterten Absorptionsspektrums skizziert, die untere Hälfte zeigt schematisch das Frequenzspektrum des Lasers. a) Modulation mit 4,6 GHz. Das erste obere und untere Seitenband regen resonant an. b) Modulation mit 9,2 GHz. Träger und erstes oberes Seitenband sind resonant. c) Modulation mit 9,2 GHz. Träger und erstes unteres Seitenband sind resonant.

pelt. Da der VCSEL nicht auf einer reinen TEM_{00} -Mode oszillierte, wurde der verbleibende Hauptstrahl zur Filterung der transversalen Modenstruktur durch eine polarisationserhaltende Faser geleitet. Mittels einer daran anschließenden Polarisationsoptik aus einem Polarisator und einer $\lambda/4$ -Platte wurde die lineare Polarisation der Lichtfelder in zirkuläre Polarisation umgewandelt. Das so erhaltene Lichtfeld wurde durch eine mit Cäsiumdampf – und in der Mehrzahl der Experimente auch mit Neon als Puffergas – gefüllte Glaszelle mit einer Länge von etwa 2 cm geführt und anschließend auf einer Photodiode detektiert. Drei jeweils senkrecht zueinander stehende Magnetfeldspulenpaare dienten dazu, am Ort der Zelle ein annähernd homogenes Magnetfeld von frei wählbarer Richtung und Betrag zu erzeugen. Dies erlaubte es, das in Abwesenheit magnetischer Felder auftretende Überlappen der einzelnen Zeeman-Komponenten durch Anlegen eines schwachen Magnetfeldes von wenigen $10 \mu\text{T}$ aufzuheben und lediglich die $n = 0$ -Komponente zu untersuchen. Da die Mittenfrequenz dieser Komponente nach Gl. 3 durch magnetische Felder nur geringfügig verschoben wird, ist diese Methode gut für Untersuchungen geeignet, bei denen ein Verschieben der Linie aufgrund von Magnetfeldschwankungen vermieden werden soll.

Das Modulationssignal für die 9,2 GHz-Modulation des VCSEL wurde von einem Lokaloszillator geliefert, der auf die 183. Harmonische seiner Eingangsfrequenz stabilisiert war. Das Eingangssignal des Lokaloszillators von etwa 50,2 MHz wurde wiederum mit einem Frequenzgenerator erzeugt, dessen minimale Schrittweite 0,1 Hz betrug. Hierdurch war die minimale im Experiment anwendbare Schrittweite auf 18,3 Hz begrenzt. Um FM-Spektren der Dunkelresonanzen aufzunehmen, wurde das Eingangssignal von 50,2 MHz des Lokaloszillators wiederum mit einer Frequenz ω_M von wenigen Kilohertz bei einem Frequenzhub von $\omega_H = \omega_M/183$ frequenzmoduliert. Das dem Bias-T vom Ausgang des Lokaloszillators zugeführte 9,2 GHz-Signal war daher ebenfalls mit der Frequenz ω_M frequenzmoduliert, jedoch mit einem Phasenmodulationsindex $N = 1$. Der Kilohertz-Anteil des resultierenden Photodiodenstroms wurde mit dem Lock-In-Verstärker phasensensitiv zum Referenzsignal ω_M des Frequenzgenerators nachgewiesen.

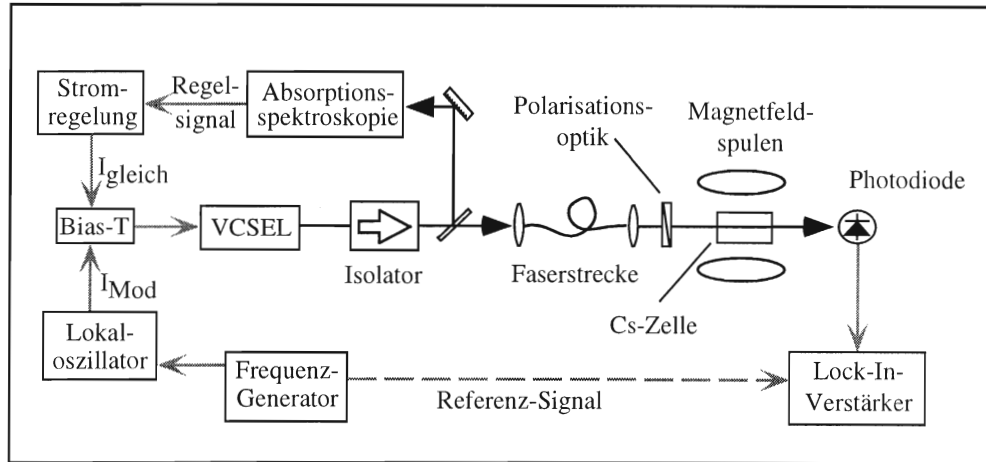


Abbildung 18: Experimenteller Aufbau zur Aufnahme von Dunkelresonanzspektren

5.3 Beobachtete Linienformen

In Abb. 19 ist für zwei typische mit dem VCSEL aufgenommene Dunkelresonanzspektren jeweils das X-Signal des Lock-In-Verstärkers dargestellt. Spektrum (a) wurde an einem reinen Cäsiumdampf mit einer Modulationsfrequenz von $\omega_m = 14,64$ kHz aufgenommen, Spektrum (b) mit $\omega_m = 7,32$ kHz an einer Cäsiumzelle, die zusätzlich 55 mbar Neon enthielt. Die Gesamtintensität der Lichtfelder am Ort der Zelle betrug für beide Spektren $195 \mu\text{W}$, und alle weiteren experimentellen Parameter waren ebenfalls für beide Spektren identisch.

Die durchgezogenen Linien in Abb. 19 geben die numerisch angepaßte Theoriekurve nach Gl. 13 wieder, für deren Berechnung eine Lorentz-Form der Dunkelresonanz angenommen wurde. In beiden Spektren zeigen die Theoriekurven gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Der augenfällige Unterschied in der Linienform zwischen den beiden Spektren ist darauf zurückzuführen, daß in Spektrum (a) die Modulationsfrequenz kleiner ist als die Linienbreite der Resonanz, während es sich bei Spektrum (b) umgekehrt verhält (vgl. auch Abb. 15). Die Abweichung des Spektrums (b) von den in Abb. 15 dargestellten Signalformen ist durch eine nicht abgegliche Phasenlage zwischen der Kilohertz-Modulation des Transmissionssignals und dem Referenzsignal des Lock-In-Verstärkers verursacht, wodurch sich das Spektrum aus einer Überlagerung des In-Phase- und Quadratur-Signals zusammensetzt. Für die hier gezeigten Spektren betrug diese Phasenlage $\Phi = 157^\circ$.

Der Einfluß des Puffergases läßt sich deutlich an den Linienbreiten der beiden Spektren erkennen, die durch die Anpassung der Theoriekurven für Spektrum (a) zu $\Delta f_a = 29$ kHz, für Spektrum (b) hingegen zu nur $\Delta f_b = 340$ Hz bestimmt wurde. Durch die Abnahme der Linienbreite mit steigendem Puffergasdruck wird die gesamte Signalstärke einer Dunkelresonanz in einem schmaleren Frequenzbereich gesammelt, wodurch das Signal-Rausch-Verhältnis zunimmt. Dementsprechend findet man für das ohne Puffergas aufgenommene Spektrum ein Signal-Rausch-Verhältnis $S/N|_a \simeq 3$, während es für Spektrum (b) $S/N|_b \simeq 39$ beträgt. Die durch das Integral des FM-Signals gegebene

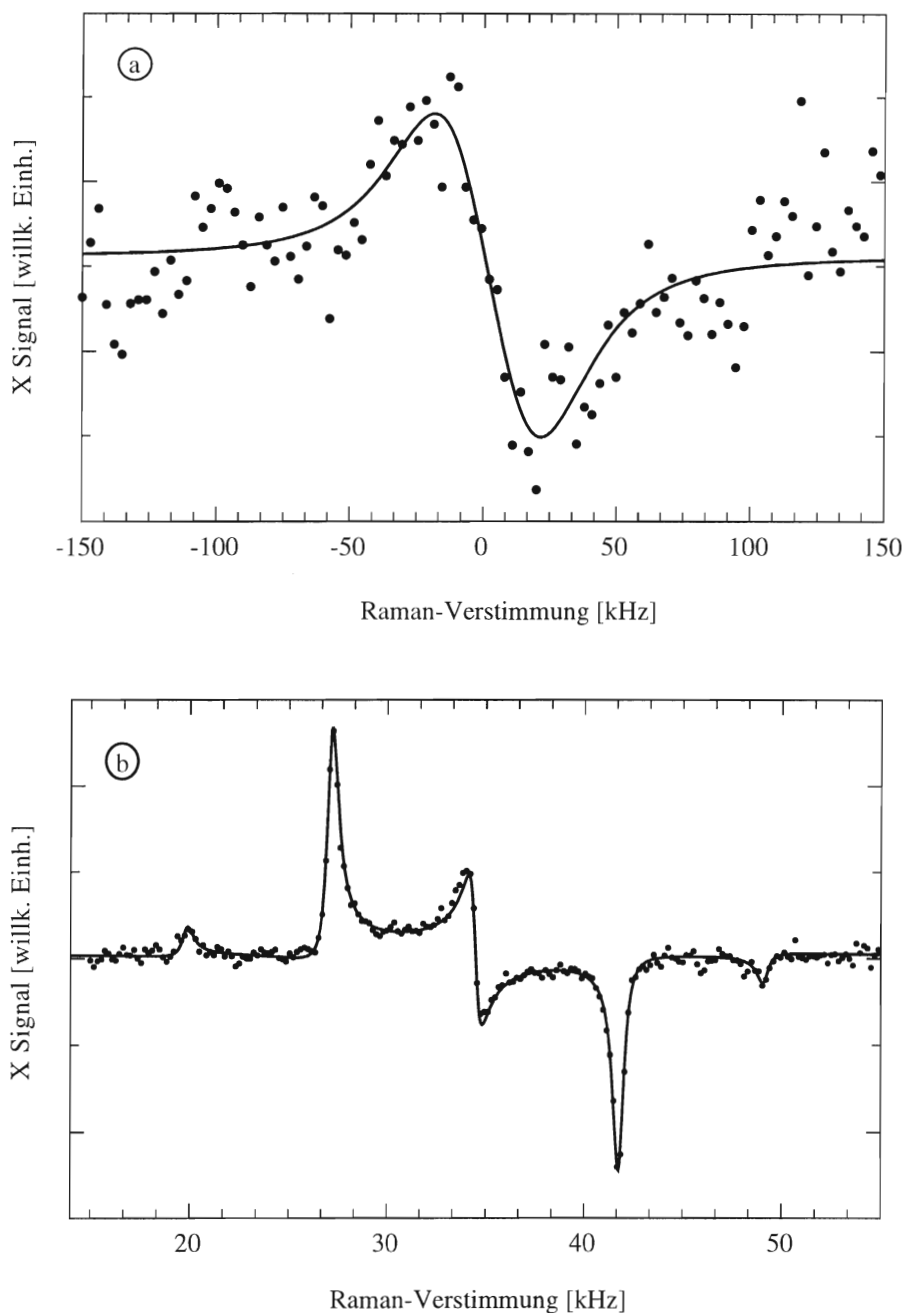


Abbildung 19: Zwei Beispiele für Dunkelresonanzspektren, wie sie mit dem VCSEL aufgenommen wurden. a) Reiner Cäsiumdampf, b) Mit 55 mbar Neon. •: Meßdaten, —: Numerisch angepaßte Theoriekurven. Die Skala des X-Signals ist für beide Spektren verschieden.

ne Gesamtstärke S des Signals nimmt mit wachsendem Puffergasdruck hingegen von $S_a = 8,1 \cdot 10^{-2} \text{ V}\cdot\text{Hz}$ auf $S_b = 4,8 \cdot 10^{-2} \text{ V}\cdot\text{Hz}$ ab, jedoch nicht in ausreichendem Maße, als daß der oben diskutierte Gewinn an Signal-Rausch-Verhältnis hierdurch aufgebraucht würde. Diese Abnahme der Signalstärke stimmt qualitativ mit den an Natrium gewonnenen Resultaten überein [ARI96B]. In diesen Experimenten an Natrium zeigte sich in der Fluoreszenzintensität bei wachsendem Puffergasdruck eine Abnahme des Kontrasts, d. h. der Tiefe der Dunkelresonanz gegenüber dem Untergrund durch die Hellresonanz. Der zugrundeliegende Effekt ist hierbei im wesentlichen der Einfluß geschwindigkeitsändernder Stöße zwischen den Natrium- (bzw. Cäsium-) und Neonatomen, durch welche im Dunkelzustand befindliche Atome aus der resonant wechselwirkenden Geschwindigkeitsklasse in eine andere transferiert werden. Die anstelle dieser Atome in die resonante Geschwindigkeitsklasse gelangenden Atome befinden sich jedoch größtenteils nicht im Dunkelzustand, wodurch die Transmission und damit der Kontrast reduziert wird [ARI96B].

5.4 Schmale Linien

Im Hinblick auf zukünftige Präzisionsanwendungen kohärenter Dunkelzustände ist es erforderlich, daß mit einem strommodulierten VCSEL ebenso schmale Dunkelresonanzen erhalten werden, wie es mit phasenstabilisierten kantenemittierenden Diodenlasern möglich ist. Mit dem hier verwendeten experimentellen Aufbau stand am Ort der Zelle eine optische Gesamtleistung von $37 \mu\text{W}$ bei einem Strahldurchmesser von $1,6 \text{ mm}$ zur Verfügung, was einer Intensität $I \simeq 2,0 \text{ mW/cm}^2$ von etwa der Größe der Sättigungsintensität $I_{\text{Sätt}} = 2,2 \text{ mW/cm}^2$ der Cäsium D_2 -Linie entspricht. Bei allen in den Experimenten verwendeten Intensitäten zeigten die Linien der Dunkelresonanzen noch deutliche Sättigungsverbreiterung, so daß durch Abschwächen der Lichtintensität stets eine Reduktion der Linienbreite erreicht werden konnte. Hierbei wird jedoch durch das Detektorrauschen der Photodiode eine Untergrenze für die bei akzeptablem Signal-Rausch-Verhältnis noch detektierbare Signalleistung gesetzt. Durch Aufweiten des Strahles vor der Cäsiumzelle und eine anschließende Fokussierung des gesamten Strahls auf die Photodiode läßt sich die Lichtintensität am Ort der Zelle allerdings weiter reduzieren, während die von der Photodiode detektierte Gesamtleistung und somit das Signal-Rausch-Verhältnis unverändert bleibt.

Das Dunkelresonanz-Spektrum in Abb. 20 wurde mit einem solchermaßen auf 2 cm Durchmesser aufgeweiteten Strahl und einer Intensität von etwa $10 \mu\text{W/cm}^2$ an einer mit 46 mbar Neon befüllten Cäsiumdampfzelle aufgenommen. Das Spektrum weist bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von $S/N = 60$ eine durch Anpassung der theoretischen Linienform ermittelte Linienbreite von $\Delta f = (128 \pm 1) \text{ Hz}$ auf. Diese Linienbreite kommt bereits sehr nah an den Bereich der schmalsten bekannten Dunkelresonanz in thermischem Cäsiumdampf heran, deren Breite von 42 Hz durch Stoßprozesse mit dem Puffergas begrenzt ist [BRA96, BRA97].

Ein Grenzwert für die mit einer spektralen Linie der Breite Δf noch auflösbare Frequenzverschiebung Δf_{min} läßt sich durch die Steilheit der Linienflanke und das Signal-Rausch-Verhältnis S/N abschätzen. Nimmt man die Höhe der Linie zu eins an, so ist $1/\Delta f$ ein Maß für die Steilheit der Flanke, und man erhält als minimal detektierbare Frequenzverschiebung der Linie in Abb. 20

$$\Delta f_{\text{min}} = \Delta f / (S/N) \simeq 2,1 \text{ Hz.}$$

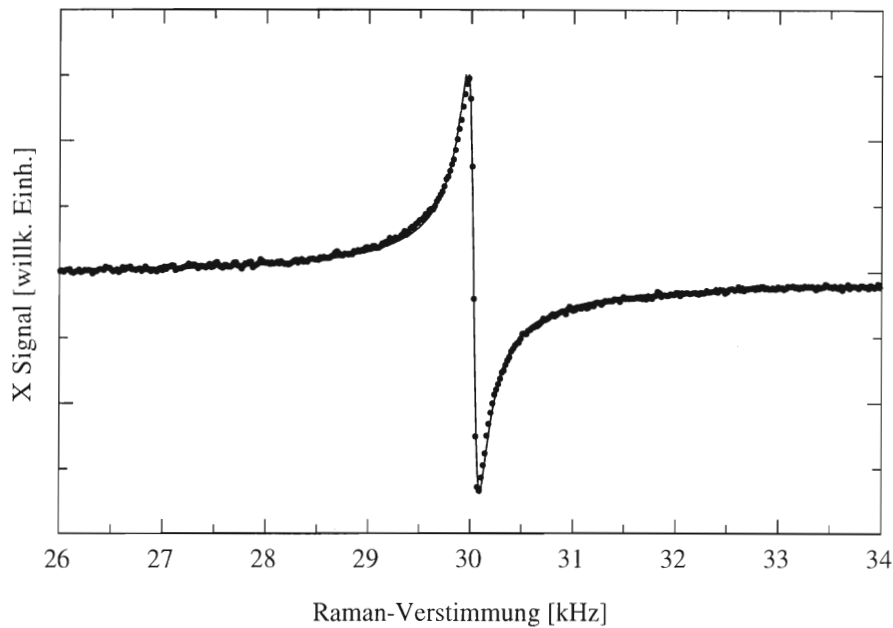


Abbildung 20: *Spektrum einer Dunkelresonanz mit einer vollen Linienbreite von nur 128 Hz. Der Abstand der einzelnen Meßpunkte ist bei dieser Messung bereits durch die minimal mögliche Schrittweite des Frequenzgenerators beschränkt. Die Modulationsfrequenz für den FM-Nachweis betrug $\omega_m = 30$ kHz; die Seitenbänder der Struktur liegen daher außerhalb des dargestellten Bildbereiches.*

Mit der in Kap. 1.2.1 bestimmten Frequenzverschiebung für die Zeeman-Komponente mit $n = m_4 + m_3 = \pm 1$ der Dunkelresonanz ergibt sich daraus eine minimale detektierbare Änderung der magnetischen Flußdichte von $|B_{\text{Min}}| = 600$ pT. Dieser Wert liegt um etwa drei Größenordnungen über der in [NAG98] für magnetische Wechselfelder ermittelten Nachweisgrenze eines Dunkelzustand-Magnetometers, jedoch schließt die hier ermittelte Empfindlichkeit auch die Detektion langsamer Änderungen der Flußdichte mit ein. Bei der Verwendung von Zeeman-Komponenten mit höheren Werten von $n = m_4 + m_3$ wird diese Nachweisgrenze rein rechnerisch weiter reduziert; allerdings machen sich dort durch die höhere Verschieberate der Zeeman-Komponenten mit hohen n auch Inhomogenitäten des Magnetfeldes stärker bemerkbar. Die hierdurch mögliche Verbreiterung der Resonanz kann den Gewinn an Empfindlichkeit auf magnetische Felder zumindest zum Teil wieder aufzehren.

Neueste Ergebnisse haben gezeigt, daß sich durch den Umbau des Experiments auf Batteriebetrieb des VCSELs (vgl. Kap. 2.2.2) eine Steigerung der Frequenzstabilität sowie ein Gewinn an Signalhöhe erreichen läßt. Hierdurch sollte ein weiteres Abschwächen der Strahlintensität unter Beibehaltung des Signal-Rausch-Verhältnisses möglich sein, was durch reduzierte Sättigungsverbreiterung eine weitere Reduktion der Linienbreite ermöglichen könnte.

5.5 Asymmetrie der Linienformen

Nicht an alle gemessenen FM-Spektren der Dunkelresonanzen lassen sich unter der Annahme einer Lorentz-förmigen Linie zufriedenstellende, nach Gl. 13 berechnete Signalformen anpassen. Vielmehr ändert sich die Form der FM-Spektren bei Veränderungen der optischen Verstimmung δ_L , was auf eine systematische Änderung der Linienform der Dunkelresonanz zurückzuführen ist. Diese Änderung der Linienform mit der optischen Verstimmung wurde experimentell untersucht und mit aus Dichtematrix-Rechnungen erhaltenen theoretischen Linienformen verglichen.

Zu diesem Zweck wurde eine Meßreihe von Dunkelresonanz-Spektren der Zeeman-Komponente $n = 0$ aufgenommen, bei der die Trägerfrequenz des VCSEL bei verschiedenen optischen Verstimmungen δ_L vom Linienschwerpunkt auf die $F = 3$ - bzw. $F = 4$ -Komponente stabilisiert wurde. Der Puffergasdruck betrug jeweils 53 mbar, und alle übrigen experimentellen Parameter wurden konstant gehalten. Für geringe Absorption in der Cäsiumzelle läßt sich der in Gl. 13 gegebene Ausdruck für die Form der Ausgangssignale des Lock-In-Verstärkers linearisieren, und man erhält ein lineares Gleichungssystem, so daß sich unter bestimmten Voraussetzungen der spektrale Verlauf des Absorptionskoeffizienten und des Brechungsindex mittels numerischer Invertierung aus den gemessenen FM-Spektren zurückerhalten lassen [WYN99]. Einige der auf diese Weise erhaltenen Spektren sind in Abb. 21 für den Fall der auf die $F = 4$ -Komponente stabilisierten Trägerfrequenz dargestellt. Im Fall des auf den Schwerpunkt der $F = 4$ -Komponente stabilisierten Lasers (d. h. 189 MHz oberhalb des Übergangs $F = 4 \rightarrow F' = 3$; mit F soll hier stets ein Hyperfeinniveau des Grundzustandes, mit F' eines des angeregten Zustands bezeichnet werden) ist die Linienform annähernd symmetrisch; für wachsende optische Verstimmungen wird die Dunkelresonanz jedoch zunehmend asymmetrisch, wobei durch das Vorzeichen der optischen Verstimmung festgelegt ist, ob sich die flach auslaufende Flanke der Linie auf der Seite größerer oder kleinerer Raman-Verstimmung bezüglich der Linienmitte befindet. Die für große optische Verstimmungen bemerkbare Abnahme der Linienintensität beruht im wesentlichen darauf, daß für große optische Verstimmungen die Anzahl der Atome in der resonant wechselwirkenden Geschwindigkeitsklasse klein ist. Nur wegen der starken homogenen Verbreiterung des $P_{3/2}$ -Zustands durch die Stöße mit den Puffergasatomen sind für optische Verstimmungen von mehreren hundert Megahertz noch genügend viele Atome resonant. Für den hier verwendeten Puffergasdruck beträgt die Stoßverbreiterung des $P_{3/2}$ -Zustands etwa 410 MHz [ALL82], so daß im Gegensatz zur Spektroskopie an reinem Cäsiumdampf selbst bei großen optischen Verstimmungen noch Dunkelresonanzen beobachtet werden können.

In Abb. 22 sind die entsprechend rückgerechneten Spektren für den Fall der um die $F = 3$ -Komponente der D_2 -Linien herum variierten Trägerfrequenz dargestellt. Man erkennt ein qualitativ ähnliches Verhalten wie bei den in Abb. 21 dargestellten Spektren, jedoch mit vertauschter Richtung der Asymmetrie bezüglich des Vorzeichens der optischen Verstimmung. Dieser Symmetriewechsel ist darauf zurückzuführen, daß in den Spektren in Abb. 21 die $F = 4$ -Komponente der D_2 -Linie mit der höheren Intensität angeregt wird, während bei den Spektren in Abb. 22 die $F = 3$ -Komponente stärker getrieben wurde. Für eine genauere Erklärung dieses Effektes müssen jedoch auch die unterschiedlichen Dipolmomente der beiden Übergänge mit berücksichtigt werden.

Zum Vergleich mit den erhaltenen Meßdaten wurde aus Dichtematrix-Berechnungen der spektrale Verlauf des Absorptionskoeffizienten für die in den Experimenten gegebenen

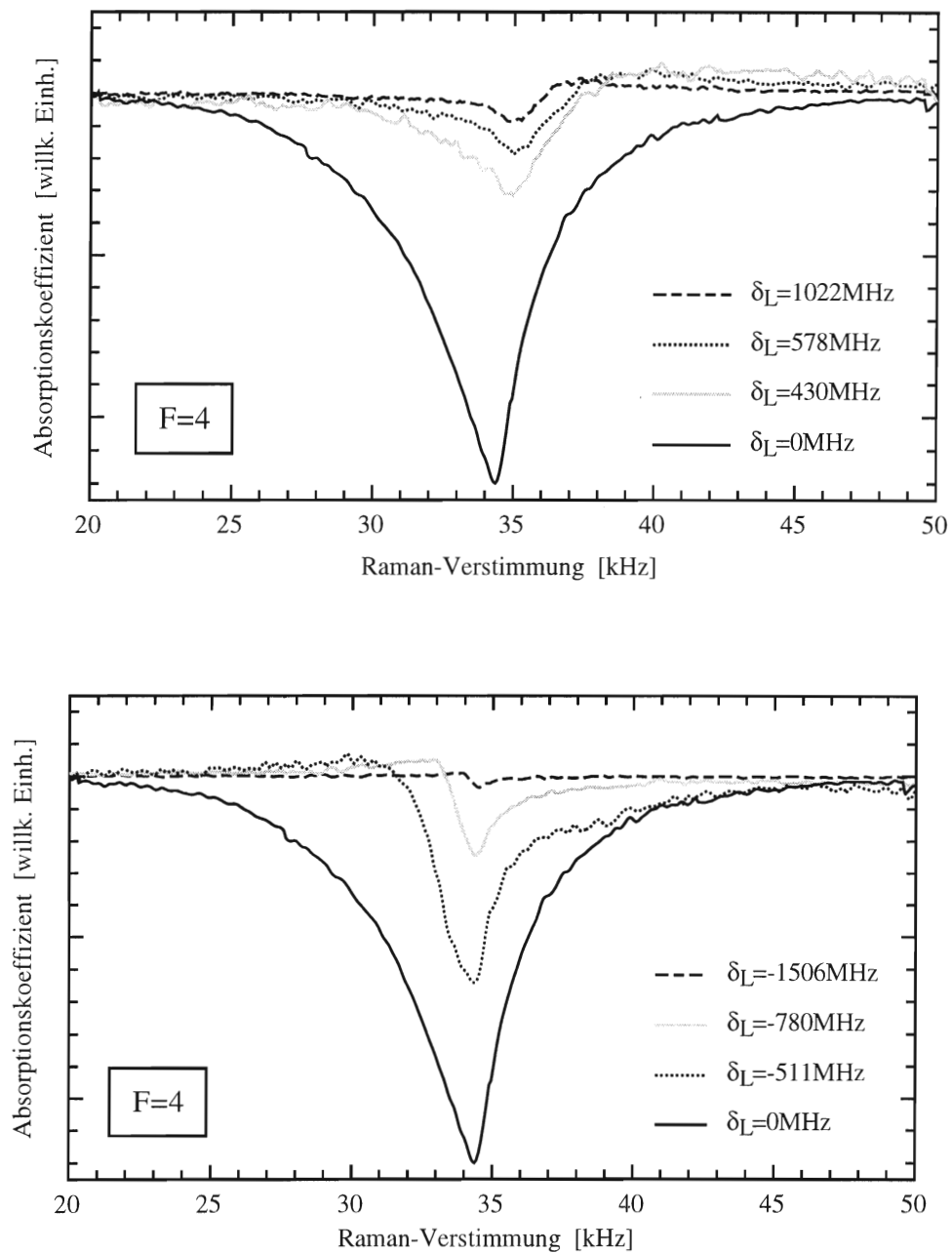


Abbildung 21: Aus den experimentellen Daten bestimmte Linienformen der Dunkelresonanz für verschiedene optische Verstimmungen δ_L bei Variation der Trägerfrequenz um die $F = 4$ -Komponente der D_2 -Linie (Situation (b) in Abb. 17).

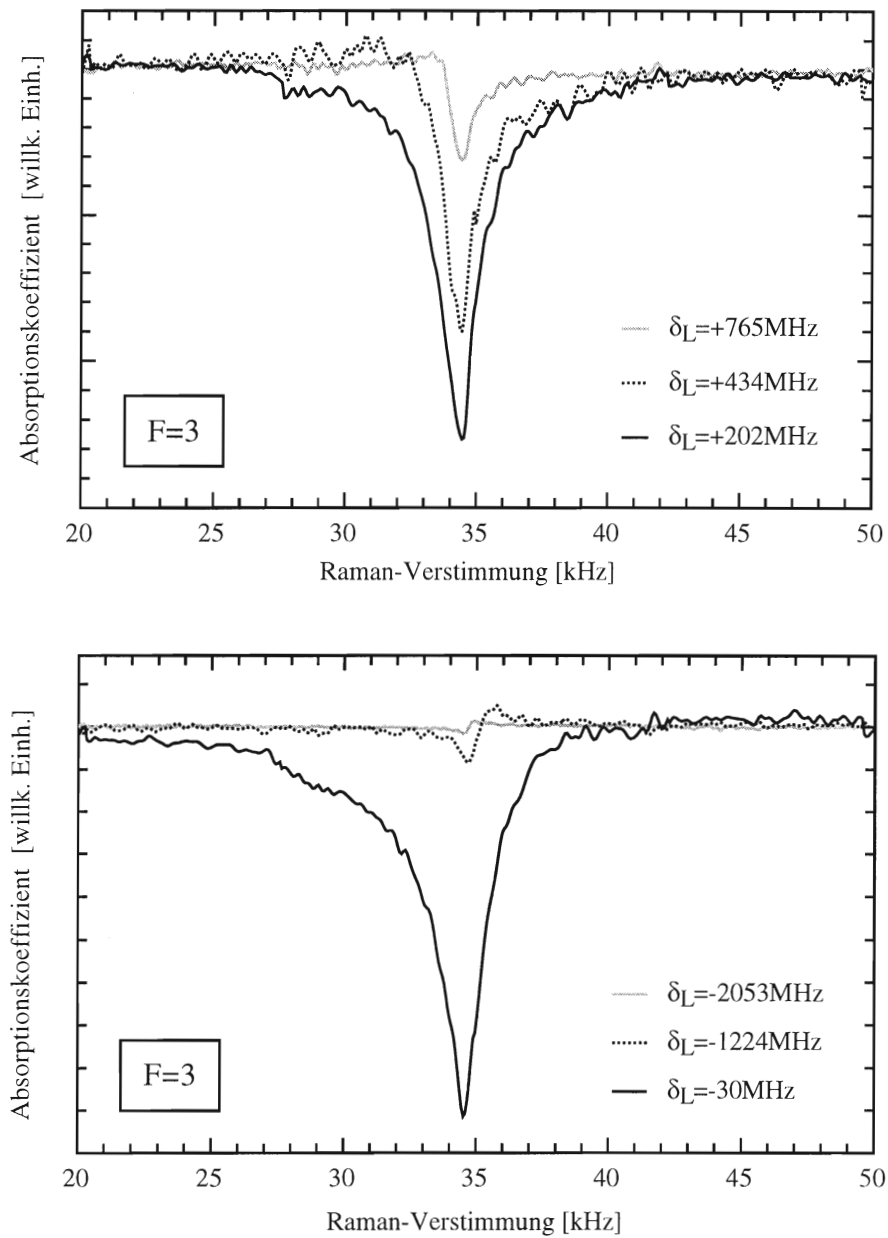


Abbildung 22: Aus den experimentellen Daten bestimmte Linienformen der Dunkelresonanz für verschiedene optische Verstimmungen δ_L bei Variation der Trägerfrequenz um die $F = 3$ -Komponente der D_2 -Linie (Situation (c) in Abb. 17).

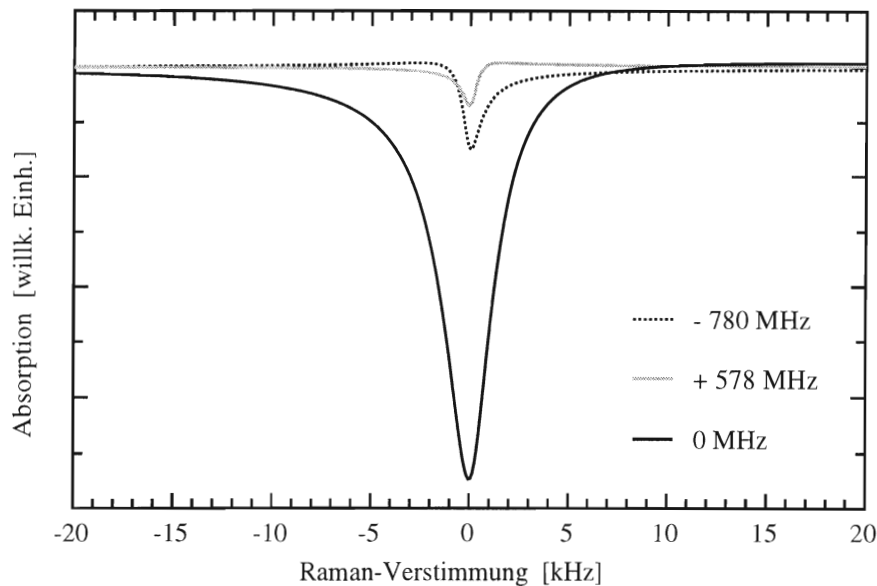


Abbildung 23: *Resultate der Dichtematrix-Rechnung [NAG99]: Verlauf des Absorptionskoeffizienten für verschiedene optische Verstimmungen δ_L bei Variation der Trägerfrequenz um die $F = 4$ -Komponente der D_2 -Linie (Situation (b) in Abb. 17).*

Parameter ermittelt [NAG99]. Die Durchführung solcher Dichtematrix-Rechnungen wird dadurch verkompliziert, daß Cäsium im angeregten $P_{3/2}$ -Zustand mit den Hyperfein-Komponenten $F' = 3$ und $F' = 4$ über zwei Zustände verfügt, die mit den beiden Grundzustandsniveaus unabhängig voneinander Λ -Systeme bilden können. Solange in jedem Atom stets nur eines dieser beiden möglichen Λ -Systeme im Cäsiumatom angeregt wird – wie es bei der Anregung mit schmalbandigen Lasern in einem reinen Cäsiumdampf der Fall ist – genügt die Durchführung der Dichtematrix-Rechnungen für ein Dreiniveau-System, und die Existenz der beiden möglichen Λ -Systeme kann durch die inkohärente Summe der beiden resultierenden Absorptionskoeffizienten berücksichtigt werden [GR99]. Für Experimente an Cäsium im Puffergas ist dies jedoch nicht erfüllt, da der angeregte Zustand $P_{3/2}$ aufgrund von Stößen mit dem Puffergas stark homogen verbreitert, so daß sich die Hyperfein-Komponenten $F' = 3$ und $F' = 4$ überlappen und daher in einem Atom stets beide Λ -Systeme zugleich kohärent getrieben werden, was zur korrekten Beschreibung die Betrachtung eines Vierniveau-Systems erforderlich macht. Weiterhin ist hierfür auch die Wechselwirkung des $P_{3/2}$ -Zustands mit den Puffergasatomen zu berücksichtigen, was diese Betrachtungsweise noch zusätzlich verkompliziert. Um dennoch ein überschaubares Modell zu erhalten, wurde unter der Annahme, daß aufgrund der Stoßverbreiterung die Hyperfeinstruktur im $P_{3/2}$ -Zustand nicht mehr aufgelöst werden kann, ein einfaches Dreiniveau-System mit einem $P_{3/2}$ -Charakter des oberen Zustands zur Grundlage für die Berechnungen gewählt. Als Energie dieses Zustands wurde der Schwerpunkt der Hyperfein-Zustände angenommen, wobei jedoch zu beachten ist, daß die D_2 -Übergangsfrequenz durch den Einfluß des Puffergases hier um 184 MHz abgesenkt wird [ALL82]. Die für verschiedene optische Verstimmungen aus den stationären Lösungen für die Dichtematrix gewonnenen Spektren des Brechungsindex wurden anschließend Doppler-integriert, um die Geschwindigkeitsverteilung der Atome

im Cäsiumdampf zu berücksichtigen.

In Abb. 23 ist als Beispiel für erste Ergebnisse dieser Rechnungen der berechnete Verlauf des Absorptionskoeffizienten bei Stabilisierung der Trägerfrequenz auf die $F = 4$ -Komponente der D_2 -Linie für drei ausgewählte Werte der optischen Verstimmung dargestellt. Ein Vergleich mit den entsprechenden experimentell gefundenen Spektren in Abb. 21 zeigt, daß die systematische Änderung der Linienform einschließlich der Richtung der Asymmetrie durch das betrachtete Dreiniveau-Modell korrekt beschrieben wird.

5.6 Linienposition

Aus den rückgerechneten Spektren (Abb. 21 und 22) läßt sich die Linienposition der Dunkelresonanz als die Raman-Verstimmung, bei der das Minimum der Absorption auftritt, bestimmen. Dies wurde für drei Serien von Spektren, die bei unterschiedlichen Gesamtintensitäten von 0, 2, 0,9 und 2 mW/cm² aufgenommen wurden, durchgeführt und lieferte die in Abb. 24 dargestellten Ergebnisse für die Abhängigkeit der Linienposition von der optischen Verstimmung. Man erkennt wieder einen qualitativ ähnlichen Verlauf der Meßwerte für die Variation der Trägerfrequenz um die $F = 3$ - bzw. $F = 4$ -Komponente der D_2 -Linie, mit Wechsel der Symmetrie der dargestellten Daten durch Vertauschen der Intensitäten, mit denen die beiden Übergänge angeregt werden. Eine dispersionsartige Abhängigkeit der Linienposition von der optischen Verstimmung findet sich auch für den dynamischen Stark-Effekt eines idealen Zweiniveau-Systems, wo die Amplitude der Linienverschiebung ebenfalls mit zunehmender Lichtintensität anwächst. Frühere Arbeiten haben jedoch gezeigt, daß sich der dynamischen Stark-Effekt bei Dunkelresonanzen nicht auf einfache Weise aus seinem Einfluß auf die optischen Übergänge erklären läßt [GRI99]. Eine genauere Untersuchung der hier gefundenen Verschiebung der Linienpositionen konnte noch nicht durchgeführt werden, sollte sich aber durch Dichtematrix-Rechnungen reproduzieren lassen.

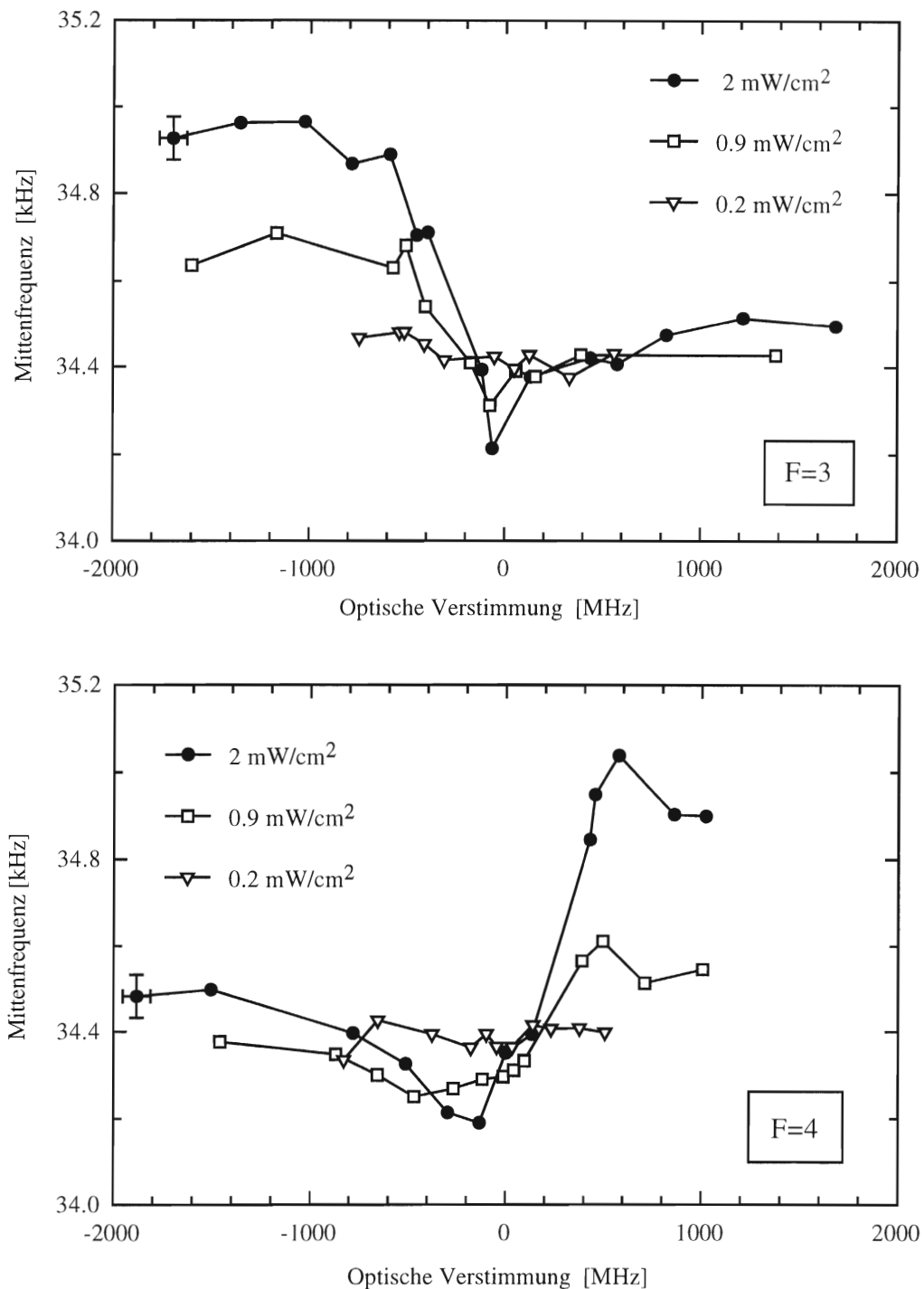


Abbildung 24: Abhängigkeit der Position der Dunkelresonanz von der optischen Verstimmung für verschiedene Gesamtintensitäten. Oberer Graph: Bei Variation der Trägerfrequenz um die $F = 3$ -Komponente der D_2 -Linie. Unterer Graph: Bei Variation der Trägerfrequenz um die $F = 4$ -Komponente. Die Fehlerbalken sind für alle Datenpunkte etwa gleich groß und wurden der besseren Übersichtlichkeit wegen jeweils nur für einen Datenpunkt eingezeichnet. Die Verbindungsgeraden zwischen den Datenpunkten dienen ebenfalls lediglich der Übersichtlichkeit.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Eignung von vertikal emittierenden Diodenlasern für die Spektroskopie kohärenter Dunkelzustände in Cäsium untersucht. Hierzu wurde unter Verwendung eines VCSEL-Prototypen ein experimenteller Aufbau realisiert, in dem die beiden zur Anregung der Dunkelresonanzen benötigten Lichtfelder durch direkte Modulation des Injektionsstroms erzeugt werden. Während diese direkte Modulation mit den erforderlichen Frequenzen von 9,2 GHz bei konventionellen kantenemittierenden Diodenlasern nicht möglich ist, können beim Einsatz von VCSELn aufgrund ihrer intrinsisch großen Modulationsbandbreite von bis zu 10 GHz ausreichend starke Modulationsseitenbänder für die effektive Anregung der Dunkelresonanzen erreicht werden [KIN98].

Mit dem strommodulierten VCSEL wurden erfolgreich Dunkelresonanzen in thermischem Cäsiumdampf nachgewiesen; bei Zugabe von einigen Millibar Neon als Puffergas [BRA96, BRA97] konnten dabei Linienbreiten von nur 128 Hz erreicht werden, wodurch diese Art der Dunkelresonanz-Spektroskopie für Präzisionsanwendungen geeignet erscheint. Der Einfluß der optischen Verstimmung der anregenden Lichtfelder auf die Dunkelresonanzen wurde experimentell untersucht, wobei eine von Betrag und Vorzeichen der optischen Verstimmung abhängige Asymmetrie der Linienformen gefunden wurde. Diese Asymmetrie und ihre Abhängigkeit von der optischen Verstimmung stimmt qualitativ gut mit dem Verhalten der aus Dichtematrix-Rechnungen gewonnenen Linienformen überein [NAG99]. Eine durch den dynamischen Stark-Effekt verursachte Verschiebung der Linienposition der Dunkelresonanzen in Abhängigkeit von der optischen Verstimmung und der Lichtintensität konnte ebenfalls experimentell nachgewiesen werden.

Durch die Verwendung eines strommodulierten VCSELs kann der experimentelle Aufbau gegenüber der bislang eingesetzten phasenstabilen Kopplung zweier gitterstabilisierter kantenemittierender Diodenlaser erheblich vereinfacht werden. Neben der Einsparung der Strom- und Temperaturstabilisierung für den nicht mehr benötigten zweiten Laser kann auch auf die externe Gitterstabilisierung der Laser verzichtet werden, da VCSEL aufgrund ihrer speziellen Konstruktion stets nur auf einer einzigen longitudinalen Lasermode oszillieren. Der gesamte Aufbau wird dadurch weniger empfindlich auf mechanische und akustische Störungen, und die bei gitterstabilisierten kantenemittierenden Diodenlasern notwendige Modensuche ist nicht mehr erforderlich. Die Bedienung des Lasers wird hierdurch soweit vereinfacht, daß eine Automatisierung ohne größere Probleme möglich sein sollte. Die gesamte für die phasenstabile Kopplung zweier Laser erforderliche Hochfrequenz-Elektronik – mit der 9,2 GHz-Quelle des Modulationssignals als einziger Ausnahme – wird beim Einsatz des VCSELs eingespart, wodurch der Stromverbrauch reduziert und ein mobiler, batteriegespeicherter Aufbau möglich wird. Der Platzbedarf der optischen Komponenten verringert sich bei Verwendung eines VCSEL um etwa einen Faktor 10 auf lediglich 600 cm².

Als Nachteil des VCSEL-Aufbaus ist zu nennen, daß sich gegenüber der phasenstabilen Kopplung zweier Laser das Intensitätsverhältnis der beiden Lichtfelder nicht mehr frei wählen läßt und auch die Polarisation der beiden Lichtfelder nicht mehr unabhängig voneinander eingestellt werden kann. Neben der vorliegenden Arbeit haben jedoch auch frühere Untersuchungen bereits gezeigt, daß sich Lichtfelder identischer Polarisation gut

zur Spektroskopie von Dunkelresonanzen eignen [SCH95]. Signaleinbußen, die bei der Spektroskopie von Dunkelresonanzen in reinem Cäsiumdampf durch die im Vergleich zu kantenemittierenden Diodenlasern große Laserlinienbreite eines VCSELS verursacht werden, lassen sich durch die Verwendung eines Puffergases wieder ausgleichen. Die zur Zeit noch gegebene Anfälligkeit der Stabilisierungselektronik des VCSEL auf elektrische Störungen sollte sich durch Optimieren der Injektionsstrom-Regelung sowie durch Ausnutzen weiterer Techniken zur Störungsabschirmung voraussichtlich weiter reduzieren lassen.

Insgesamt ist der Einsatz eines strommodulierten VCSELS zur Dunkelresonanz-Spektroskopie daher zwar mit gewissen Einschränkungen bezüglich der Wahl der experimentellen Parameter verbunden, erlaubt es jedoch gleich schmale Linien wie mit phasenstabilisierten Diodenlasern zu erreichen. Die experimentellen Möglichkeiten, die dieser Aufbau bietet, konnten durch die Experimente zur Asymmetrie und Verschiebung der Dunkelresonanzen erfolgreich demonstriert werden. Durch den einfachen experimentellen Aufbau steht mit dem strommodulierten VCSEL ein kompaktes, zuverlässiges und einfach zu bedienendes Hilfsmittel für die weitere Untersuchung kohärenter Dunkelzustände in Cäsium sowie für mögliche Präzisionsanwendungen zur Verfügung.

Literatur

- [AKU91] A. M. AKUL'SHIN, A. A. CELIKOV, V. L. VELICHANSKY, *Sub-natural absorption resonances on the D_1 line of rubidium induced by coherent population trapping*, Opt. Commun. **84**, 139–143 (1991).
- [ALL82] N. ALLARD, J. KIELKOPF, *Effect of neutral nonresonant collisions on atomic spectral lines*, Rev. Mod. Phys. **54**, 1103–1182 (1982).
- [ARI96A] E. ARIMONDO, *Coherent population trapping in laser spectroscopy*, Progress in Optics **XXXV**, 257–354 (1996).
- [ARI96B] E. ARIMONDO, *Relaxation processes in coherent population trapping*, Phys. Rev. A **54**, 2216–2223 (1996).
- [BEV71] N. BEVERINI, P. MINGUZZI, F. STRUMIA, *Foreign-gas-induced cesium hyperfine relaxation*, Phys. Rev. A **4**, 550–555 (1971).
- [BEV81] N. BEVERINI, F. STRUMIA, G. ROVERA, *Buffer gas pressure shift in the $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ ground state hyperfine line in Cs*, Opt. Commun. **37**, 394–396 (1981).
- [BJO83] G. C. BJORKLUND, M. D. LEVENSON, W. LENTH, C. ORTIZ, *Frequency modulation (FM) spectroscopy*, Appl. Phys. B **32**, 145–152 (1983).
- [BRA96] S. BRANDT, *Kohärente Dunkelzustände im Cäsiumdampf unter dem Einfluß von Puffergas*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1996).
- [BRA97] S. BRANDT, A. NAGEL, R. WYNANDS, D. MESCHÉDE, *Buffer-gas-induced linewidth reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz*, Phys. Rev. A **56**, R1063–R1066 (1997).
- [CHA98] J. CHANG-HASNAIN, *VCSELS. Advances and future prospects*, Optics & Photonics News, (5) 34–39 (1998).
- [DAL82] B. J. DALTON, P. L. KNIGHT, *The effects of laser field fluctuations on coherent population trapping*, J. Phys. B **15**, 3997–4015 (1982).
- [DEM98] W. DEMTRÖDER, *Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag, 2. Aufl. (1998).
- [EBE97] K. J. EBELING, *Diodenlaser für die Kommunikation: Vertikaldiodenlaser (VCSEL)*, Vortrag im Rahmen der DPG Ferienschule Diodenlaser, Bad Honnef 1997.
- [FIG82] L. FIGUEROA, CH. W. SLAYMAN, H.-W. YEN, *High frequency characteristics of GaAlAs injection lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-18**, 1718–1727 (1982).
- [FLE94] M. FLEISCHHAUER, M. O. SCULLY, *Quantum sensitivity limits of an optical magnetometer based on atomic phase coherence*, Phys. Rev. A **49**, 1973–1986 (1994).

- [GEH85] M. GEHRTZ, G. C. BJORKLUND, E. A. WHITTAKER, *Quantum-limited laser frequency-modulation spectroscopy*, J. Opt. Soc. Am. B, **2**, 1510-1525 (1985).
- [GRI99] B. A. GRISHANIN, V. N. ZADKOV, R. WYNANDS, A. NAGEL, D. MESCHÉDE, *Light shift of coherent population trapping resonances*, zur Veröffentlichung eingereicht.
- [JÄE97] R. JÄGER, M. GRABHERR, C. JUNG, R. MICHALZIK, G. REINER, B. WEIGL, K. J. EBELING, *57% wallplug efficiency oxide-confined 850nm wa-wavelength GaAs VCSELs*, Electron. Lett. **33**, 330-331 (1997).
- [JUN97] C. JUNG, R. JÄGER, M. GRABHERR, P. SCHNITZER, R. MICHALZIK, B. WEIGL, S. MÜLLER, K. J. EBELING, *4.8mW singlemode oxide confined top-surface emitting vertical-cavity laser diodes*, Electron. Lett. **33**, 1790-1791 (1997).
- [KIN98] R. KING, R. MICHALZIK, C. JUNG, M. GRABHERR, F. EBERHARD, R. JÄGER, P. SCHNITZER, K. J. EBELING, *Oxide confined 2D VCSEL arrays for high-density inter/intra-chip interconnects*, In: Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers II, Hrsg. R. A. Morgan und K. D. Choquette, 64-71, Proc. SPIE 3286 (1998).
- [KOB82] S. KOBAYASHI, Y. YAMAMOTO, M. ITO, T. KIMURA, *Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **18**, 582-595 (1982).
- [HEM93] P. R. HEMMER, M. S. SHAHRIAR, H. LAMELA-RIVERA, S. P. SMITH, B. E. BERNACKI, S. EZEKIEL, *Semiconductor laser excitation of Raman fringes by using a Raman transition in a cesium atomic beam*, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 1326-1329 (1993).
- [LAU83] K. Y. LAU, N. BAR-CHAIM, I. URY, CH. HARDER, A. YARIV, *Direct amplitude modulation of short-cavity GaAs lasers up to X-band frequencies*, Appl. Phys. Lett. **43**, 1-3 (1983).
- [LAU84] K. Y. LAU, CH. HARDER, A. YARIV, *Direct modulation of semiconductor lasers at $f > 10$ GHz by low-temperature operation*, Appl. Phys. Lett. **44**, 273-275 (1984).
- [LEN83] W. LENTH, *Optical heterodyne spectroscopy with frequency- and amplitude-modulated semiconductor lasers*, Optics Letters **8**, 575-577 (1983).
- [LEN84] W. LENTH, *High frequency heterodyne spectroscopy with current-modulated diode lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **20**, 1045-1050 (1984).
- [MYA93] C. J. MYATT, N. R. NEWBURY, C. E. WIEMAN, *Simplified atom trap by using direct microwave modulation of a diode laser*, Optics Letters **18**, 649-651 (1993).
- [NAG98] A. NAGEL, L. GRAF, A. NAUMOV, E. MARIOTTI, V. BIANCALANA, D. MESCHÉDE, R. WYNANDS, *Experimental realization of coherent dark-state magnetometers*, Europhys. Lett. **44**, 31-36 (1998).

- [NAG99] A. NAGEL, Dissertation, Universität Bonn, in Vorbereitung (1999).
- [OTT88] H. W. OTT, *Noise reduction techniques in electronic systems*, John Wiley & Sons, 2. Aufl. (1988).
- [RAM96] N. F. RAMSEY, A. WEIS, *Suche nach permanenten elektrischen Dipolmomenten: ein Test der Zeitumkehrinvarianz*, Phys. Bl. **52**, 859–863 (1996).
- [SCH95] O. SCHMIDT, *Dunkelzustände im Cäsiumdampf*, Dissertation, Universität Hannover (1995).
- [SCH96] O. SCHMIDT, R. WYNANDS, Z. HUSSEIN, D. MESCHEDE, *Steep dispersion and group velocity below $c/3000$ in coherent population trapping*, Phys. Rev. A **53**, R27-R30 (1996).
- [SCU92] M. O. SCULLY, M. FLEISCHHAUER, *High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1360-1363 (1992).
- [THO80] J. E. THOMAS, W. W. QUIVERS, *Transit-time effects in optically pumped coupled threelevel systems*, Phys. Rev. A **22**, 2115 (1980).
- [WYN98A] R. WYNANDS, *Precision Spectroscopy with Coherently Coupled Lasers*, Habilitationsschrift, Universität Bonn (1998).
- [WYN98B] R. WYNANDS, A. NAGEL, S. BRANDT, D. MESCHEDE, A. WEIS, *Selection rules and line strengths of Zeeman-split dark resonances*, Phys. Rev. A **58**, 196-203 (1998).
- [WYN98C] R. WYNANDS, A. NAGEL, *Precision spectroscopy with coherent dark states*, Appl. Phys. B **68**, 1-25 (1999).
- [WYN99] R. WYNANDS, A. NAGEL, *Retrieval of absorption and dispersion line shapes from frequency modulation spectra*, in Vorbereitung (1999).
- [YAR91] A. YARIV, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, 4. Aufl. (1991).

Erklärung

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, im Januar 1999