

Aufbau und Untersuchung eines Fabry-Perot-Resonators zur laserspektroskopischen Partialdruckbestimmung

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.
genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Phys. Dirk Maaß
geboren am 22.12.1968 in Osnabrück

2001

Referent: Prof. Dr. M. Kühne
Koreferent: Prof. Dr. K. Danzmann
Tag der Promotion: 11.12.2000
Datum der Veröffentlichung: September 2001

*Geschrieben steht: »Im Anfang war das Wort!«
Hier stock ich schon! Wer hilft mir weiter fort?
Ich kann das Wort so hoch unmöglich schätzen,
Ich muß es anders übersetzen,
Wenn ich vom Geiste recht erleuchtet bin.
Geschrieben steht: Im Anfang war der Sinn.
Bedenke wohl die erste Zeile,
Daß deine Feder sich nicht übereile!
Ist es der Sinn, der alles wirkt und schafft?
Es sollte stehn: Im Anfang war die Kraft!
Doch, auch indem ich dieses niederschreibe,
Schon warnt mich was, daß ich dabei nicht bleibe.
Mir hilft der Geist! Auf einmal seh ich Rat
Und schreibe getrost: Im Anfang war die Tat!*

Faust, 1808

Johann Wolfgang von Goethe (1749-1832)

Diese Arbeit wurde mit dem Textsatzsystem T_EX unter Verwendung des Macropakets L^AT_EX und weiterer T_EX-Software erstellt. Dank gebührt Donald E. Knuth, Leslie Lamport, dem L^AT_EX3-Team und vielen anderen.

Zusammenfassung

Schlagworte

optische Partialdruckmessung, Absorptionsspektroskopie, optischer Resonator mit hoher Finesse

Die rasant fortschreitende Entwicklung von schmalbandigen Laserstrahlungsquellen mit großen Ausgangsleistungen hat auf dem Gebiet der Absorptionsmessung zur Entwicklung neuer Methoden und Techniken geführt, die erfolgreich z. B. in den Bereichen Umweltanalytik, Molekülphysik und Prozeßgasanalytik in der optischen und mikroelektronischen Industrie eingesetzt werden.

Dabei besteht ein Hauptproblem darin, bei möglichst geringen geometrischen Abmessungen möglichst große Absorptionslängen zu verwirklichen. Durch einen optischen Resonator können herkömmliche Vielfachreflexionszellen zur Realisierung großer Absorptionslängen, die für einen Nachweis auch geringer Absorptionen notwendig sind, ersetzt werden.

In der vorliegenden Arbeit werden die Entwicklung und der Aufbau eines laserspektroskopischen Meßsystems beschrieben, bei dem das Lasersystem durch das Pound-Drever-Hall-Verfahren auf einen Fabry-Perot-Resonator stabilisiert wird. Die Änderung der Transmission durch den Einfluß des absorbierenden Gases im Resonator wird als Meßsignal zur Partialdruckbestimmung verwendet. Durch die Stabilisierung der Laserfrequenz auf den Resonator lassen sich auch cw-Lasersysteme mit geringen Ausgangsleistungen zur Absorptionsspektroskopie verwenden.

Für die experimentelle Realisierung wurde ein optisch rückgekoppelter Diodenlaser in Littrow-Konfiguration im Wellenlängenbereich um 850 nm eingesetzt, dessen Wellenlänge sich um ± 15 nm durchstimmen ließ. Mit Hilfe eines Piezotranslators wurde die Resonatorlänge so variiert, daß die Laserfrequenz über die Absorptionslinie des im Vakuumgefäß befindlichen Gases durchgestimmt wurde. Eine erste Demonstration des Meßprinzips erfolgte durch Messungen an der R(7)-Linie vom Übergang ($2\nu_1 + \nu_2 + \nu_3$) von Acetylen (C_2H_2) bei einer Wellenlänge von 847,46517 nm ($11\,799,895\text{ cm}^{-1}$).

Mittels einer geeigneten Kurvenanpassung an das spektral aufgelöste Absorptionsprofil wurden seine Parameter sowie deren Abhängigkeit vom Partialdruck im Bereich 0,1 kPa bis 10 kPa bestimmt. Für den Druckverbreiterungsanteil des Linienprofils, das außerdem Dopplerverbreiterung zeigt, wurde die erwartete lineare Abhängigkeit der Halbwertsbreite vom Acetylendruck gefunden. Der zugehörige Druckverbreiterungskoeffizient wurde zu $(84,5 \pm 1,2)\text{ MHz/kPa}$ bestimmt. Auch der aus dem Frequenzintegral

über die Absorptionslinie gewonnene Linienabsorptionskoeffizient wächst erwartungsgemäß linear mit dem Druck. Damit ist der Nachweis erbracht, daß Meß- und Auswerteverfahren wohl verstanden und tatsächlich zur Partialdruckbestimmung geeignet sind.

Abstract

Key words

optical partial pressure measurement, absorption spectroscopy, high-finesse optical cavity

The rapid development of high power laser systems with high spectral resolution supports new methods and applications of absorption spectroscopy. These methods are widely used in molecular spectroscopy, in trace gas measurements and in industrial process gas analysis.

In this connection, it is often a problem to obtain large absorption lengths in combination with small geometrical dimensions. This can be realised with a multipath reflection cell. Instead a Fabry-Perot cavity can also be used to increase the absorption length in order to detect weak absorption signals.

The present work describes the development and setup of a laser-spectroscopic absorption measurement system based on a laser the frequency of which is locked to a Fabry-Perot resonator with variable length by means of a Pound-Drever-Hall control circuit. The system uses the change of the resonator transmission caused by an absorbing gas to determine the partial pressure of the gas. Locking the laser frequency to the resonance frequency of the cavity allows to employ low-power cw lasers for absorption spectroscopy.

The experimental setup used an external-cavity diode laser in Littrow configuration tunable around a wavelength of 850 nm over a tuning range of ± 15 nm. The cavity length was changed by means of a piezo translator. In this way, the laser frequency was swept over a molecular line profile of the absorbing gas. The method was demonstrated to work successfully by spectrally resolved measurements of the absorption line profile of the $(2\nu_1+\nu_2+\nu_3)$ transition of acetylene (C_2H_2) at 847,46517 nm ($11\,799,895\text{ cm}^{-1}$).

With a least-square fit of a suitable theoretical line shape to the measured line-profile values, the line-profile parameters and their variation with the acetylene pressure were obtained in the range from 0,1 kPa to 10 kPa. The line is subject to Doppler and pressure broadening. The pressure-broadening half width was found to be proportional to the acetylene pressure, as expected. The corresponding pressure-broadening coefficient was determined as $(84,5 \pm 1,2)\text{ MHz/kPa}$. The total (frequency-integrated) line-absorption coefficient was also found to increase linearly with increasing pressure. This shows that the measurement and evaluation procedure are well understood and the method can in fact be applied for partial pressure measurement.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	XIII
1 Einleitung	1
2 Theorie	3
2.1 Molekülspektren	3
2.1.1 Rotationsspektren	4
2.1.2 Schwingungsspektren	5
2.1.3 Rotations-Schwingungs-Spektren	7
2.2 Absorptionsspektren	8
2.2.1 Natürliche Linienbreite	9
2.2.2 Dopplerverbreiterung	10
2.2.3 Druckverbreiterung	10
2.2.4 Voigtprofil	11
3 Experiment	13
3.1 Das Meßprinzip	13
3.2 Fabry-Perot-Resonatoren	13
3.2.1 Transferfunktionen	14
3.2.2 Resonator mit Absorption	16
3.2.3 Resonanzfrequenzen und transversale Modenstruktur	17
3.2.4 Strahldurchmesser	21
3.3 Das Lasersystem	22
3.3.1 Die Laserdiode	22
3.3.2 Gitterstabilisierter Diodenlaser	24
3.4 Laserstabilisierung	27
3.4.1 Phasenmodulation	27
3.4.2 Das Pound-Drever-Hall-Verfahren	28
3.5 Versuchsaufbau	32
3.5.1 Wellenlängenbestimmung	32
3.5.2 Anamorphotische Strahlanpassung	35
3.5.3 Das Vakuumsystem	35

3.5.4	Meßwertaufnahme	36
4	Durchführung der Messungen	39
4.1	Die untersuchte Absorptionslinie	39
4.2	Laserstrahlparameter	40
4.3	Reflektivität der Spiegel	42
4.4	Modenanpassung	42
4.5	Absorptionsprofilmessung	44
5	Auswertung	47
5.1	Frequenzskala	47
5.2	Kurvenanpassung	48
6	Ergebnisse und Diskussion	53
6.1	Druckverbreiterungskoeffizient	53
6.2	Reproduzierbarkeit der Messungen	53
6.3	Nachweisempfindlichkeit	55
7	Ausblick	57
A	Programme	59
A.1	Voigt-Algorithmus von Z. Shippony	59
A.2	Auswertung der Spektren	61
A.2.1	Datei: split3.awk	61
A.2.2	Datei: convert-peaks.awk	66
	Literaturverzeichnis	69
	Danksagung	73

Abbildungsverzeichnis

2.1	Molekül-Termschema	4
2.2	Potentialkurve des harmonischen und anharmonischen Oszillators	7
3.1	Fabry-Perot-Resonator	15
3.2	Resonatorreflexion für verschiedene Umlaufverluste	17
3.3	Stabilitätsbereich optischer Resonatoren	18
3.4	Transversale Moden optischer Resonatoren	19
3.5	Abhängigkeit transversaler Modenabstände von der Resonatorlänge	20
3.6	Schematische Darstellung des Resonatoraufbaus	21
3.7	Gaußstrahl in einem Resonator	22
3.8	Besetzungsinversion in einem Diodenlaser	23
3.9	Aufbau eines Diodenlasers	24
3.10	Entspiegelte Laserdiode	26
3.11	Phasenmodulator	28
3.12	Fehlersignal einer Pound-Drever-Hall-Regelung	30
3.13	Schematische Übersicht der Regelkomponenten	31
3.14	Signal der Injektionsstromregelung	32
3.15	Versuchsaufbau	33
3.16	Meßprinzip der Wellenlängenmessung	34
3.17	Strahlanpassung mit einem anamorphotischen Prismenpaar	35
3.18	Vakuummkammer	36
4.1	Normalschwingungen des Acetylen-Moleküls	40
4.2	Meßprinzip zur Bestimmung der Modenstruktur	41
4.3	Ausbreitungscharakteristik der Laserstrahlung	41
4.4	Resonatortransmission und Pound-Drever-Hall-Fehlersignal	42
4.5	Modenanpassung	43
4.6	Modenkarte des Resonators	44
4.7	Gesamtdarstellung einer Messung	46
5.1	Bestimmung der Frequenzskala	48
5.2	Ableich der Frequenzskalen zwischen Absorptions- und Referenzmessung	50
5.3	Resonatortransmission für verschiedene Partialdrücke	51

5.4	Bestimmung der Dopplerbreite aus der Kurvenanpassung	52
5.5	Darstellung der Gesamtlinienbreite und der Apparateempfindlichkeit . .	52
6.1	Experimentell ermittelter Druckverbreiterungskoeffizient	54
6.2	Apparateempfindlichkeit für vier unabhängige Messungen	54
6.3	Vergleich der Residuen zweier unabhängiger Messungen	55
6.4	Nachweisempfindlichkeit	56

Nomenklatur

Symbol	Bezeichnung	Einheit
$\alpha(\bar{\nu})$	Linearer Absorptionskoeffizient	cm^{-1}
a_0, a_1, a_2	Koeffizienten	
B	Rotationskonstante	cm^{-1}
c	Lichtgeschwindigkeit	m s^{-1}
d	Gitterkonstante	m
D	Dehnungskonstante	cm^{-1}
D_e	Dissoziationsenergie	cm^{-1}
E	Energie	J
	Elektrisches Feld	V m^{-1}
E''	Energie des Grundzustandes	J
E'	Energie des Angeregten Zustandes	J
E_{el}	Elektronische Energie	J
E_{vib}	Vibrationsenergie	J
E_{rot}	Rotationsenergie	J
f	Frequenz	Hz
Δf_{FSR}	Freier Spektralbereich	Hz
Δf_{FWHM}	Linienbreite	Hz
\mathcal{F}	Finesse	
$F(J)$	Termwert der Rotation	cm^{-1}
g	g -Parameter des Resonators	
$G(v)$	Termwert der Vibration	cm^{-1}
γ	Linienbreite	cm^{-1}
γ_n	Natürliche Linienbreite	cm^{-1}
γ_d	Linienbreite der Dopplerverbreiterung	cm^{-1}
γ_p	Linienbreite der Druckverbreiterung	cm^{-1}
h	Plancksches Wirkungsquantum	J s
\hbar	$h/(2\pi)$	J s
H^r	Resonatorreflexion	
H^t	Resonatortransmission	
I	Laserintensität	W m^{-2}
I_0	Eingestrahlte Laserintensität	W m^{-2}

Symbol	Bezeichnung	Einheit
I^t	Transmittierte Laserintensität	W m^{-2}
I_{norm}^t	Normierte transmittierte Laserintensität	
J	Rotationsquantenzahl	
k	Beugungsordnung	
k_B	Boltzmann-Konstante	J K^{-1}
l	optische Länge	m
l_0	geometrische Länge	m
L	Drehimpuls	J s
L_0	Resonatorlänge	m
L_{eff}	effektive Resonatorlänge	m
λ	Wellenlänge	nm
λ_M	Wellenlänge einer Laserresonatormode	nm
λ_z	Zentrumswellenlänge des Verstärkungsprofils	nm
m	Masse	kg
m_r	Reduzierte Masse	kg
M	Modulationsindex	
N	Teilchenzahl	
n	Teilchendichte	cm^{-3}
\tilde{n}	Brechzahl	
$\bar{\nu}$	Wellenzahl	cm^{-1}
ω	Kreisfrequenz	rad s^{-1}
ω_e	Schwingungsfrequenz eines Moleküls	rad s^{-1}
Ω	Modulationsfrequenz	Hz
p	Druck	Pa
p_i	Partialdruck	Pa
$\phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0)$	Linienformfunktion	cm
ϕ_d	Linienformfunktion der Dopplerverbreiterung	cm
ϕ_p	Linienformfunktion der Druckverbreiterung	cm
ϕ_v	Linienformfunktion des Voigtprofils	cm
r	Amplitudenreflexionsvermögen	
\mathcal{R}	Reflexionsvermögen	
R	Kernabstand	m
R_e	Gleichgewichtsabstand eines Moleküls	m
ρ	Spiegel-Krümmungsradius	mm
\mathcal{S}	Linienstärke	cm molec^{-1}
$\sigma(\bar{\nu})$	Spektraler Absorptionsquerschnitt	$\text{cm}^2 \text{ molec}^{-1}$
t	Zeit	s
	Amplitudentransmissionsvermögen	
\mathcal{T}	Transmissionsvermögen	
T	Temperatur	K

Symbol	Bezeichnung	Einheit
T_0	Normtemperatur = 296 K	K
T^r	Amplitudenreflexion des Resonators	
T^t	Amplitudenransmission des Resonators	
$T(\bar{\nu})$	Spektraler Transmissionsgrad	
Θ	Trägheitsmoment	kg m ²
v	Schwingungsquantenzahl	
w	Strahlradius bei $1/e^2$ der Intensität im Maximum	m
w_0	Strahlradius der Strahltaile	m
x	Anharmonizitätskonstante	
z_0	Rayleighlänge	mm
Z	Schwingungsfreiheitsgrad	

1 Einleitung

Mit dem rasant fortschreitenden Minaturisierungsprozeß auf den Gebieten der Nano- und Biotechnologie wachsen auch die Anforderungen an die Nachweismöglichkeiten kleinster Stoffmengen und Spurengase. Neben Methoden zur Detektion kleinster Stoffverunreinigungen oder Reaktionsprodukte in der Atmosphärenforschung [1], der Medizin oder industriellen Fertigungsprozessen, ist auch der zuverlässige Nachweis von Restgasen unter Vakuumbedingungen von Interesse [2]. Dabei ist in der industriellen Fertigungstechnik oft nur der Partialdruck des Gases relevant, das den Ablauf eines chemischen Prozesses bestimmt.

Es liegt nahe, zum Nachweis optisch transparenter Stoffe spektroskopische Nachweismethoden zu verwenden, deren Empfindlichkeit durch die Verwendung schmalbandiger Laserstrahlungsquellen in den letzten Jahrzehnten erheblich verbessert werden konnte [3]. Angetrieben durch den ständig steigenden Bedarf an zuverlässigen und kostengünstigen Lasersystemen für den Einsatz in der wissenschaftlichen Forschung, der Medizin und der Informationstechnologie, wurde eine Vielzahl durchstimmbarer Diodenlaser entwickelt, mit denen sich der Spektralbereich von 500 nm bis ca. 40 μm abdecken läßt. Bedingt durch die kompakte Bauweise, die gute Durchstimbarkeit und den hohen Wirkungsgrad sind Laserdioden hervorragend für den Einsatz in der Absorptionsspektroskopie geeignet.

Für die in einer Messung nachweisbaren Absorptionskoeffizienten ist das Signal/Rausch-Verhältnis von zentraler Bedeutung [4]. Daher können kleine Signale nur bei kleinen Rauschkomponenten detektiert werden. Zum Nachweis kleiner Absorptionskoeffizienten läßt sich die Absorptionslänge zur Erhöhung der Signalstärke durch die Verwendung einer Herriott-Zelle [5] vergrößern. Mit einem solchen System können sehr genaue Messungen von Linienstärken und Partialdrücken im Fein- und Hochvakuum vorgenommen werden [6]. Die mit einer optischen Verzögerungsleitung realisierbaren Absorptionslängen werden durch die proportional zur Anzahl der Reflexionspunkte entstehenden Streulichtanteile begrenzt [7].

Zur Realisierung weitaus größerer optischer Weglängen lassen sich Resonatoren verwenden, mit denen vor allem in der *Cavity-Ring-Down-Spektroskopie* Weglängen im Kilometerbereich erzielt werden [8]. Die hierfür erforderlichen Spiegelreflektivitäten von mehr als 99,99 % lassen sich nur durch die Verwendung dielektrischer Spiegelbeschichtungen realisieren. Dadurch wird der verfügbare Spektralbereich im wesentlichen auf Absorptionsmessungen an den schwachen Obertonübergängen beschränkt. Bei der

Cavity-Ring-Down-Spektroskopie wird der Einfluß eines Absorbers auf den Verlauf der *Cavity-Ring-Down-Zeit* zur Messung der Absorption verwendet. Dazu ist es erforderlich, ein gepulstes Lasersystem zu verwenden oder das Lasersystem nach dem Anschwingen des Resonators „abzuschalten“ [9, 10].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, wie sich der Einfluß eines absorbierenden Gases auf die Transmission eines optischen Resonators zum Aufbau eines Systems zur Partialdruckmessung verwenden läßt. Dabei wurde vor allem auf eine kompakte Bauweise im Hinblick auf spätere Anwendungsmöglichkeiten wert gelegt. Bei der experimentellen Realisierung wurde die Frequenz eines in der Littrow-Konfiguration optisch rückgekoppelten Diodenlasers mit Hilfe der Pound-Drever-Hall-Regelung auf einen im Vakuumgefäß befindlichen Resonator stabilisiert. Durch eine Längenänderung des Resonators mit Hilfe eines Piezotranslators ließ sich die Frequenz des Lasersystems durchstimmen. Erste Obertonabsorptionsmessungen wurden am Acetylen (C_2H_2) im Wellenlängenbereich um 847 nm in einem Druckbereich von 0,1 kPa bis 10 kPa durchgeführt.

2 Theorie

2.1 Molekülspektren

Neben der aus der Atomphysik bekannten Elektronenanregung werden bei einer Energieaufnahme eines Moleküls, vor allem Schwingungs- und Rotationsbewegungen um die Gleichgewichtslage der Atome angeregt, deren Energiezustände analog zur Elektronenanregung gequantelt sind. Der Spektralbereich der Anregungsenergien reicht von den Radiofrequenzen mit einigen kHz bis in den Bereich der Röntgen- und γ -Strahlung mit etwa 10^{18} Hz. Bei der Beschreibung der Bewegungsvorgänge im Molekül werden die Atome in einem vereinfachten Modell als Massenpunkte angenommen, die durch masselose elastische Federn zusammengehalten werden. Eine schematische Darstellung der unterschiedlichen Schwingungs- und Rotationsniveaus in zwei verschiedenen elektronischen Anregungszuständen I und II ist in Abb. 2.1 enthalten. Im wesentlichen können drei Arten von Spektren unterschieden werden:

Rotationspektren sind Übergänge zwischen zwei Rotationsniveaus, die beide zum gleichen Schwingungsniveau und Elektronenzustand gehören. Bei einem solchen Übergang ändert sich nur die Rotationsquantenzahl J . Die Rotationspektren liegen im Mikrowellen- bis fernen Infrarotbereich.

Rotations-Schwingungs-Spektren bestehen aus Übergängen, bei denen sich auch das Schwingungsniveau des angeregten Rotationsniveaus ändert. Somit ist eine entsprechende Anregung mit der Änderung der beiden Quantenzahlen J und v verbunden, wobei v die quantisierten Schwingungsniveaus kennzeichnet. Die Spektren der Rotations-Schwingungs-Übergänge liegen im Infraroten und bestehen aus einer Vielzahl von *Banden*. Die Banden werden durch Gruppen eng beieinander liegender Linien gebildet, die auch als Bandenlinien bezeichnet werden.

Elektronenspektren entstehen bei einer Änderung des elektronischen Zustandes. Hierunter fallen alle nach den Auswahlregeln erlaubten Übergänge, bei denen sich neben den Quantenzahlen J und v die den Elektronenzustand bezeichnende Quantenzahl ändert. Dieses *Bandensystem* enthält alle Schwingungsbänder des betreffenden Elektronenüberganges, mit den jeweiligen Rotationsstrukturen. Das eigentliche *Bandenspektrum* des Moleküls wird durch die Bandensysteme aller erlaubten Elektronenübergänge des Moleküls gebildet.

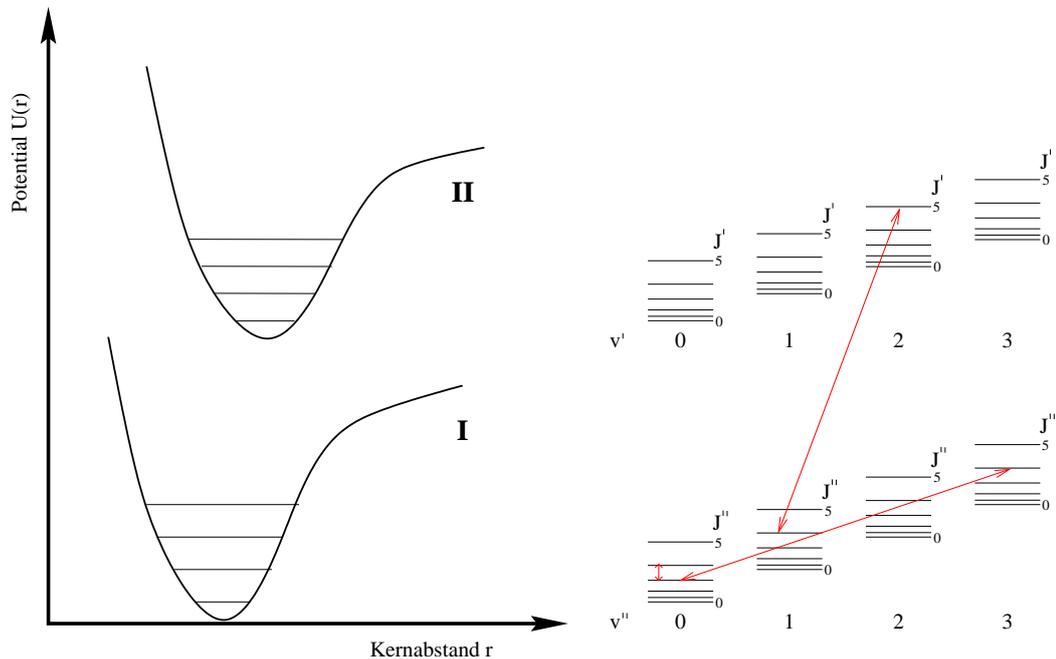


Abb. 2.1: Dargestellt ist das Termschema eines Moleküls mit den Schwingungsniveaus v , den Rotationsniveaus J und den elektronischen Anregungszuständen (I und II). Die drei eingezeichneten Pfeile entsprechen (von links nach rechts) Übergängen im Rotations-, im Rotations-Schwingungs- und im Elektronen-Spektrum des Moleküls. Wie in der Molekülphysik weitgehend üblich, wird der energetisch höhere Term zuerst genannt, so daß die Quantenzahlen des oberen Niveaus mit einem Strich, die des unteren Niveaus mit zwei Strichen bezeichnet werden.

Die gesamte Anregungsenergie E eines Moleküls läßt sich in guter Näherung additiv aus den drei Anteilen

$$E = E_{\text{el}} + E_{\text{vib}} + E_{\text{rot}} \quad (2.1)$$

zusammensetzen. Die einzelnen Energieanteile unterscheiden sich jeweils um ca. 2 Zehnerpotenzen [11]:

$$E_{\text{el}} \gg E_{\text{vib}} \gg E_{\text{rot}}. \quad (2.2)$$

2.1.1 Rotationspektren

Als einfachstes Modell für eine anschauliche Erklärung von Rotationspektren läßt sich das Modell eines *starren Rotators* mit gequantelten Drehimpulsen

$$L = \hbar \sqrt{J(J+1)} \quad (J = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.3)$$

verwenden, dessen Energieeigenwerte durch

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\Theta} J(J+1) = Bhc J(J+1) \quad (2.4)$$

mit der Rotationskonstanten

$$B = \frac{h}{8\pi^2 c \Theta} \quad (2.5)$$

gegeben sind. Das Trägheitsmoment

$$\Theta = m_r R^2 \quad (2.6)$$

ist durch die reduzierte Masse m_r und den Abstand R der Atome gegeben. Beim Übergang vom starren zum *nicht-starren Rotator* wird berücksichtigt, daß sich der Atomabstand R und damit auch das Trägheitsmoment Θ bei höheren Rotationsenergien durch Zentrifugalkräfte vergrößert und die Rotationskonstante B mit wachsender Rotationsquantenzahl J kleiner wird. Besonders einfach läßt sich dies mit dem *Termwert*

$$F(J) = \frac{E_{\text{rot}}}{h \cdot c} \quad (2.7)$$

in der Form

$$F(J) = B J(J+1) - \underbrace{D [J(J+1)]^2}_{\text{Zentrifugaldehnung}} \quad (2.8)$$

unter Verwendung der Zentrifugal-Dehnungskonstanten D formulieren.

Über ein spektroskopisch beobachtbares Rotationsspektrum verfügen nur polare Moleküle mit einem permanenten Dipolmoment, das sich für einen ortsfesten Betrachter periodisch ändert. Nur Übergänge mit $\Delta J = \pm 1$, bei denen sich der Drehimpuls des Moleküls um \hbar ändert, sind optisch erlaubt.

2.1.2 Schwingungsspektren

Aus den Bewegungen der Atome um ihre Gleichgewichtsabstände R_e resultieren die Schwingungsspektren. Einem ersten Ansatz, der Beschreibung des Schwingungspotentials durch einen harmonischen Oszillators, kann man bereits die Auswahlregel

$$\Delta v = \pm 1 \quad (2.9)$$

entnehmen. Für große Auslenkungen läßt sich häufig das Morse-Potential [12]

$$V(R) = D_e (1 - \exp[-a(R - R_e)])^2 \quad (2.10)$$

als geeignete Näherung verwenden. Durch D_e wird die Dissoziationsenergie beschrieben (Abb. 2.2), die spezifische Molekülgröße

$$a = \sqrt{\frac{m_r}{2 D_e}} \omega_e \quad (2.11)$$

enthält die Schwingungsfrequenz ω_e der harmonischen Oszillationen bei sehr kleinen Auslenkungen. Für die Schwingungsenergie erhält man

$$E_{\text{vib}} = \hbar\omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - x_e \hbar\omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 \quad (2.12)$$

mit der *Anharmonizitätskonstante*

$$x_e = \frac{\hbar\omega_e}{4D_e}. \quad (2.13)$$

Mit Gl. 2.12 läßt sich leicht durch

$$G(v) = \frac{E_{\text{vib}}}{h \cdot c} \quad (2.14)$$

der entsprechende Termwert finden.

Obertonschwingungen

Bei einem streng harmonischen Molekülpotential wären nach der Auswahlregel nur Übergänge zwischen benachbarten Schwingungsniveaus erlaubt, so daß nur *Fundamentalschwingungen* angeregt werden könnten. Bei Berücksichtigung der Anharmonizität des Potentials insbesondere bei höheren Energien sind auch Übergänge möglich, bei denen sich die Schwingungsquantenzahl stärker ändert:

$$\Delta v = \pm 1, 2, 3, \dots \quad (2.15)$$

Eine Anregung aus dem Grundzustand in einen höheren Schwingungszustand wird als *Obertonschwingung* bezeichnet, da ihre Frequenz in etwa einem Vielfachen der Fundamentalfrequenz entspricht. Für das Auftreten dieser Obertöne ist die Anharmonizität des Potentials verantwortlich, wobei die Übergangswahrscheinlichkeit mit wachsender Ordnung der Oberschwingung stark abnimmt.

Normalschwingungen

Zur Beschreibung der Normalschwingungen eines Moleküls mit N Atomen sind $3N$ Raumkoordinaten erforderlich. Je drei Koordinaten beschreiben eine Rotation um den Massenschwerpunkt bzw. eine Translationsbewegung des Moleküls, so daß sich die Zahl der eigentlichen *Schwingungsfreiheitsgrade*

$$Z = 3N - 6 \quad (2.16)$$

ist. Ein lineares Molekül, bei dem eine Rotation um die Molekülachse mit keiner Bewegung der Atome oder des Massenschwerpunktes verbunden ist, verfügt über einen Schwingungsfreiheitsgrad mehr, so daß sich für ein solches Molekül

$$Z = 3N - 5 \quad (2.17)$$

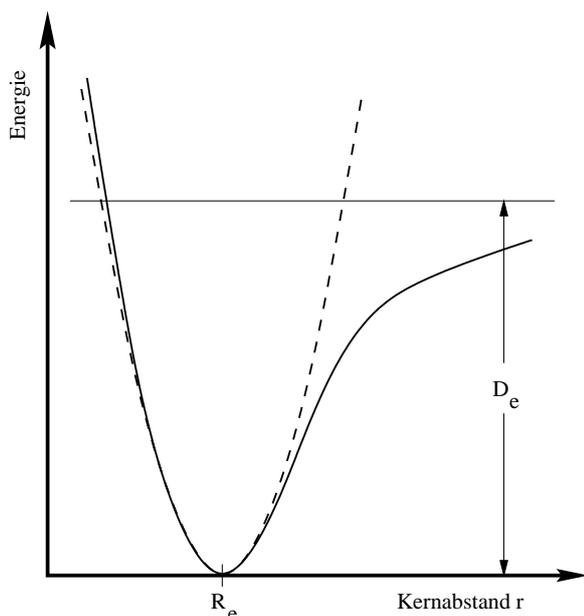


Abb. 2.2: Potentialkurve des anharmonischen Oszillators (Morse-Potential). Als Vergleich ist gestrichelt die Potentialkurve des harmonischen Oszillators eingezeichnet. Die Dissoziationsenergie aus dem Minimum der Potentialkurve wird mit D_e bezeichnet.

Normalschwingungen ergeben. Die Normalschwingungen eines Moleküls können unabhängig voneinander angeregt werden, wobei die Atome mit der gleichen Frequenz und fester Phase zueinander schwingen. Jeder Normalschwingung läßt sich eine bestimmte Schwingungsfrequenz zuordnen.

Kombinationsschwingungen

Neben den Grund- und Oberschwingungen treten noch weitere, meist schwächere Übergänge auf, die näherungsweise durch eine Änderung von Quantenzahlen verschiedener Fundamentalschwingungen beschrieben werden können.

$$v_{\text{komb}} = a_1 \cdot v_1 \pm a_2 \cdot v_2 \pm a_3 \cdot v_3 \pm \dots \quad \text{mit } a_i \in \mathbb{N} \quad (2.18)$$

Diese *Kombinationsschwingungen* haben eine geringe Übergangswahrscheinlichkeit, die nur durch die Anharmonizitäten im Potential bestimmt wird. Als Folge der Anharmonizität liegt die Übergangsfrequenz der Kombinationsschwingung, wie bei der Obertonschwingung, nicht genau bei dem nach Gl. 2.18 berechneten Wert, sondern etwas darunter.

2.1.3 Rotations-Schwingungs-Spektren

Durch kombinierte Rotations- und Schwingungsbewegungen innerhalb eines Moleküls entstehen Rotations-Schwingungs-Spektren, bei denen die Quantenzahlen J und v um

$$\Delta J = \pm 1 \quad \text{und} \quad \Delta v = \pm 1 \quad (2.19)$$

geändert werden. Entsprechend der Auswahlregel entsteht für $\Delta J = +1$ ein *R-Zweig* und für $\Delta J = -1$ ein *P-Zweig* im Rotations-Schwingungs-Spektrum. Reine Schwingungsübergänge, bei denen sich die Rotationquantenzahl J nicht ändert, sind nur in Spezialfällen zu beobachten, so daß zwischen den beiden Zweigen eine Lücke entsteht.

Zwischen den Rotations- und Schwingungsbewegungen innerhalb eines Moleküls kommt es zu Wechselwirkungen, da der Atomabstand nicht nur von den Zentrifugalkräften abhängt, sondern auch vom Schwingungszustand. Als sichtbare Auswirkung dieser *Rotations-Schwingungs-Wechselwirkung* nimmt der Linienabstand im R-Zweig vom Zentrum aus gesehen ab, im P-Zweig hingegen zu.

2.2 Absorptionsspektren

Bei der Absorptionsspektroskopie wird bestimmt, in welchem Maße Licht einer Wellenlänge λ bzw. einer *Wellenzahl* $\bar{\nu} = 1/\lambda$ durch eine Probe transmittiert wird. Der *spektrale Transmissionsgrad*

$$T(\bar{\nu}) = \frac{I(\bar{\nu})}{I_0(\bar{\nu})} \quad (2.20)$$

des untersuchten Mediums ist das Verhältnis der Intensität I unmittelbar nach dem Verlassen des Mediums zur eingestrahnten Intensität I_0 .

Bei homogenen Medien wird die Absorption makroskopisch durch das Lambert-Beersche Absorptionsgesetz

$$I(\bar{\nu}, l) = I_0(\bar{\nu})e^{-\alpha(\bar{\nu})l} = I_0(\bar{\nu})e^{-\sigma(\bar{\nu})nl} \quad (2.21)$$

beschrieben. Es beschreibt die Abnahme der eingestrahnten Intensität I_0 einer monochromatischen Lichtquelle der Wellenzahl $\bar{\nu}$ nach der Absorptionslänge l , wobei die eigentlichen Absorptionseigenschaften des Mediums durch den *linearen Absorptionskoeffizienten* $\alpha(\bar{\nu})$ beschrieben werden. Abweichungen vom im allgemeinen sehr gut erfüllten Lambert-Beerschen Gesetz sind möglich, wenn die anfängliche Teilchenzahl im Grundzustand durch Anregung langlebiger Zustände geändert wird. Auch Wechselwirkungen der Moleküle untereinander führen genau wie Streuung oder Reflexionen zu Abweichungen im Absorptionsverhalten.

Der linearen Absorptionskoeffizient $\alpha(\bar{\nu})$ ist durch

$$\alpha(\bar{\nu}) = \sigma(\bar{\nu}) \cdot n \quad (2.22)$$

mit dem *spektralen Absorptionsquerschnitt* $\sigma(\bar{\nu})$ und der Teilchendichte n verknüpft. Der Absorptionsquerschnitt ist ein Maß für die Fläche, die ein absorbierendes Molekül in der geometrischen Optik ausblenden würde.

In der Umgebung der Resonanzfrequenz eines molekularen Übergangs mit der ungestörten Wellenzahl $\bar{\nu}_0$ variieren der Absorptionskoeffizient und der Absorptionsquerschnitt stark und beschreiben eine Absorptionslinie. Form und Breite einer Absorptionslinie sind abhängig von äußeren experimentellen Bedingungen, wie Druck und

Temperatur. Es ist daher sinnvoll, den Absorptionsquerschnitt in einen frequenzunabhängigen Faktor \mathcal{S} und eine Linienformfunktion oder ein Linienprofil $\phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0)$ aufzuteilen:

$$\sigma(\bar{\nu}) = \mathcal{S} \cdot \phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0). \quad (2.23)$$

Mit der Normierung

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0) d\bar{\nu} = 1 \quad (2.24)$$

läßt sich die Linienstärke als das Integral

$$\mathcal{S} = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\bar{\nu}) d\bar{\nu} \quad (2.25)$$

darstellen, wodurch die alternative Bezeichnung *integraler Absorptionskoeffizient* zu erklären ist. Das Lambert-Beersche Absorptionsgesetz läßt sich mit der eingeführten Linienstärke in der Form

$$I(\bar{\nu}, l) = I_0 \cdot \exp[-\mathcal{S} \cdot \phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0) \cdot n \cdot l] \quad (2.26)$$

darstellen, wobei die Länge l in [cm] angegeben wird, die Teilchenzahldichte n in [Molekül/cm³], $\phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0)$ in [cm] und die Linienstärke \mathcal{S} in [cm/Molekül]. Die einzelnen Beiträge zur Form und Breite der Absorptionslinie werden durch das Linienprofil berücksichtigt und sind gauß- oder lorentzförmig bzw. ergeben sich bei gleichzeitigem Auftreten verschiedener Verbreiterungsmechanismen aus der Faltung zwischen den Einzelprofilen.

2.2.1 Natürliche Linienbreite

Die endliche Lebensdauer eines angeregten Zustandes führt zu einer Linienverbreiterung, da auf Grund der Heisenbergschen Unschärferelation die endliche Lebensdauer eines angeregten Zustandes mit einer Energieunschärfe verbunden ist. Die natürliche Linienbreite setzt sich für Übergänge zwischen zwei Zuständen i und j aus den Lebensdauern beider Zustände in der Form

$$\gamma_n = \frac{1}{2\pi\tau_{21}} = \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j} \right) \cdot \frac{1}{2\pi} \quad (2.27)$$

zusammen, wobei γ_n die volle Linienbreite (FWHM) bei halber Maximalintensität ist. Das Linienprofil bei natürlicher Linienverbreiterung wird durch die Lorentzfunktion

$$\phi_n = \frac{\gamma_n/2\pi}{(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0)^2 + (\gamma_n/2)^2} \quad (2.28)$$

beschrieben.

2.2.2 Dopplerverbreiterung

Befindet sich ein Gas mit der Temperatur T im termischen Gleichgewicht, haben die Geschwindigkeiten der Moleküle eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Durch den mit der Bewegung der Atome verbundenen Dopplereffekt wird eine gaußförmige Verbreiterung der Absorptionslinie verursacht, die durch

$$\phi_d = \frac{1}{\gamma_d} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{\bar{\nu} - \bar{\nu}_0}{\gamma_d} \right)^2 \right] \quad (2.29)$$

beschrieben wird. Die Linienbreite ist durch

$$\gamma_d = \left(\frac{\bar{\nu}_0}{c} \right) \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}} \approx 7,16 \cdot 10^{-7} \frac{\bar{\nu}_0}{\text{cm}^{-1}} \sqrt{\frac{T/\text{K}}{m/\text{u}}} \quad (2.30)$$

gegeben, wobei $\bar{\nu}_0$ die Wellenzahl des Überganges im Maximum der Absorption, k_B die Boltzmann-Konstante und m die Masse bezeichnet. c ist die Lichtgeschwindigkeit und u die atomare Masseneinheit.

2.2.3 Druckverbreiterung

Elastische Stöße zwischen den Atomen oder Molekülen führen zur Druckverbreiterung, die sich bei Drücken oberhalb von 200 Pa deutlich bemerkbar macht. Ein elastischer Stoß ändert nicht die Zustände der beteiligten Atome, stört aber die relative Phase zwischen dem elektromagnetischen Strahlungsfeld und der molekularen Oszillation. Die Druckverbreiterung führt zu einer Linienbreite

$$\gamma_p = \frac{4}{\sqrt{\pi}c} \cdot \frac{p D_M}{\sqrt{m k_B T}}, \quad (2.31)$$

wobei D_M den Moleküldurchmesser und p den Druck angibt. Bei einem Gasgemisch mit n unterschiedlichen Gasen läßt sich die resultierende Druckverbreiterung durch

$$\gamma_p = \sum_{i=1}^n c_i p_i \quad (2.32)$$

bestimmen, wobei die jeweiligen Partialdrücke p_i und die molekülspezifischen Druckverbreiterungskoeffizienten c_i zu verwenden sind.

Die Linienform der Druckverbreiterung wird durch die Lorentzfunktion

$$\phi_p = \frac{\gamma_p/2\pi}{(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0)^2 + (\gamma_p/2)^2} \quad (2.33)$$

beschrieben.

2.2.4 Voigtprofil

Beim gleichzeitigen Auftreten mehrerer Verbreiterungsmechanismen resultiert ein Linienprofil, das sich aus der Faltung

$$\phi_{\text{ges}}(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_1(\bar{\nu}') \phi_2(\bar{\nu} - \bar{\nu}') d\bar{\nu}' \quad (2.34)$$

ergibt. Für die Überlagerung von zwei unabhängigen Lorentzfunktionen ist die resultierende Formfunktion ebenfalls eine Lorentzfunktion, deren Linienbreite

$$\gamma_{\text{ges}} = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (2.35)$$

sich durch Addition der einzelnen Linienbreiten ergibt. Ebenso ergibt die Überlagerung zweier Gaußfunktionen wieder eine Gaußfunktion als Linienprofil. Die Linienbreite der resultierenden Funktion ist in diesem Fall

$$\gamma_{\text{ges}} = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}. \quad (2.36)$$

Aus der Faltung einer Lorentz- und einer Gaußfunktion, die z. B. bei gleichzeitigem Auftreten von Doppler- und Druckverbreiterung zu verwenden ist, resultiert das *Voigtprofil*

$$\phi_v(x, y) = \frac{\sqrt{2 \ln 2 / \pi}}{\gamma_d} V(x, y), \quad (2.37)$$

wobei mit $V(x, y)$ die *Voigt-Funktion*

$$V(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{(x-t)^2 + y^2} dt \quad (2.38)$$

definiert wird. Dabei ist

$$x = \sqrt{\ln 2} \frac{\bar{\nu} - \bar{\nu}_0}{\gamma_d} \quad (2.39)$$

der auf die Dopplerbreite γ_d normierte Abstand von der Linienmitte $\bar{\nu}_0$. Der *Voigtparameter*

$$y = \sqrt{\ln 2} \frac{\gamma_p}{\gamma_d} \quad (2.40)$$

gibt das Verhältnis von Lorentz- zu Dopplerbreite an. Zur Berechnung der Linienbreite des Voigtprofils kann in guter Näherung

$$\gamma_v = 0,5346\gamma_p + \sqrt{0,2166\gamma_p^2 + \gamma_d^2} \quad (2.41)$$

verwendet werden [13].

3 Experiment

3.1 Das Meßprinzip

Im Experiment soll der in einer Vakuumkammer herrschende Partialdruck p eines Gases aus der gemessenen spektralen Transmission des Mediums bestimmt werden. Unter der Annahme eines homogenen Mediums, d. h. die Temperatur, der Partial- und der Totaldruck sind konstant, läßt sich für monochromatische Lichtquellen die Teilchenzahldichte n aus Gl. 2.21 durch

$$n = \frac{1}{\sigma(\bar{\nu})l} \cdot \ln \left(\frac{I_0(\bar{\nu})}{I(\bar{\nu})} \right) \quad (3.1)$$

bei bekannter Wegstrecke l gewinnen. Mit der Teilchenzahldichte n ist der Partialdruck p über die Temperatur T und die Boltzmann-Konstante k_B in der Form

$$p = nk_B T \quad (3.2)$$

verknüpft. Der Partialdruck läßt sich unter Verwendung der in Gl. 2.25 definierten Linienstärke durch

$$p = \frac{k_B T}{\mathcal{S} \phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0) l} \cdot \ln \left(\frac{I_0(\bar{\nu})}{I(\bar{\nu})} \right) \quad (3.3)$$

bestimmen. Umgekehrt kann bei bekanntem Partialdruck die Linienstärke \mathcal{S} bestimmt werden. Für die Bestimmung der Linienstärke muß der Partialdruck aus einer Totaldruckmessung bestimmt werden. Hierfür wird die Vakuumkammer auf einen Basisdruck möglichst weit unter dem zu messenden Druck evakuiert, dann wird das reine Meßgas eingelassen. Problematisch bei diesem Verfahren ist der Einfluß von Gasverunreinigungen und der Isotopenzusammensetzung auf den Meßwert, da sie zwar einen Beitrag zum Totaldruck, nicht aber zum Absorptionssignal liefern.

Wird zur Verlängerung des Absorptionsweges ein Resonator verwendet, so ist neben der spektralen Absorption bzw. Transmission des Mediums auch die Transmission des Resonators zu berücksichtigen. Das geschieht zweckmäßigerweise mit Hilfe der entsprechenden Transferfunktion.

3.2 Fabry-Perot-Resonatoren

Damit sich in einem optischen Resonator ein stationäres Strahlungsfeld ausbilden kann, muß sich die Phase des elektromagnetischen Feldes auf den Spiegelflächen nach jedem

Umlauf reproduzieren. Nur wenn die optische Resonatorlänge

$$L = q \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (3.4)$$

ein ganzzahliges Vielfaches q der halben Wellenlänge λ ist, können sich im Resonator durch konstruktive und destruktive Interferenz stehende Wellen bilden, die an den Spiegeloberflächen Knotenpunkte besitzen. Die Ordnungszahl q gibt die Anzahl der Schwingungsbüuche im Resonator an. Der Abstand der äquidistanten Resonanzfrequenzen

$$\Delta f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L} \quad (3.5)$$

wird als *freier Spektralbereich* bezeichnet. Eine weitere den Resonator charakterisierende Größe ist die *Finesse*. Sie gibt das Verhältnis des freien Spektralbereiches zur Resonatorlinienbreite Δf_{FWHM} an und ist durch

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta f_{\text{FSR}}}{\Delta f_{\text{FWHM}}} = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (3.6)$$

mit den Amplitudenreflexionskoeffizienten r_1 und r_2 der verwendeten Spiegel verknüpft.

Zur Darstellung des an den Resonatorspiegeln reflektierten elektromagnetischen Feldes ist es zweckmäßig, die trigonometrischen Funktionen in ihrer komplexen Schreibweise zu verwenden. Ein oszillierendes elektrisches Feld $E(t)$ läßt sich damit auf folgende Weise beschreiben:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \phi) = \text{Re}[\tilde{E}e^{i\omega t}] = 1/2[\tilde{E}e^{i\omega t} + \tilde{E}^*e^{-i\omega t}]. \quad (3.7)$$

Die Darstellung der komplexen Amplitude \tilde{E} als Vektor in der komplexen Ebene wird als *Phasor-Diagramm* bezeichnet [14]. Amplitude und Phasenwinkel des Phasors sind durch Amplitude und Phase des realen Feldes gegeben. Gemäß der gängigen Praxis wird im Folgenden zur weiteren Vereinfachung das elektromagnetische Feld in der komplexen Form

$$E(t) = \tilde{E}e^{i\omega t} \quad (3.8)$$

geschrieben, mit der Vereinbarung, als physikalisches Resultat den Realteil dieser Darstellung zu verstehen.

3.2.1 Transferfunktionen

Bei der Herleitung der Transferfunktionen, die das vom Resonator reflektierte oder transmittierte Feld mit dem einfallenden Lichtfeld verknüpfen, wird die Beeinflussung der Phase durch Beugung an den Spiegelbegrenzungen vernachlässigt. In der Praxis ist eine solche Näherung für Spiegelabmessungen gerechtfertigt, die groß im Vergleich zum Strahldurchmesser sind. Zur Bestimmung der Reflexion T^r und Transmission T^t

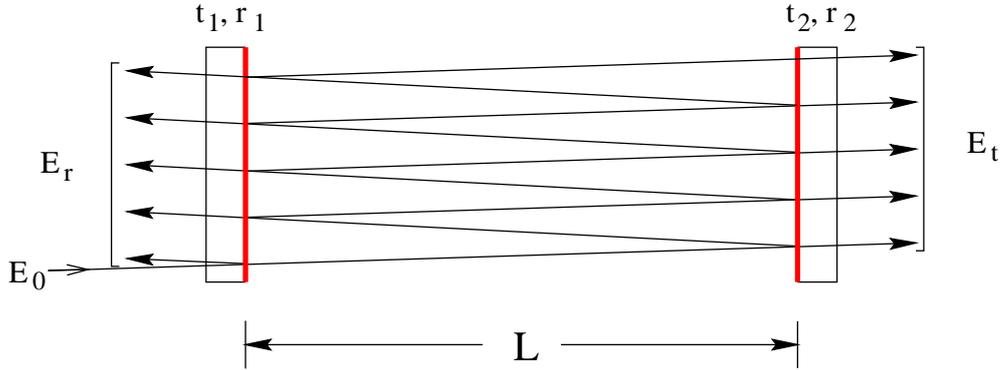


Abb. 3.1: Schematische Darstellung eines Fabry-Perot-Resonators. Der Anschaulichkeit halber sind die an der Interferenz beteiligten Teilstrahlen räumlich getrennt dargestellt. E_r bezeichnet die Summe der reflektierten Teilstrahlen, E_t gibt die Summe der transmittierten Teilstrahlen an.

des Resonators müssen alle Feldkomponenten, die vom Resonator reflektiert werden oder diesen nach beliebigen Umläufen wieder verlassen, phasenrichtig aufsummiert werden (Abb. 3.1). Zu beachten ist, daß eine am optisch dichteren Medium reflektierte Feldkomponente einen Phasensprung von π erfährt. Die Amplitudenkoeffizienten für Reflexion und Transmission der einzelnen Spiegel werden durch $r_{1,2}$ und $t_{1,2}$ beschrieben. Die Energieerhaltung fordert $r^2 + t^2 = 1$, wobei sonstige Verluste vernachlässigbar sein sollen.

Als Transferfunktionen für das am Resonator reflektierte bzw. das transmittierte Feld ergeben sich

$$T^r(\omega) = r_1 - t_1^2 r_2 e^{-i2L\frac{\omega}{c}} \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2 e^{-i2L\frac{\omega}{c}})^n = r_1 - \frac{t_1^2 r_2 e^{-i2L\frac{\omega}{c}}}{1 - r_1 r_2 e^{-i2L\frac{\omega}{c}}} \quad (3.9)$$

$$T^t(\omega) = t_1 t_2 e^{-iL\frac{\omega}{c}} \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2 e^{-i2L\frac{\omega}{c}})^n = \frac{t_1 t_2 e^{-iL\frac{\omega}{c}}}{1 - r_1 r_2 e^{-i2L\frac{\omega}{c}}} \quad (3.10)$$

mit dem optischen Spiegelabstand $L = \tilde{n} \cdot L_0$, der sich aus dem geometrischen Spiegelabstand L_0 durch Multiplikation mit der Brechzahl \tilde{n} des Mediums zwischen den Spiegeln ergibt. Daraus ergeben sich für die reflektierte und transmittierte Intensität die Transferfunktionen:

$$H^r(\omega) := |T^r(\omega)|^2 = \frac{\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2 - 2\sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \cos(2L\frac{\omega}{c})}{1 - 2\sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \cos(2L\frac{\omega}{c}) + \mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \quad (3.11)$$

$$H^t(\omega) := |T^t(\omega)|^2 = \frac{\mathcal{T}_1 \mathcal{T}_2}{1 - 2\sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \cos(2L\frac{\omega}{c}) + \mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2}, \quad (3.12)$$

wenn im Medium zwischen den Spiegeln keine Absorption bei der betrachteten Frequenz auftritt. Dann ist die Brechzahl \tilde{n} und mit ihr auch der optische Spiegelabstand reell. Mit $\mathcal{R}_i = r_i^2$ und $\mathcal{T}_i = t_i^2$ werden die entsprechenden Intensitätskoeffizienten der Spiegel bezeichnet, so daß sich die Energieerhaltung durch $\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1$ ausdrücken läßt.

3.2.2 Resonator mit Absorption

Für einen Resonator, zwischen dessen Spiegeln sich ein absorbierendes Medium mit dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\bar{\nu})$ befindet, gelten Gl. 3.9 und Gl. 3.10 unverändert. Allerdings wird in diesem Fall die Brechzahl komplex,

$$\tilde{n} = \eta - i\kappa \quad (3.13)$$

und auch der optische Spiegelabstand wird eine komplexe Größe:

$$L = \tilde{n} \cdot L_0. \quad (3.14)$$

Eine einfallende ebene elektromagnetische Welle $E(t) = E_0 \exp(i\omega t)$ hat dementsprechend nach einmaligem einfachen Durchlaufen des Resonators das elektrische Feld

$$E(t, L_0) = E_0 e^{i\omega(t - \tilde{n} \frac{L_0}{c})} = E_0 e^{-\omega\kappa \frac{L_0}{c}} e^{i\omega(t - \eta \frac{L_0}{c})}. \quad (3.15)$$

Diese Gleichung zeigt, daß der Imaginärteil der komplexen Brechungszahl die Absorption und der Realteil die Dispersion der elektromagnetischen Welle im Medium beschreibt. Die zugehörige Intensität ist

$$I(l_0) = I_0 e^{-2\omega\kappa \frac{l_0}{c}}. \quad (3.16)$$

Der Vergleich von Gl. 3.16 mit dem Lambert-Beerschen Gesetz (Gl. 2.21) ergibt den Zusammenhang zwischen dem imaginären Anteil κ , der Brechzahl und dem Absorptionskoeffizienten α :

$$\alpha = 2\kappa \frac{\omega}{c} = 4\pi\kappa/\lambda_0. \quad (3.17)$$

Dabei bezeichnet λ_0 die Wellenlänge der Strahlung im Vakuum, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$. Die Transferfunktion (Gl. 3.10) kann in diesem Fall also auch in der Form

$$T^t(\bar{\nu}) = \frac{e^{-\alpha(\bar{\nu}) \frac{L_0}{2}} t_1 t_2 e^{-i2\pi\bar{\nu}\eta L_0}}{1 - e^{-\alpha(\bar{\nu}) L_0} r_1 r_2 e^{-i4\pi\bar{\nu}\eta L_0}} \quad (3.18)$$

geschrieben werden.

Neben der nach Gl. 3.6 zu erwartenden Abhängigkeit der Linienbreite von den Spiegelreflektivitäten, ist Abb. 3.2 zu entnehmen, daß die Reflexion des Resonators für

$$\mathcal{R}_1 = v \cdot \mathcal{R}_2 = e^{-2\alpha(\bar{\nu})L} \cdot \mathcal{R}_2 \quad (3.19)$$

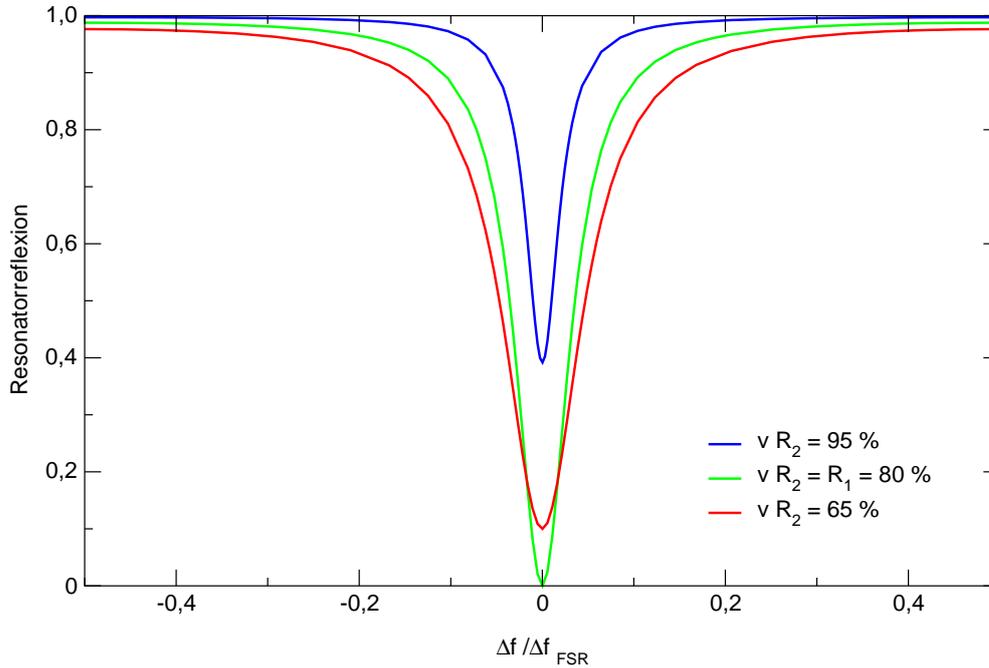


Abb. 3.2: Werden die Durchgangsverluste eines Resonators $v \cdot \mathcal{R}_2$ bei konstanter Reflektivität des Eintrittsspiegels $\mathcal{R}_1 = 80\%$ variiert, so wird die Transmission des Resonators im Fall der Impedanzanpassung ($v \cdot \mathcal{R}_2 = 80\%$) maximal.

minimal ist, wobei v den Verlustfaktor pro Resonatorumlauf angibt. Der Fall minimaler Reflexion wird als *Impedanzanpassung* bezeichnet, bei dem das eingestrahlte Lichtfeld im verlustfreien Fall vollständig durch den Resonator transmittiert wird.

Wird z. B. durch eine Pound-Drever-Hall-Regelung (Abschnitt 3.4.2) sichergestellt, daß sich die Laserfrequenz und der Resonator in Resonanz befinden, so ist in Gl. 3.12

$$\cos\left(2L\frac{\omega}{c}\right) = 1$$

immer erfüllt. Für schwache Absorption reicht es aus, die Exponentialfunktion in eine Potenzreihe zu entwickeln und die lineare Näherung zu verwenden. Dann wird bei gleichen Spiegelreflektivitäten $\mathcal{R}_1 = \mathcal{R}_2 = \mathcal{R}$ die Transferfunktion für die vom Resonator transmittierte Intensität durch

$$H^t(\bar{\nu}) = \frac{(1 - \alpha(\bar{\nu})L_0)\mathcal{T}^2}{[1 - (1 - \alpha(\bar{\nu})L_0)\mathcal{R}]^2} \Big|_{\text{Resonanz}} \quad (3.20)$$

beschrieben.

3.2.3 Resonanzfrequenzen und transversale Modenstruktur

Neben einer rein energetischen Betrachtung ist für das Verständnis vom Resonator die Verteilung der Gesamtenergie auf die einzelnen longitudinalen und transversalen

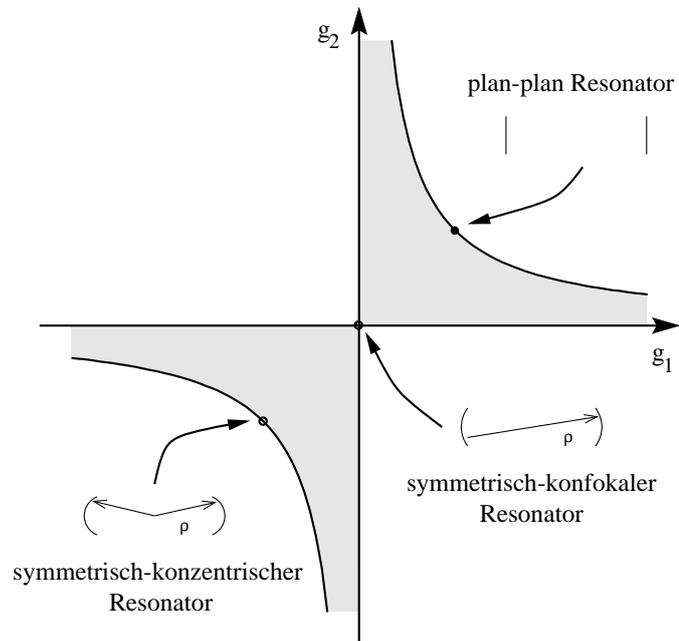


Abb. 3.3: Für stabile Resonatoren muß das Produkt $g_1 \cdot g_2$ größer als Null sein, so daß entweder beide g -Parameter positiv oder beide negativ sein müssen. Einige Resonatoren und ihre Lage im g -Diagramm sind hier gezeigt.

Resonatormoden von Bedeutung. In vielen Fällen ist es notwendig gezielt einzelne Resonatormoden anregen zu können, damit sich eine stabile, kontrollierte Energieverteilung im Resonator ausbilden kann.

Für eine stationäre Feldverteilung müssen sich Amplitude und Phase nach jedem Umlauf reproduzieren. Mit Hilfe einer Matrizendarstellung des Resonators [15] läßt sich die Suche nach den Resonanzfrequenzen und die Beschreibung der Resonatorstabilität in ein Eigenwertproblem überführen. Für die Resonanzfrequenzen gilt

$$f_{qmn} = \frac{c}{2L} \left(q + \frac{m+n+1}{\pi} \cdot \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right), \quad (3.21)$$

wobei die optische Resonatorlänge mit L bezeichnet wird. Die Indizes m, n bezeichnen die Ordnung der transversalen Mode TEM_{mn} , die Ordnung der longitudinalen Mode wird durch q bezeichnet. Die g -Parameter (Abb. 3.3) werden durch die Resonatorlänge und die Krümmungsradien ρ_i der Spiegel definiert,

$$g_i = 1 - \frac{L}{\rho_i}. \quad (3.22)$$

Die Resonanzfrequenzen werden durch die axiale und transversale Ordnung der Mode festgelegt. Bei einem plan-parallelen Fabry-Perot-Resonator ($g_1=g_2=1$) wird die die Resonanzfrequenzen nur durch die axiale Ordnungszahl q bestimmt. Bei einer Annäherung an den Ursprung des g -Diagramms wird der Frequenzunterschied zwischen den einzelnen transversalen Moden zu einer festen axialen Ordnung q immer größer

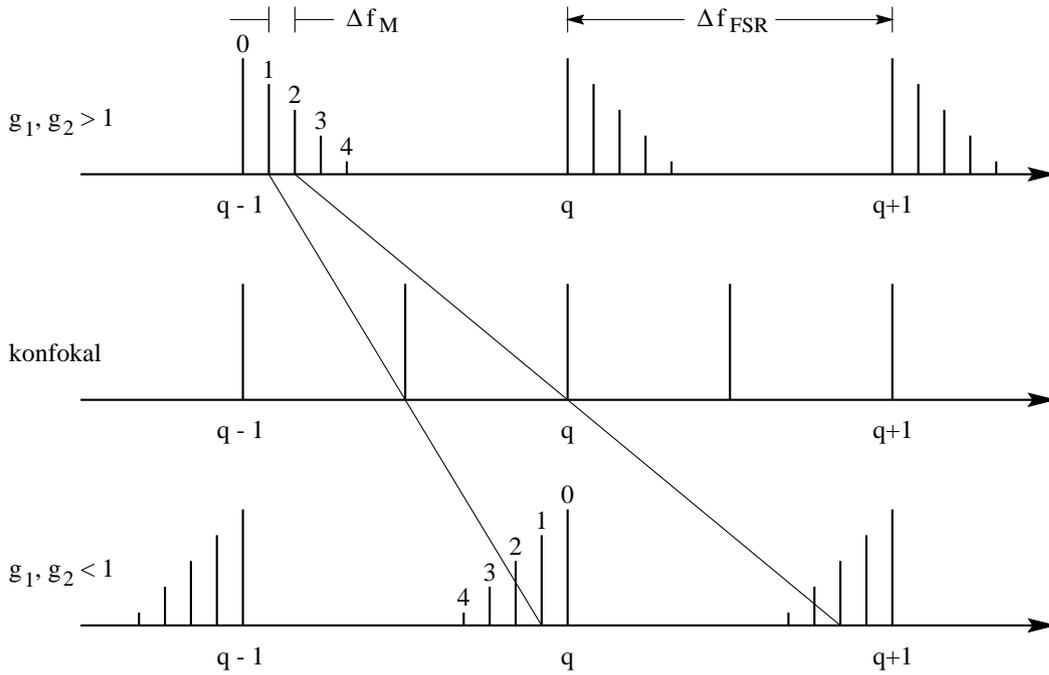


Abb. 3.4: Transversale Moden für verschiedene stabile Resonatoren.

und entspricht im Grenzfall des konfokalen Resonators ($g_1=g_2=0$) genau dem halben axialen Modenabstand (Abb. 3.4). Alle Moden, die die Bedingung

$$q + m + n + 1 = k/2 \quad k \in \mathbb{N} \quad (3.23)$$

erfüllen, besitzen deshalb die gleiche Resonanzfrequenz. Man spricht in diesem Fall von *Frequenzentartung*.

Um sicherzustellen, daß innerhalb der Linienbreite des Resonators nicht mehrere transversale Moden anschwingen, muß die Modenstruktur beim Resonator-Design berücksichtigt werden. In einem Resonator lassen sich zwei Lichtfelder nur bis auf ganzzahlige Vielfache des freien Spektralbereiches unterscheiden. Es ist daher sinnvoll, einen *effektiven Modenabstand* Δf_M zweier Moden $\text{TEM}_{q_1 m_1 n_1}$ und $\text{TEM}_{q_2 m_2 n_2}$ einzuführen.

$$\Delta f_M = \Delta f_{\text{FSR}} \text{frac} \left((m_1 - m_2 + n_1 - n_2) \cdot \frac{\arccos \sqrt{g_1 g_2}}{\pi} \right) \quad (3.24)$$

Die Funktion $\text{frac}(x)$ gibt dabei den nicht ganzzahligen Teil der Variablen x an. Bei der Bestimmung eines minimalen Modenabstandes Δf_M zur Grundmode des Resonators tritt das Problem auf, daß zu jeder beliebigen unteren Schranke $\Delta f_{M,\min}$ transversale Moden der Ordnung m und n existieren, für die

$$\Delta f_{M,\min} > \Delta f_{\text{FSR}} \text{frac}((m+n)f_g) \quad \text{mit} \quad f_g = \frac{\arccos \sqrt{g_1 g_2}}{\pi} \quad (3.25)$$

erfüllt ist. Nur in den beiden Spezialfällen

$$f_g = \begin{cases} 0 & \text{planarer Resonator, } g_1 = g_2 = 1 \\ 1 & \text{konzentrischer Resonator, } g_1 = g_2 = -1 \end{cases} \quad (3.26)$$

ist immer $\text{frac}((m+n)f_g) = 0$. Im Fall $f_g = 1/2$ (konfokaler Resonator, $g_1 = g_2 = 0$) ist $\text{frac}((m+n)f_g) = 0$ oder $1/2$ und die Moden sind somit frequenzentartet [14].

In der Praxis ist es ausreichend, nur den Frequenzabstand kleiner transversaler Modenordnungen zu berücksichtigen, da bereits durch eine nur wenig optimierte Modenanpassung höhere Moden mit großem $m+n$ in ihrer Intensität soweit unterdrückt werden, daß sie sich nicht störend auswirken.

Die Bereiche, in denen ein vorgegebener minimaler Frequenzabstand $\Delta f_{M,\min}$ der höheren transversalen Moden für die im Experiment verwendeten Resonatorspiegel mit einem Krümmungsradius von 850 mm nicht unterschritten wird, sind in Abb. 3.5 für unterschiedliche Spiegelabstände dargestellt. Berücksichtigt werden nur die Spiegelabstände, bei denen eine Abweichung innerhalb der Fertigungstoleranzen nicht zum Unterschreiten des Modenabstandes führt. Als Toleranzwert wurde 2 mm angenommen. Deutlich zu erkennen ist die Abhängigkeit von der maximalen Modenordnung $m+n$ und vom minimalen Frequenzabstand.

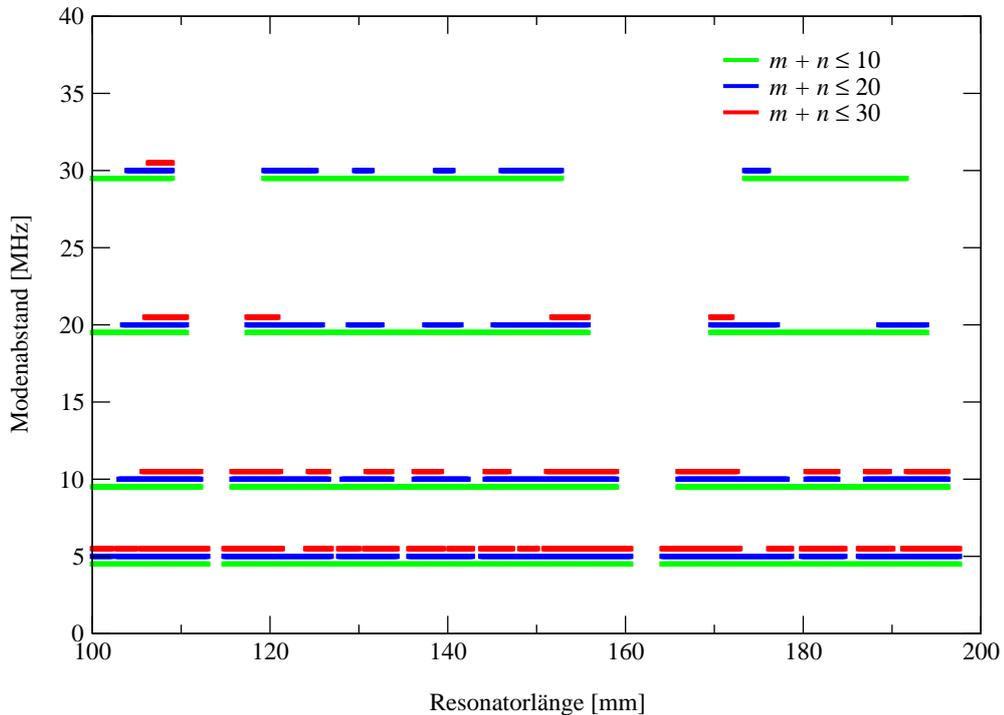


Abb. 3.5: Resonatorlängen für die ein minimaler Frequenzabstand von 5, 10, 20 und 30 MHz für höhere transversale Moden der Ordnung $n+m$ nicht unterschritten wird. Der Krümmungsradius ρ der verwendeten Spiegel beträgt 850 mm.

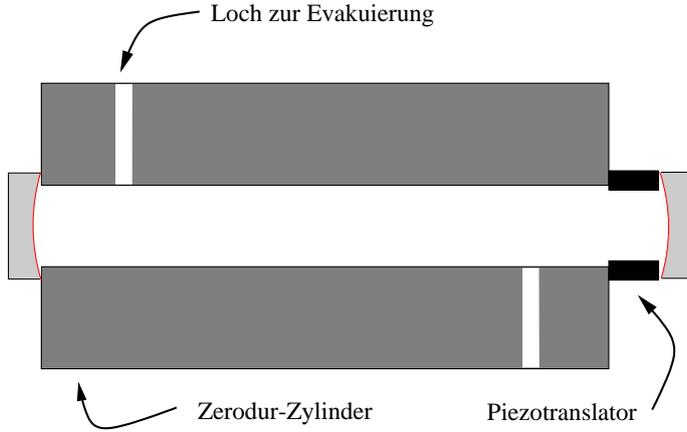


Abb. 3.6: Schematische Darstellung des Resonatoraufbaus zur Absorptionsmessung. Durch einen Piezotranslator lässt sich die Resonatorlänge maximal um $\Delta L = 4,2 \mu\text{m}$ variieren.

Für den im Experiment verwendeten Resonator (Abb. 3.6) wurde eine Baulänge von 150,3 mm gewählt. Der Resonatoraufbau besteht aus einem ZERODUR-Zylinder der Firma SCHOTT mit einer Länge von 138 mm, auf dem ein Piezo-Aktuatorstapel der Firma PI CERAMIC mit einer Länge von 12,01 mm aufgeklebt ist. Der Piezotranslator hat eine Kapazität von 580 nF und eine maximale Ausdehnung von $4,2 \mu\text{m}$ bei 250 V. Die Ansteuerung erfolgt über den HV-Verstärker SQV1/1000 der Firma PIEZOMECHANIK. Die verwendeten Resonatorspiegel haben einen Krümmungsradius von $\rho = 850 \text{ mm}$ und eine Reflektivität von $\mathcal{R} = 99,6 \%$. Daraus berechnet sich eine Finesse von $\mathcal{F} = 780$, ein freier Spektralbereich von $\Delta f_{\text{FSR}} = 1 \text{ GHz}$, sowie eine Linienbreite von $\Delta f_{\text{FWHM}} = 1,2 \text{ MHz}$.

3.2.4 Strahldurchmesser

Für eine gute Strahlanpassung müssen Ort und Durchmesser der Strahltaile für die Resonatorgrundmode bestimmt werden. Mit Hilfe der g -Parameter lassen sich diese beiden Größen leicht darstellen [16]. Bezeichnet l den Abstand vom Ort der Strahltaile entlang der optischen Achse (Abb. 3.7), dann ist der Gaußstrahlradius $w(l)$ durch

$$w(l) = w_0 \sqrt{1 + \frac{|l|}{z_0}} \quad \text{mit} \quad w_0^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{|g_1 + g_2 - 2g_1 g_2|} \quad (3.27)$$

gegeben, wobei die *Rayleighlänge*

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.28)$$

den Abstand vom Ort der Strahltaile angibt, bei dem sich der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert hat. Für viele Anwendungen ist es hilfreich, wenn der Resonator eine große Rayleighlänge hat, da dann die Strahleinkopplung weniger empfindlich auf

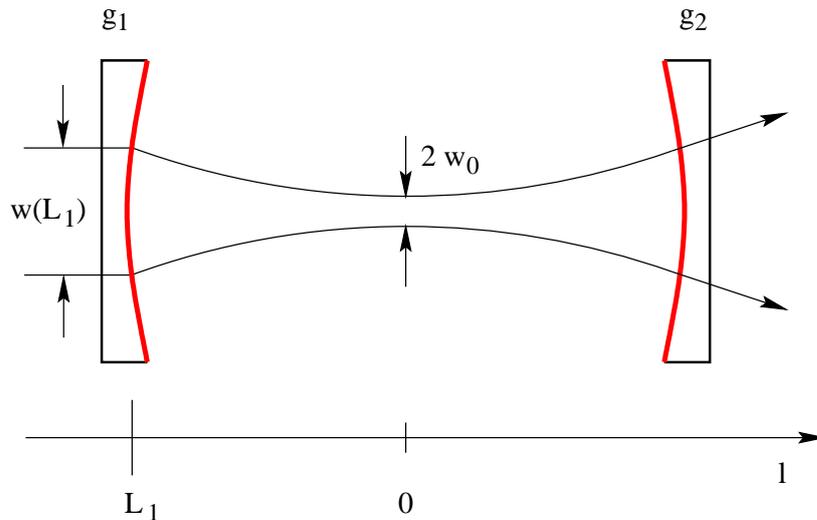


Abb. 3.7: Verlauf eines Gaußstrahls in einem symmetrischen Resonator.

Positionsfehler der Einkoppeloptik reagiert. Mit der Größe

$$L_1 = -L \cdot \frac{(1 - g_1)g_2}{|g_1g_2 - 2g_1g_2|} \quad (3.29)$$

läßt sich bestimmen, ob der Ort der Strahltaile innerhalb oder außerhalb des Resonator zu finden ist, da sie die Lage der Strahltaile relativ zum Spiegel 1 angibt. Für positive L_1 liegt die Strahltaile links vom Spiegel 1, für negative Größen rechts davon. Die transversale Ausdehnung der Grundmode auf den Resonatorspiegeln wird durch

$$w_i^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \sqrt{\frac{g_j}{g_i(1 - g_1g_2)}} \quad \text{mit } i, j = 1, 2 \quad \text{und } i \neq j \quad (3.30)$$

bestimmt.

Der in Abb. 3.6 skizzierte symmetrische Resonator hat bei einem Spiegelabstand von 150,3 mm und einem Krümmungsradius der Spiegel von 850 mm einen Taillendurchmesser von 0,51 mm. Der Strahldurchmesser auf den Resonatorspiegeln beträgt 0,53 mm. Nach einer Rayleighlänge von 240 mm hat sich die Fläche des Strahls verdoppelt.

3.3 Das Lasersystem

3.3.1 Die Laserdiode

Bei einem Halbleiterlaser wird die für den Laserbetrieb notwendige Besetzungsinversion nicht zwischen zwei diskreten Zuständen aufgebaut, sondern zwischen zwei Energieniveaus mit einer kontinuierlichen Verteilung. Wird an einen pn-dotierten Halbleiter

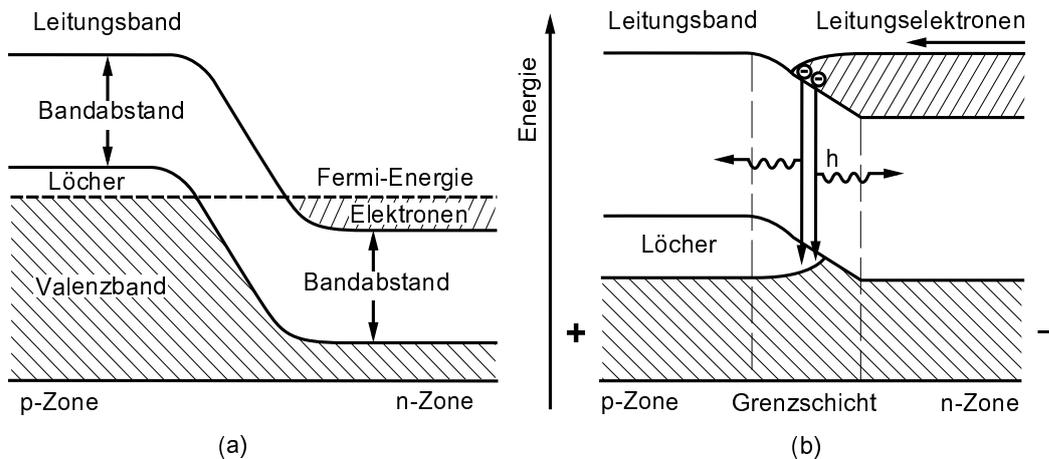


Abb. 3.8: pn-Übergang einer Laserdiode ohne eine äußere Spannung (a) und mit Besetzungsinversion bei (b). Die Besetzungsinversion wird durch eine in Durchlaßrichtung anliegende äußere Spannung erzeugt (nach [17]).

eine Spannung mit ähnlicher Größe wie die Energielücke zwischen Leitungs- und Valenzband in Durchlaßrichtung angelegt, so produziert man einen Fluß von Elektronen von der n-Region bzw. einen Fluß von Löchern von der p-Region in den pn-Übergang (Abb. 3.8). Auf diese Weise wird eine aktive Zone mit einer Besetzungsinversion erzeugt, in der sowohl Elektronen als auch Löcher vorhanden sind. Die Energie $E = h \cdot f$ der bei der Rekombination entstehenden elektromagnetischen Strahlung wird durch die Bandlücke bestimmt, welche sich durch die Wahl der Halbleitermaterialien und der Dotierung in weiten Grenzen variieren läßt.

Der schematische Aufbau eines Diodenlasers ist in Abb. 3.9 dargestellt. Der Laserresonator wird durch die beiden planparallelen Stirnflächen des Halbleitermaterials gebildet und sorgt dafür, daß oberhalb des Schwellstromwertes die Rekombination in der aktiven Zone überwiegend durch stimulierte Emission hervorgerufen wird. In der Regel werden diese Flächen nicht verspiegelt, da aufgrund der hohen Brechzahl der Halbleiter bereits eine Reflexion von ca. 32% am Halbleiter-Luft-Übergang auftritt. Zur Unterdrückung von Laseroszillationen in unerwünschte Richtungen haben die beiden anderen Endflächen des Laserkristalls eine raue Oberfläche. Bedingt durch den asymmetrischen Resonatoraufbau, bei dem die Abmessungen senkrecht zum pn-Übergang deutlich kleiner sind als parallel dazu, entsteht durch Beugung ein elliptisches Strahlprofil, dessen Öffnungswinkel bis zu 30° betragen kann.

Die Wellenlänge einer Laserdiode kann mit den Parametern Strom und Temperatur durchgestimmt werden. Durch eine Temperaturerhöhung wird die Bandlücke vergrößert, was zu einer Verringerung der emittierten Wellenlänge führt. Gleichzeitig ändert sich auch die optische Resonatorlänge L , so daß die Zentrumswellenlänge λ_z des Verstärkungsprofils verschoben wird. Durch eine Erhöhung des Injektionsstroms werden die Besetzungsinversion und die Brechzahl erhöht und dadurch die Laserlei-

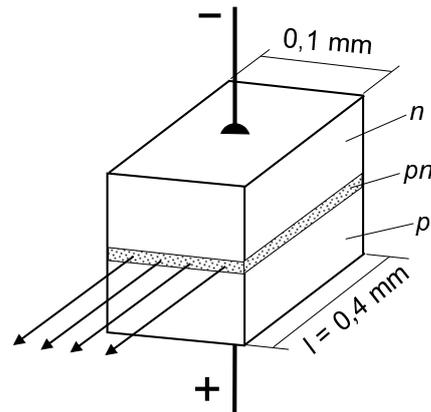


Abb. 3.9: Schematischer Aufbau eines pn-Diodenlasers. Der Laserresonator wird durch die beiden planparallelen, optisch polierten Stirnflächen gebildet.

stung vergrößert. Aus der Brechzahländerung resultiert eine Abnahme der emittierten Wellenlänge. Die optische Resonatorlänge L ändert sich weder durch eine Temperaturänderung ΔT noch durch eine Stromänderung ΔI synchron mit der Wellenlänge λ_M , so daß nach einer kurzen Durchstimmphase die maximale Verstärkung bei einer benachbarten longitudinalen Mode liegt, auf der dann Laseroszillation einsetzt. Nur durch geschickte Modifikationen ist es möglich, den Laser über einen größeren modensprungfreien Durchstimmbereich zu betreiben.

3.3.2 Gitterstabilisierter Diodenlaser

Durch optische Rückkopplung lassen sich die Durchstimmeigenschaften einer Laserdiode erheblich verbessern [18, 19]. Bei einem Aufbau in Littrow-Konfiguration wird ein Reflexionsgitter für die Rück- und Auskopplung verwendet. Das Gitter muß dabei so eingestellt werden, daß die erste Beugungsordnung zurück in die Laserdiode reflektiert wird. Dabei durchläuft sie die für die Kollimation des Laserstrahls notwendige Optik und wird modenangepaßt in den Laserresonator zurückfokussiert. Da die Rückkopplung des Gitters deutlich stärker als die Rückkopplung der Frontfacette ist, wird auf diese Weise ein neuer Resonator bestehend aus Rückfacette und Gitter gebildet. Die Laserschwelle, d. h. der Injektionsstrom bei dem die Laseroszillation beginnt, wird durch die optische Rückkopplung deutlich gesenkt und dient als Justagekriterium. Der freie Spektralbereich dieses neuen, wenige Zentimeter langen Resonators ist deutlich kleiner als derjenige des Laserdiodenresonators mit einer Länge von etwa $500 \mu\text{m}$ und besitzt eine höhere Finesse. Durch die vergleichsweise geringe Linienbreite des neuen Resonators läßt sich die Linienbreite der emittierten Laserstrahlung von nahezu 100 MHz einer freilaufenden Laserdiode auf etwa 1 MHz reduzieren.

Bezogen auf die Gitternormale ist die vom Gitter unter dem Winkel α reflektierte Wellenlänge durch

$$\lambda = \frac{2d \cdot \sin \alpha}{k} \quad (3.31)$$

gegeben, wobei k die Beugungsordnung des Gitters und d die Gitterkonstante angibt. Für das im Experiment verwendete Gitter mit einer Strichzahl von 1800 mm^{-1}

ergibt sich eine Gitterkonstante von $d = 4,17 \cdot 10^{-7}$ mm. Durch Änderung des Gitterwinkels ändert sich die reflektierte Wellenlänge und die emittierte Strahlung läßt sich auf diese Weise durchstimmen. Bei dem im Experiment verwendeten Diodenlasersystem DL 100 der Firma TUIOPTICS ist für diese Zwecke ein Piezotranslator mit einer Kapazität von 400 nF vorhanden, der in einem Spannungsbereich von -30 V bis +200 V angesteuert werden kann. Der Piezotranslator hat eine maximale Längenausdehnung von 5 μ m. Bedingt durch die Änderung des Gitterneigungswinkels erfährt die vom Gitter direkt reflektierte und ausgekoppelte Strahlung einen geringen Strahlversatz von 10^{-4} rad über den Durchstimmbereich des Piezotranslators. Angesteuert wird der Piezotranslator durch den mitgelieferten *Scan Controller* SC 100. Es handelt sich dabei im wesentlichen um einen Frequenzgenerator, mit dessen Hilfe sich Durchstimmrate und Durchstimmbereiche einstellen lassen. Durch die frequenzselektiven Eigenschaften des Gitters lassen sich so über das gesamte Verstärkungsprofil der Laserdiode modensprungfreie Durchstimmbereiche realisieren. Der maximal modensprungfreie Durchstimmbereich wird durch die Ankopplung des externen Resonators an die Laserdiode bestimmt. So läßt sich beim verwendeten Diodenlasersystem ein modensprungfreier Durchstimmbereich von 10 GHz nur dann realisieren, wenn auch die Zentrumswellenlänge λ_z des Verstärkungsprofils synchron zum Gitterneigungswinkel verändert wird. Hierfür muß die *feed forward*-Regelung des Scan Controllers entsprechend angepaßt werden. Bei dieser Regelung wird über den internen Bus der Laseransteuerung der Injektionsstrom gemäß der am Gitter anliegenden Spannung geändert, wodurch die optische Resonatorlänge geändert und eine Verschiebung der Wellenlänge λ_z erzielt wird. Das Modensprungsverhalten eines gitterstabilisierten Diodenlasers wird bestimmt durch die Kopplung zwischen dem externen Resonator und der Laserdiode sowie durch die Zentrumsfrequenz des Verstärkungsprofils λ_z . Eine Beschreibung der komplexen Zusammenhänge zwischen diesen Parametern findet sich in der Literatur [20, 21].

Durch eine antireflexbeschichtete Austrittsfläche der Laserdiode läßt sich der Einfluß des Laserdiodenresonators im optisch rückgekoppelten System deutlich reduzieren. In einem solchen Aufbau liefert die Laserdiode in erster Linie das Verstärkungsmedium für den Laserbetrieb. Der Resonator wird fast vollständig durch das Reflexionsgitter und die nicht entspiegelte Rückfläche der Laserdiode gebildet. Ein deutliches Merkmal einer entspiegelten Laserdiode ist neben der stark reduzierten Ausgangsintensität die Verschiebung der Laserschwelle (Abb. 3.10).

Die experimentellen Anforderungen an das Diodenlasersystem bestehen in der modensprungfreien Durchstimmbarkeit über einen Bereich von 10 GHz bei einer frei wählbaren Zentrumswellenlänge. Diese beiden Bedingungen ließen sich mit der zunächst verwendeten Laserdiode IDL-30S-850D mit einer Zentrumswellenlänge von 851,7 nm und einer maximalen Ausgangsintensität von 22 mW nicht gleichzeitig erfüllen. Erst durch die deutlich besseren optischen Eigenschaften einer von der Firma SACHER LASERTECHNIK antireflexbeschichteten Laserdiode vom Typ SDL-5411-G1 ließ sich der gewünschte modensprungfreie Durchstimmbereich bei der zu untersuchen-

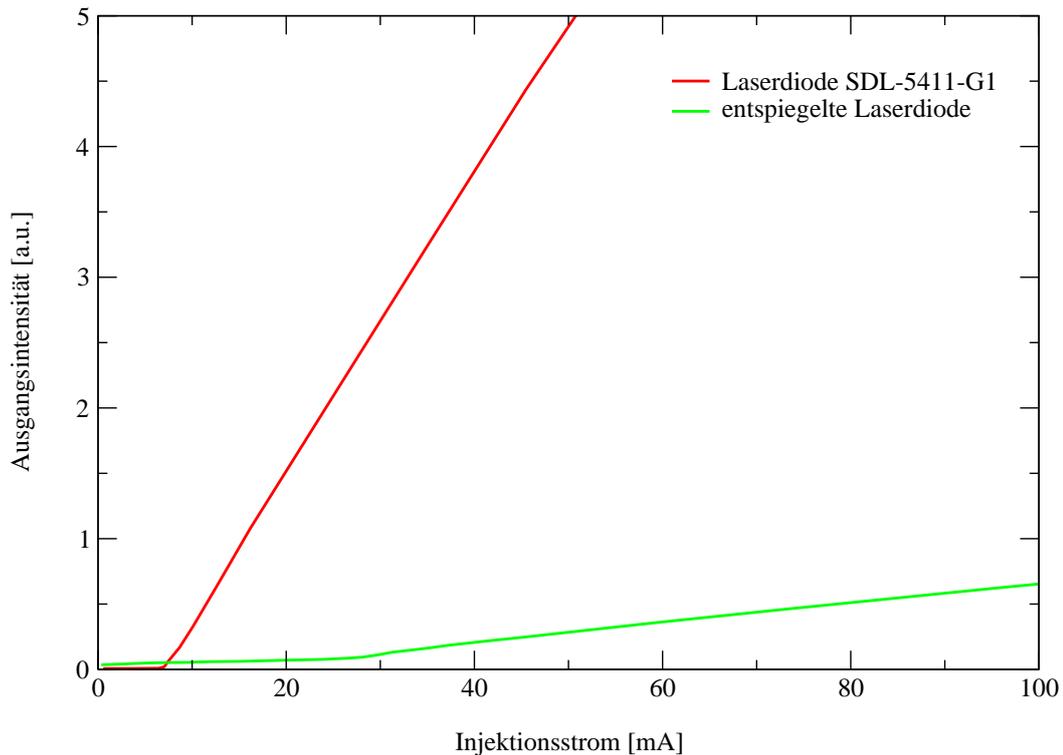


Abb. 3.10: Durch eine Beschichtung der Austrittsfläche wird bei einer entspiegelten Laserdiode die Laserschwelle zu höheren Injektionsströmen verschoben. Darüber hinaus wird die Laserintensität reduziert.

den Absorptionslinie realisieren.

Die Restreflektivität der Laserdiode wird mit $\mathcal{R} \leq 8 \cdot 10^{-5}$ bei 850 nm spezifiziert. Durch die mit der Antireflexbeschichtung verbundene Änderung der optischen Eigenschaften wird die Ausgangsintensität des gitterstabilisierten Lasersystems nicht mehr durch die Laserdiode, sondern durch den externen Resonator bestimmt. Es ist darauf zu achten, daß die Laserdiode nicht oberhalb des vom Hersteller empfohlenen maximalen Injektionsstroms betrieben wird. Außerdem darf die im Resonator umlaufende Intensität die Zerstörschwelle der Laserdiode nicht übersteigen. Zur besseren Kontrolle der umlaufenden Leistung empfiehlt es sich, Laserdioden mit einer internen Photodiode zu verwenden. Eine solche Photodiode detektiert die durch die Rückfläche emittierte Strahlung, die als Anhaltspunkt für die im Resonator umlaufende Leistung verwendet werden kann.

Die Laserdiode wird bei einem Injektionsstrom von 25 mA mit einer Ausgangsintensität von 6,5 mW betrieben. Zur Ansteuerung dient der Stromregler DCC 100 der Firma TUIOPTICS. Das Stromrauschen ist kleiner als $15 \mu\text{A}$ bei 1 MHz Bandbreite. Zur Temperaturstabilisierung ist der Laserkopf auf einem Peltierelement montiert, das über den Temperaturregler DTC 100 angesteuert wird. Als Temperatursensor dient

ein AD590. Der Regler hat eine maximale Ausgangsleistung von 25 W und einen Einstellbereich von 0 bis 50 °C. Die Langzeitdrift ist kleiner als 5 mK.

3.4 Laserstabilisierung

In vielen experimentellen Situationen ist es erforderlich, mit Hilfe einer elektronischen Regelung die Frequenz eines Lasersystems auf einen optischen Resonator zu stabilisieren [22]. Eine sehr verbreitete Methode ist die Pound-Drever-Hall-Stabilisierung, bei der das Strahlungsfeld in seiner Phase moduliert wird. Es soll nun dargestellt werden, wie sich damit ein Regelkreis zur Frequenzstabilisierung aufbauen läßt.

3.4.1 Phasenmodulation

Bei einer Phasenmodulation wird die optische Weglänge, die ein Lichtfeld durchquert, periodisch mit der Modulationsfrequenz Ω geändert. Bei Verwendung eines elektrooptischen Modulators (EOM) erzeugt eine Wechselfspannung Brechzahländerungen in einem elektrooptischen Kristall, die eine periodische Änderung der Lichtlaufzeit zur Folge haben (Abb. 3.11). Zur Beschreibung des resultierenden Lichtfeldes und seiner Frequenzkomponenten durch

$$\begin{aligned}
 E(t) &= E_0 e^{i(\omega t + M \sin(\Omega t))} \\
 &= E_0 e^{i\omega t} e^{iM \sin(\Omega t)} \\
 &= E_0 e^{i\omega t} \left[J_0(M) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(M) \cos(2k\Omega t) \right. \\
 &\quad \left. + 2i \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(M) \sin((2k-1)\Omega t) \right]
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

werden für beliebige Modulationsindizes M die Besselfunktionen [23] benötigt. In den meisten praktischen Fällen ist es ausreichend sich auf eine Betrachtung kleiner Modulationsindizes $M \ll 1$ zu beschränken, für die sich die zweite Exponentialfunktion in Gl. 3.32 gut durch eine Reihenentwicklung nach M beschreiben läßt:

$$e^{iM \sin(\Omega t)} = 1 + iM \sin(\Omega t) - \frac{1}{2} M^2 \sin^2(\Omega t) + \mathcal{O}(M^3). \tag{3.34}$$

Terme höherer Ordnung in M können ebenso vernachlässigt werden wie Terme, die höhere Harmonische der Modulationsfrequenz Ω enthalten. In dieser Näherung ergibt sich nach trigonometrischen Umformungen für ein phasenmoduliertes Lichtfeld folgende Näherung:

$$E(t) = E_0 \left(1 - \frac{M^2}{4} \right) e^{i\omega t} + E_0 \frac{M}{2} (e^{i(\omega+\Omega)t} - e^{i(\omega-\Omega)t}). \tag{3.35}$$

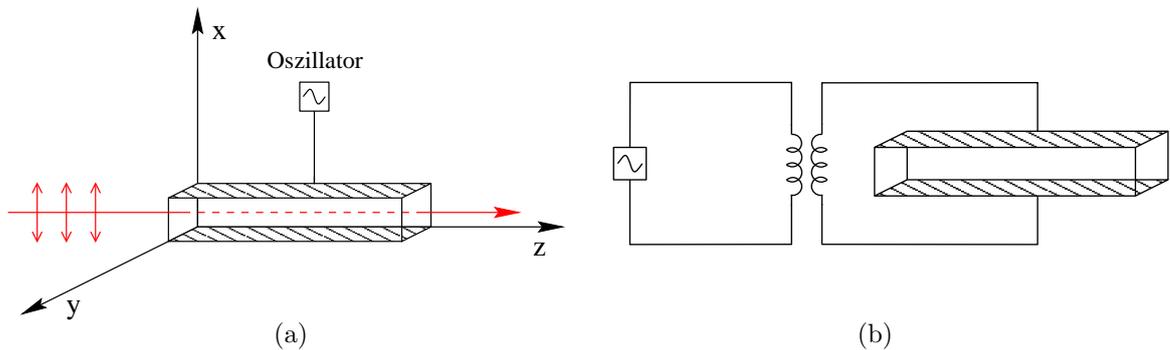


Abb. 3.11: (a) In einem elektrooptischen Phasenmodulator wird die optische Weggänge entlang der Ausbreitungsrichtung durch eine anliegende Spannung geändert. (b) Zur Erzeugung hoher Spannungsamplituden läßt sich eine periodische Spannung über einen Transformator in einen Schwingkreis einspeisen, dessen Kapazität durch den EOM selbst gebildet wird.

Zusätzlich zur ursprünglichen Laserfrequenz, die man in diesem Zusammenhang als *Trägerfrequenz* bezeichnet, sind zwei neue Frequenzkomponenten mit entgegengesetzten Vorzeichen im Abstand der Modulationsfrequenz Ω entstanden. Die Frequenzkomponente bei $\omega - \Omega$ wird als unteres, die bei $\omega + \Omega$ als oberes *Seitenband* bezeichnet.

Der im Experiment verwendete elektrooptische Modulator LM 0202 PHAS der Firma GSÄNGER wird mit einer Modulationsfrequenz von 10 MHz betrieben. Der Laser-Modulator hat eine Kapazität von 82 pF und eine $\lambda/2$ -Spannung von 160 V bei 488 nm. Der EOM ist in einen elektrischen Schwingkreis eingebaut, dessen Kapazität er bildet. Die Modulationsfrequenz wird induktiv eingekoppelt (Abb. 3.11). Als Leistungsverstärker wird der RFA-108 der Firma ISOMET CORPORATION mit einer Bandbreite von 10 MHz bis 150 MHz und einer Verstärkung von 10 dB verwendet.

3.4.2 Das Pound-Drever-Hall-Verfahren

Beim Pound-Drever-Hall-Verfahren [24] zur Frequenzstabilisierung eines Lasersystems auf einen Resonator wird das vom Resonator reflektierte, phasenmodulierte Lichtfeld mit einer Photodiode detektiert. Das in einem Mischer demodulierte Photodiodensignal wird als Fehlersignal für eine nachfolgende Regelung verwendet. Die Modulationsfrequenz Ω ist so zu wählen, daß sie kleiner als der freie Spektralbereich und größer als die Linienbreite des Resonators ist. Ein verwertbares Fehlersignal entsteht dann, wenn sich die Amplitude *eines* Seitenbandes ändert oder *eine* der Frequenzkomponenten phasenverschoben wird.

Für die mathematische Beschreibung des Fehlersignals werden die drei Frequenzkomponenten des eingestrahnten elektromagnetischen Lichtfeldes aus Gl. 3.35 und de-

ren Reflexion am Resonator betrachtet. Die von einer Photodiode detektierte Intensität

$$\begin{aligned}
I^r &= I_0 \cdot \left| T^r(\omega) + \frac{M}{2} T^r(\omega + \Omega) e^{i\Omega t} - \frac{M}{2} T^r(\omega - \Omega) e^{-i\Omega t} \right|^2 \\
&= I_0 \cdot \left[|T^r(\omega)|^2 + \frac{M^2}{4} |T^r(\omega + \Omega)|^2 + \frac{M^2}{4} |T^r(\omega - \Omega)|^2 \right. \\
&\quad + M \underbrace{\operatorname{Re} [T^r(\omega) T^{r*}(\omega + \Omega) - T^{r*}(\omega) T^r(\omega - \Omega)]}_{=:A(\omega, \Omega)} \cos(\Omega t) \\
&\quad - M \underbrace{\operatorname{Im} [T^r(\omega) T^{r*}(\omega + \Omega) - T^{r*}(\omega) T^r(\omega - \Omega)]}_{=:D(\omega, \Omega)} \sin(\Omega t) \\
&\quad - \frac{M^2}{2} \operatorname{Re} [T^{r*}(\omega - \Omega) T^r(\omega + \Omega)] \cos(2\Omega t) \\
&\quad \left. + \frac{M^2}{2} \operatorname{Im} [T^{r*}(\omega - \Omega) T^r(\omega + \Omega)] \sin(2\Omega t) \right] \quad (3.36)
\end{aligned}$$

muß zur Gewinnung des Fehlersignals mit einem Lokaloszillator der Frequenz Ω demoduliert werden. Die Funktionsweise des Lokaloszillators läßt sich mathematisch durch

$$\underbrace{\cos((\Omega + \Delta\Omega)t)}_{\text{Signal}} \cdot \underbrace{\cos(\Omega t + \varphi)}_{\text{Mischer}} = \frac{1}{2} [\cos(\Delta\Omega t - \varphi) + \cos((2\Omega + \Delta\Omega)t + \varphi)] \quad (3.37)$$

beschreiben, wobei mit φ eine einstellbare Phase zwischen den beiden Signalen und mit $\Delta\Omega$ eine Störung bezeichnet wird. Je nach gewählter Phase setzt sich das resultierende Signal

$$s = \frac{I_0 M}{2} (A(\omega, \Omega) \sin(\varphi) - D(\omega, \Omega) \cos(\varphi)) \quad (3.38)$$

aus Dispersionssignal $D(\omega, \Omega)$ bzw. Absorptionssignal $A(\omega, \Omega)$ zusammen. Die Dispersions- und Absorptionsstrukturen für Träger und Seitenbänder in Abb. 3.12 lassen sich für Seitenbandabstände die groß gegenüber der Resonatorlinienbreite sind klar voneinander trennen. Aus dem Dispersionsprofil $D(\omega, \Omega)$ läßt sich die Linienbreite des Resonators aus dem Abstand von Maximum zu Minimum ablesen, aus dem Absorptionsprofil $A(\omega, \Omega)$ der Seitenbandabstand. Für ein Regelsignal eignet sich bei einem großen Verhältnis von Seitenbandabstand zur Linienbreite von z. B. $\vartheta = 10$ besonders das Dispersionssignal, da es von den beiden Signalen in der Nähe der Resonanz die größere Steigung hat und somit ein größeres Fehlersignal erzeugt. Liegt der Seitenbandabstand im Bereich der Resonatorlinienbreite ($\vartheta = 1$), so liefert das Absorptionsprofil das steilere Diskriminatorsignal. Da die Auswahl zwischen dem Absorptions- und Dispersionssignal über die Phaseeinstellung φ beim elektrischen Demodulationsprozeß getroffen wird, kann je nach Bedarf das eine wie auch das andere Signal verwendet werden.

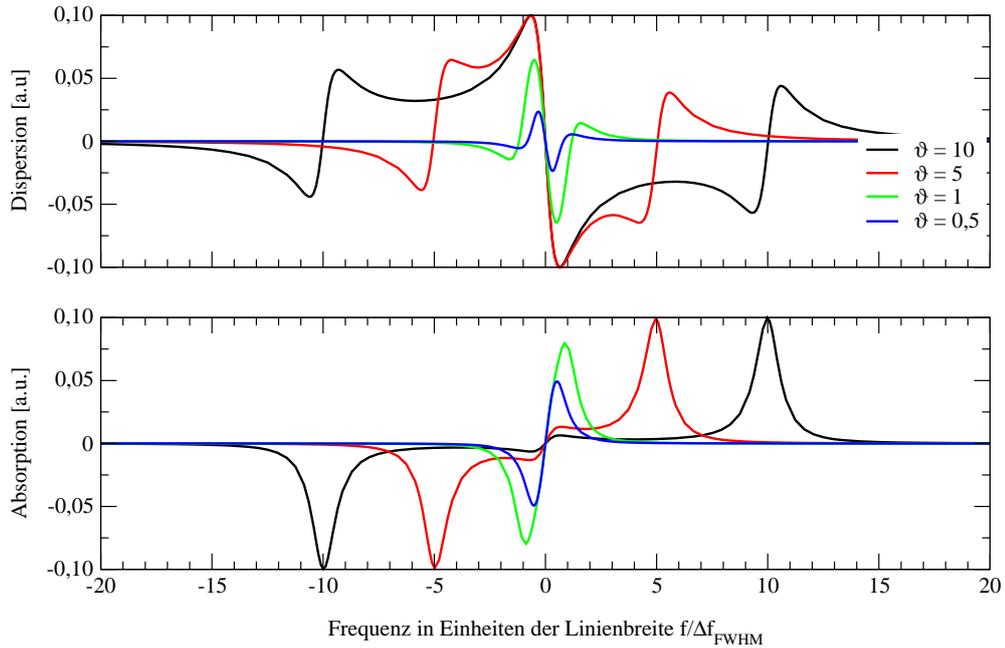


Abb. 3.12: Berechnete Dispersions- und Absorptionssignale der Pound-Drever-Hall-Regelung für unterschiedliche Modulationsfrequenzen. Durch ϑ wird das Verhältnis der Modulationsfrequenz Ω zur Linienbreite Δf_{FWHM} angegeben.

Die experimentelle Realisierung der Pound-Drever-Hall-Regelung ist in Abb. 3.13 schematisch dargestellt. Der verwendete Mischer, in dem neben einem Phasenschieber auch der Osziillator mit einer Frequenz von 10 MHz integriert ist, wurde im Labor LÄNGENEINHEIT der PTB konstruiert und gebaut. Die Eingangs- und Ausgangsimpedanzen betragen 50Ω und sind somit auf die verwendeten BNC-Leitungen abgestimmt.

Für die Regelung der Laserfrequenz werden die beiden Stellgrößen *Gitterwinkel* und *Diodenstrom* verwendet. Der Injektionsstrom wird für die Regelung schneller Frequenzkomponenten im Bereich von 1 kHz bis 100 kHz genutzt. Hierfür wird das Ausgangssignal des Mixers mit dem Vorverstärker SR560 von STANFORD RESEARCH SYSTEMS verstärkt und die Grenzfrequenzen für den Tief- bzw. Bandpaß werden eingestellt. Die Grenzfrequenzen müssen je nach verwendeter Laserdiode entsprechend der experimentellen Situation geändert werden. Die Ausgangsspannung wird genutzt, um mit Hilfe einer Feld-Effekt-Transistor-Schaltung (FET-Schaltung) den Diodenstrom proportional zur anliegenden Spannung zu modulieren. Diese „Stromklau-Schaltung“ [25] wirkt wie ein modulierbarer Widerstand, über den, je nach anliegender Spannung, Strom von der Laserdiode abgezweigt wird. Eine Diodenschutzschaltung sorgt dafür, daß es zu keiner Zerstörung der Laserdiode durch Spannungsspitzen kommen kann. Durch die Schutzschaltung wird die maximal anliegende Spannungsamplitude

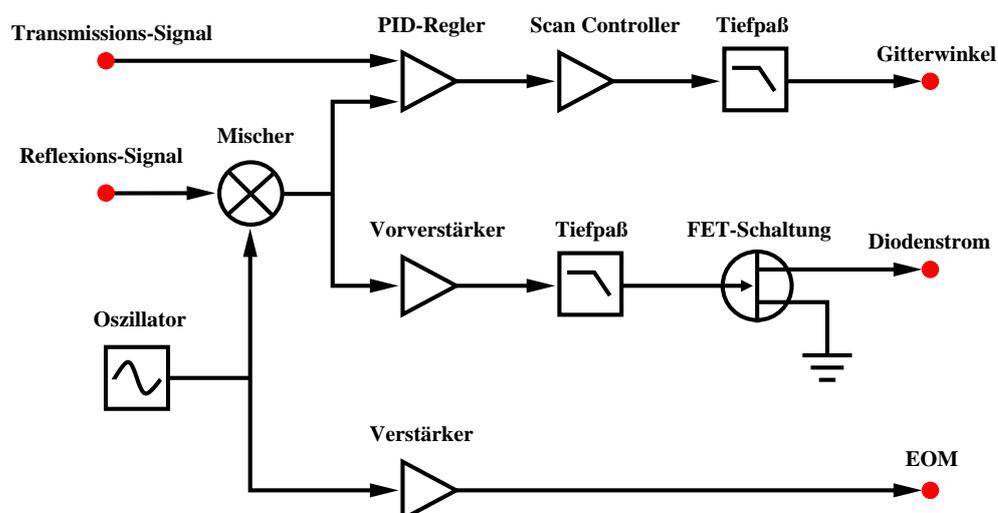


Abb. 3.13: Schematische Übersicht der Regelkomponenten zur Laserstabilisierung

auf 1,4 V begrenzt. Für eine optimale Ansteuerung der FET-Schaltung ist die Phasenlage am Mischer so einzustellen, daß für einen durchgestimmten Resonator die Breite der Transmission maximal wird (Abb. 3.14).

Die Ansteuerung des Gitterwinkels erfolgt mit Hilfe des PID-Reglers PID 100 in Verbindung mit dem Scan Controller SC 100 der Firma TUIOPTICS. Das Regelsignal wird über den internen Bus vom Regler an den Scan Controller weiter gegeben, der dann die eigentliche Ansteuerung des Piezotranslators übernimmt. Durch einen Tiefpaß werden Regelschwingungen aufgrund von Eigenresonanzen des Piezotranslators verhindert. Die Regelparameter und Zeitkonstanten der Proportional-, Integral- und Differentialregelung lassen sich voneinander getrennt festlegen. Darüber hinaus sind das Vorzeichen der Regelung und der Regelpunkt frei einstellbar. Der Regler verfügt über eine automatische *Relock*-Funktion, die versucht, innerhalb eines einstellbaren Aussteuerbereiches automatisch einen Regelpunkt zu finden. Der Bereich ist so zu wählen, daß ein kompletter freier Spektralbereich des Resonator überstrichen wird. Ist die Grenze des Aussteuerbereiches erreicht, wird der Integrationskondensator kurzgeschlossen und der Regler beginnt in der Mitte des Aussteuerbereiches erneut einen Regelpunkt mit maximalem Regelhub für positive und negative Regelsignale zu suchen. Das von einer Photodiode detektierte Transmissionssignal des Resonators gestattet der Logik des Reglers, die Grundmode mit der größten transmittierten Intensität von höheren transversalen Moden des Resonators zu unterscheiden. Dazu wird am Regler ein minimaler Spannungswert als Schwelle für das Transmissionssignal eingestellt, der bei der automatischen Wahl des Regelpunktes überschritten werden muß. Der Spannungswert ist so zu wählen, daß nur für eine Stabilisierung auf die Grundmode die Schwelle für das Transmissionssignal überschritten wird.

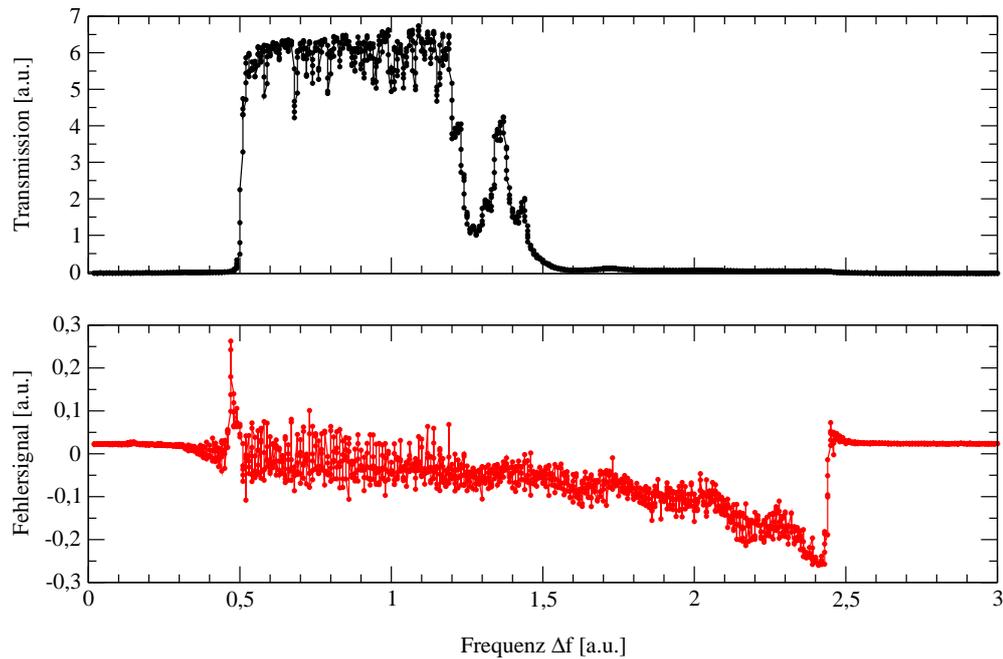


Abb. 3.14: Die Phasenlage des Pound-Drever-Hall-Fehlersignals ist genau dann optimal eingestellt, wenn bei durchgestimmtem Resonator die Breite der Transmission maximal ist.

3.5 Versuchsaufbau

Der gesamte Aufbau für die Absorptionsmessungen ist in Abb. 3.15 dargestellt. Einige der verwendeten Komponenten werden im folgenden ausführlicher beschrieben.

3.5.1 Wellenlängenbestimmung

Die Wellenlänge der emittierten Laserstrahlung wird mit Hilfe des WAVELUX II der Firma METROLUX bestimmt. Zu diesem Zweck wird nach dem Diodenlaser-Isolator DLI 1 der Firma GSÄNGER über einen Polarisationsstrahlteiler ein geringer Teil der Laserstrahlung ausgekoppelt. Ohne einen Diodenlaser-Isolator läßt sich bei dem verwendeten *Wavemeter* kein stabiler Laserbetrieb gewährleisten.

Der Diodenlaser-Isolator nutzt den Faraday-Effekt eines optischen Mediums aus, bei dem die Polarisationssebene durch den Einfluß eines parallel zur Ausbreitungsrichtung anliegenden magnetischen Feldes gedreht wird. Das auf diese Weise optisch aktive Medium befindet sich zwischen zwei Polarisationsstrahlteilern, die um 45° gegeneinander gedreht sind. Dieser Winkel entspricht der Drehung der Polarisationssebene im optischen Medium. Da die Rotationsrichtung durch das magnetische Feld festgelegt ist, kann der Isolator nur in einer Richtung durchlaufen werden und wirkt so als optische Diode. Die Polarisationssebene für zurück reflektierte Laserstrahlung wird im

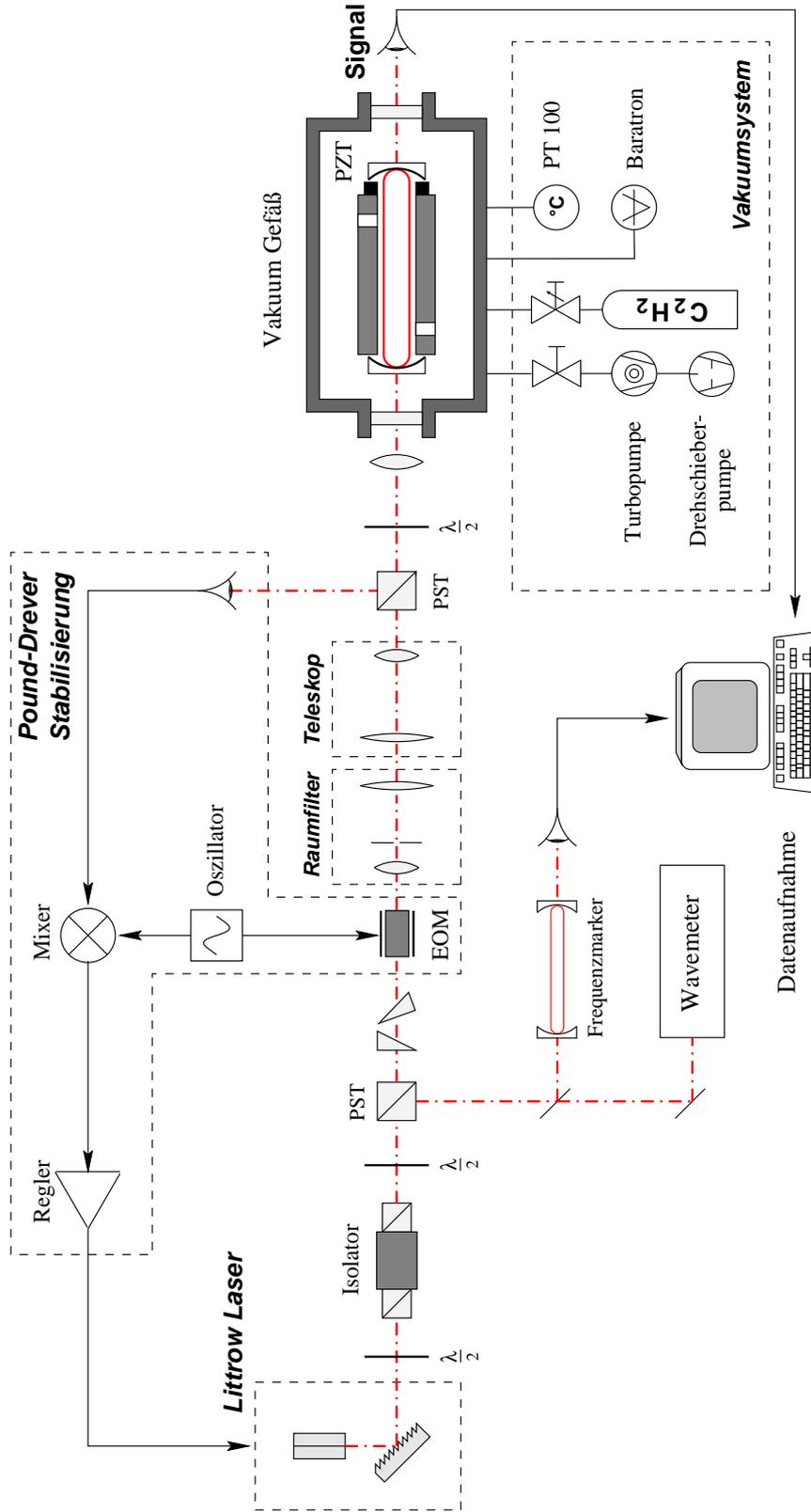


Abb. 3.15: Experimenteller Aufbau zur Messung des Absorptionsprofils.

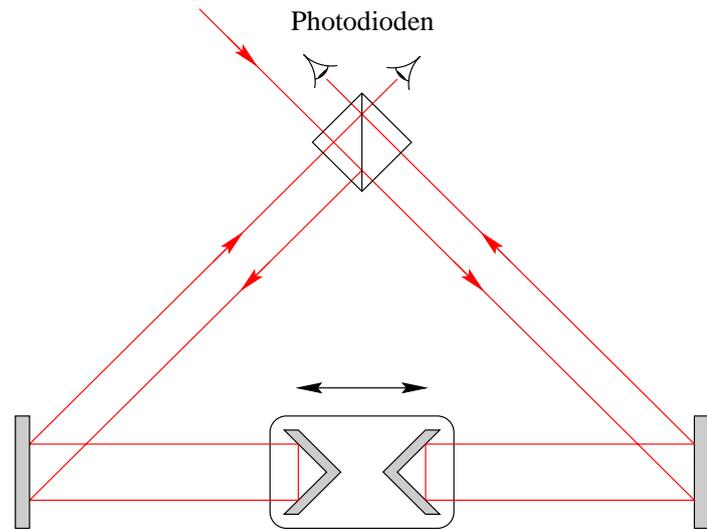


Abb. 3.16: Schematische Darstellung des Wellenlängenmeßgerätes. Durch eine interferometrische Längenmessung werden die durch eine Änderung der Spiegelpositionen entstehenden Interferenzstreifen für die zu bestimmende Wellenlänge ausgezählt und mit einem Referenzlaser bekannter Wellenlänge verglichen.

Diodenlaser-Isolator gerade so gedreht, daß sie am zweiten Polarisationsstrahlteiler abgeblockt wird. Da Diodenlasersysteme auf optische Rückkopplung extrem empfindlich reagieren, ist sogar eine zweistufige optische Diode erforderlich, durch die sich eine Isolation von 60 dB erreichen läßt. Die beiden Isolatorstufen sind so aufgebaut, daß der Laserstrahl die optische Diode ohne Polarisationsdrehung und Strahlversatz wieder verläßt. In einer solchen Konfiguration dient der Polarisator am Ausgang der ersten Stufe zugleich als Eingangspolarisator der zweiten Stufe. Zur optimalen Anpassung an die verwendete Laserwellenlänge kann der Winkel des mittleren Polarisators justiert werden. Zu diesem Zweck wird der Diodenlaser-Isolator in *Sperrichtung* betrieben und auf das Minimum der transmittierten Intensität justiert.

Zur Bestimmung der Wellenlänge werden die Positionen der Endspiegel eines Michelson-Interferometers (Abb. 3.16) periodisch verfahren und die Anzahl N_x der dabei entstehenden Interferenzstreifen wird ermittelt. Simultan werden die $N_{\text{He-Ne}}$ Interferenzstreifen gezählt, die ein He-Ne-Laser mit der bekannten Wellenlänge von 633 nm erzeugt. Aus dem Anzahlverhältnis der von den beiden Lasern erzeugten Interferenzstreifen läßt sich nach

$$\lambda_x = \lambda_{\text{He-Ne}} \cdot \frac{N_{\text{He-Ne}}}{N_x} \quad (3.39)$$

die gesuchte Wellenlänge errechnen. Es ist zu beachten, daß durch diese Messung, die bei Atmosphärendruck erfolgt, die Wellenlänge der Laserstrahlung in der Umgebungsluft bestimmt wird. Um daraus die Vakuumwellenlänge zu berechnen, muß die Voreinstellung des Gerätes geändert und statt der Brechzahl der Luft die des Vakuums eingegeben werden. Darüber hinaus ist die Dispersion der Luft in einem Korrekturfaktor zu berücksichtigen. Die Meßunsicherheit wird mit $0,015 \text{ cm}^{-1}$ bzw. 500 MHz bei einer Wellenlänge von 633 nm abgeschätzt.

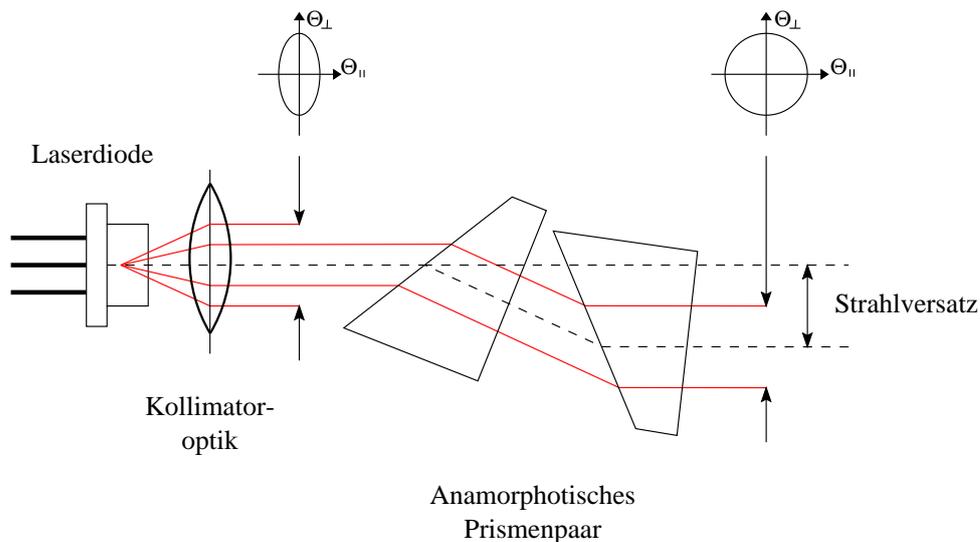


Abb. 3.17: Strahlanpassung mit einem anamorphotischen Prismenpaar

3.5.2 Anamorphotische Strahlanpassung

Bedingt durch die Resonatorgeometrie einer Laserdiode hat die Grundmode eines Diodenlasersystems ein elliptisches Strahlprofil. Zur Beschreibung der Strahlcharakteristik läßt sich der Strahl in zwei Gaußstrahlen zerlegen, deren Strahleigenschaften durch die große und kleine Halbachse Θ_{\perp} bzw. Θ_{\parallel} der Ellipse charakterisiert werden [26]. Für die optimale Einkopplung in den Resonator ist ein kreissymmetrischer Laserstrahl mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung erforderlich. Dies könnte mit Hilfe zweier Zylinderlinsen erreicht werden. Ist jedoch das Verhältnis zwischen den beiden Halbachsen bekannt, so kann auch alternativ zu Zylinderlinsen mit Hilfe eines *anamorphotischen Prismenpaars* ein kreissymmetrischer Laserstrahl erzeugt werden. Bei der Verwendung des Prismenpaars wird durch eine geometrische Scherung der Strahldurchmesser parallel zur Ausbreitungsebene reduziert (Abb. 3.17), der Strahldurchmesser senkrecht zur Ausbreitungsebene bleibt unverändert. Der Reduktionsfaktor wird durch die verwendeten Prismen festgelegt und muß mit dem Verhältnis der Halbachsen übereinstimmen. Die Prismen werden im Brewsterwinkel zum linear polarisierten Laserstrahl justiert. Für die gängigsten Achsenverhältnisse sind Prismenpaare kommerziell erhältlich. Dieses Verfahren ist im hier beschriebenen Meßaufbau verwendet worden.

3.5.3 Das Vakuumsystem

Das Vakuumsystem ist in Abb. 3.18 dargestellt. Es besteht aus einem zylindrischen Kessel mit 26 cm Durchmesser und 25 cm Höhe. Der Boden der Vakkumkammer besteht aus einer Lochrasterplatte zur Montage der optischen Komponenten. Alle

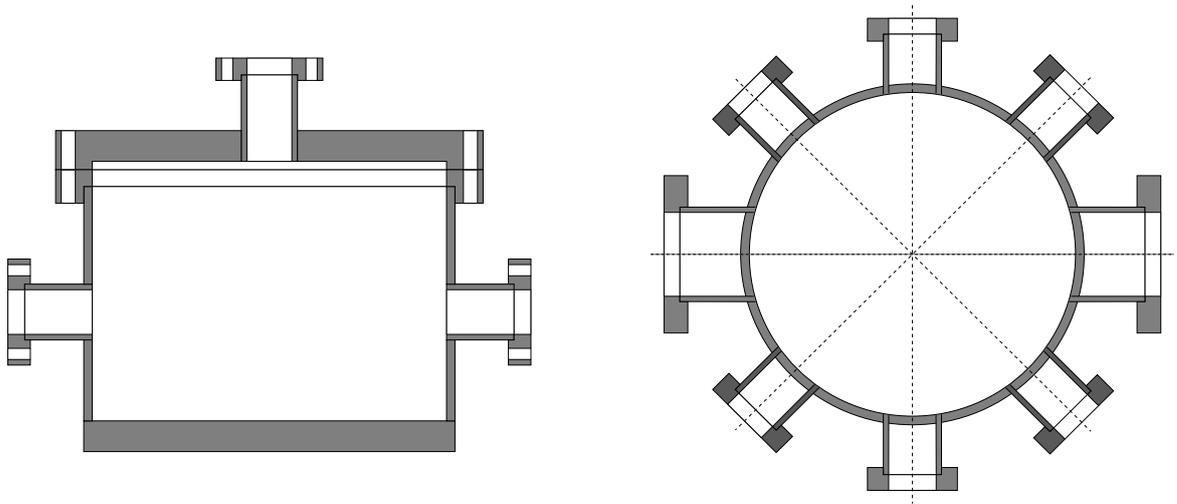


Abb. 3.18: Schematische Darstellung der Vakuumkammer. Je vier Flansche sind in Höhen von 100 mm und 132 mm über der Bodenplatte angebracht. Die beiden Flanschsysteme sind um 45° gegeneinander gedreht.

Flansche sind in CONFLAT-Norm hergestellt und metallgedichtet. In einer Höhe von 13,2 mm über dem Boden befinden sich die Ein- und Austrittsfenster für den Laserstrahl. Die Fenster bestehen aus einem beidseitig entspiegeltem BK7-Keilsubstrat (Keilwinkel = $0,5^\circ$) mit einem Durchmesser von $\frac{3}{8}$ " und sind mit Hilfe von HELICOFLEX-Dichtungen der Firma DEUTSCHE CARBONE AG montiert worden. Als Vakuumpumpensystem dient eine Turbomolekularpumpe TURBOVAC 150 CSV der Firma LEYBOLD mit einer vorgeschalteten Drehschieberpumpe vom Typ 2 DSE des VEB MLW LABORTECHNIK ILMENAU. Zur Druckmessung wird ein MKS-Baratron mit einem 1000-Torr-Meßkopf vom Typ 690A13TRA verwendet. Die Temperaturmessung erfolgt über einen Pt100-Meßwiderstand, der durch ein Multimeter vom Typ 34401 A der Firma HEWLETT PACKARD ausgelesen wird. Für den Gaseinlaß wird ein Gasdosierventil verwendet, an das die Gasflasche angeschlossen wird.

3.5.4 Meßwertaufnahme

Die vom Resonator reflektierten und transmittierten Intensitäten werden jeweils mit Hilfe einer Silicium-Photodiode detektiert, deren Photostrom intern in ein Spannungssignal umgewandelt wird. Dargestellt werden die Spannungswerte mit einem 4-Kanal-Speicheroszilloskop vom Typ TDS 510 A der Firma TEKTRONIX. Die hohe Abtastrate des Oszilloskops von $5 \cdot 10^8$ Abtastungen pro Sekunde wird im verwendeten *High Resolution Mode* dazu genutzt, als Meßwert den Mittelwert aus vielen Abtastungen eines kurzen Zeitintervalls zu ermitteln. Die Anzahl der Mittelungen pro Meßwert wird

durch

$$\text{Anzahl der Mittelungen} = \frac{\text{Abtastrate des Oszilloskops}}{\text{Punkte pro Spektrum} \cdot \text{Meßfrequenz}}$$

festgelegt. Zur Ansteuerung des Oszilloskops wird ein Rechner mit einer IEEE-Karte verwendet. Mit einem LABVIEW-Programm lassen sich die Meßwertaufnahme starten und die Meßwerte auslesen. Für die Meßwertaufnahme werden mit Hilfe eines Tiefpasses schnelle Frequenzkomponenten aus den Photodiodensignalen herausgefiltert. Die Grenzfrequenz von 75 Hz liegt zwei Größenordnungen über der Durchstimmfrequenz des Systems. Als weitere Meßsignale werden das von einer Photodiode detektierte Transmissionssignal eines Frequenzmarkers und die zur Durchstimmung des System verwendete Spannung aufgenommen.

4 Durchführung der Messungen

4.1 Die untersuchte Absorptionslinie

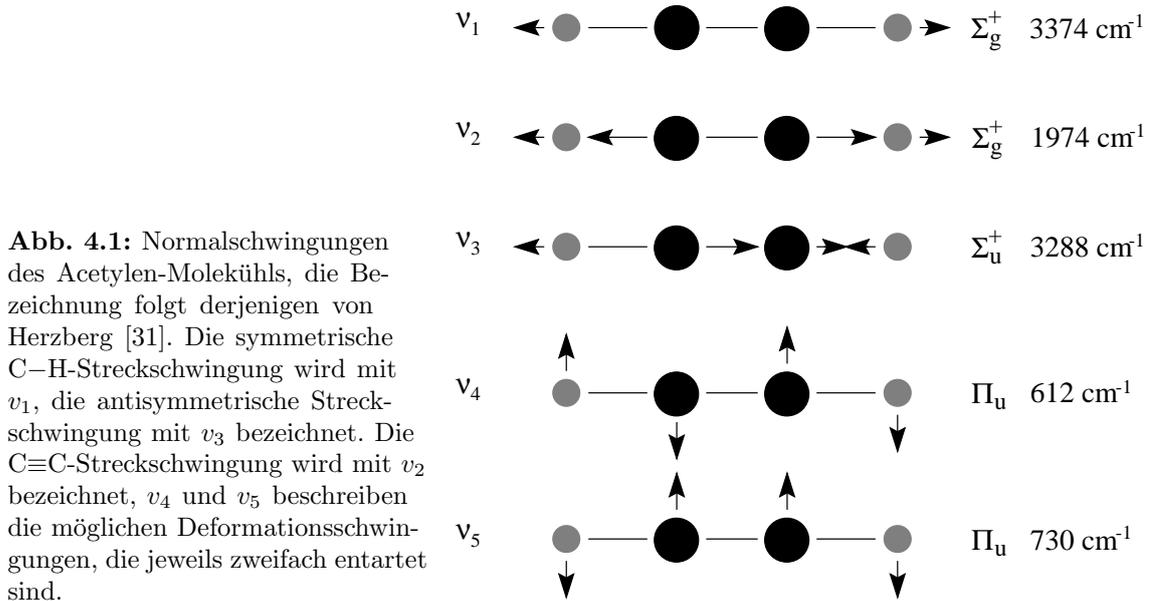
Für die Bestimmung des Partialdruckes aus dem gemessenen Absorptionsprofil ist es vorteilhaft, eine isolierte Spektrallinie zu untersuchen. Bei der Auswertung läßt sich dann nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate in einer Marquardt-Levenberg-Fitprozedur [27] ein Linienprofil anfitzen. Aufwendige Rechenverfahren, bei denen überlappende Profildfunktionen angepaßt werden müssen [28], können so vermieden werden. Mit dem verwendeten Lasersystem wurde die Absorptionslinie R(7) der Kombinationsschwingung ($2\nu_1+\nu_2+\nu_3$) des Acetylens (C_2H_2) bei einer Wellenlänge von 847,46517 nm ($11\,799,895\text{ cm}^{-1}$) untersucht. Charakteristisch für eine solche Kombinationsschwingung ist die geringe Übergangswahrscheinlichkeit, die durch die Anharmonizität des Potentials bestimmt wird. Mit Hilfe der Moleküldatenbasis HITRAN 96 [29] wurde überprüft, daß im Durchstimmbereich der untersuchten Linie keine weiteren Absorptionslinien fremder Gase zu erwarten sind.

Das Acetylen-Molekül gilt als Paradebeispiel eines nichtpolaren, linearen, mehratomigen Moleküls. Die sieben Schwingungsfreiheitsgrade für eine vieratomiges, lineares Molekül führen hier durch die jeweils zweifache Entartung der Deformationsschwingungen ν_4 und ν_5 auf fünf Normalschwingungen (Tab. 4.1 und Abb. 4.1). Die Bindungslänge bleibt bei den Deformationsschwingungen im Gegensatz zu den Streckerschwingungen ν_1 , ν_2 und ν_3 annähernd konstant, dafür tritt eine Änderung des Bindungswinkels auf.

Verwendet wurde in Aceton gelöstes Acetylen, das als „Schweißgas“ bei der Firma LINDE erhältlich ist. Die Reinheit des Gases bezogen auf die Acetylenfüllung wird

Bezeichnung	$\bar{\nu}$ [cm^{-1}]	λ [nm]
R(1)	11 787,426	848,36164
R(5)	11 795,938	847,74945
R(6)	11 797,936	847,60589
R(7)	11 799,895	847,46517
R(8)	11 801,806	847,32794

Tab. 4.1: Linienpositionen der Kombinationsschwingung ($2\nu_1+\nu_2+\nu_3$) des Acetylens (C_2H_2) [30].



mit 99,5 % angegeben. In welchem Maße sich Aceton und sonstige Fremdstoffe im entnommenen Gas befinden, ist nicht bekannt und kann je nach verwendeter Gasflasche variieren. Die Reinheit des verwendeten Gases kann auf 98 % abgeschätzt werden [30].

4.2 Laserstrahlparameter

Für eine kontrollierte Strahlführung ist eine genaue Kenntnis der Ausbreitungsparameter der Laserstrahlung notwendig. Neben der Ausgangsintensität sind daher das Intensitätsprofil in Abhängigkeit vom Strahlort und die Frequenzverteilung der Laserstrahlung zu bestimmen. Ob vom Lasersystem ausschließlich Strahlung einer Frequenzkomponente emittiert wird, läßt sich mit Hilfe eines konfokalen Fabry-Perot-Resonators (Abb. 4.2) überprüfen, dessen Länge durch einen Piezotranslator geändert wird. Dazu wurde ein Fabry-Perot-Resonator mit einer Länge von 50 mm benutzt; die verwendeten Spiegel haben eine Reflektivität von 99,85 %. Damit ergibt sich ein freier Spektralbereich von 1,5 GHz und eine Linienbreite von 20 MHz. Das verwendete Lasersystem wird standardmäßig so betrieben, daß nur Strahlung der Grundmode mit einer Frequenzkomponente emittiert wird.

Zur Bestimmung des Intensitätsprofils wird ein SUPER BEAMALYZER der Firma MELLES GRIOT verwendet. Mit ihm werden die beiden Halbachsen des elliptischen Strahlprofils in unterschiedlichen Abständen zum Laserkopf bestimmt. Aus den ermittelten Daten werden durch Kurvenanpassung mit einer Gaußfunktion Ort und Durchmesser der beiden Strahltaillen bestimmt (Abb. 4.3).

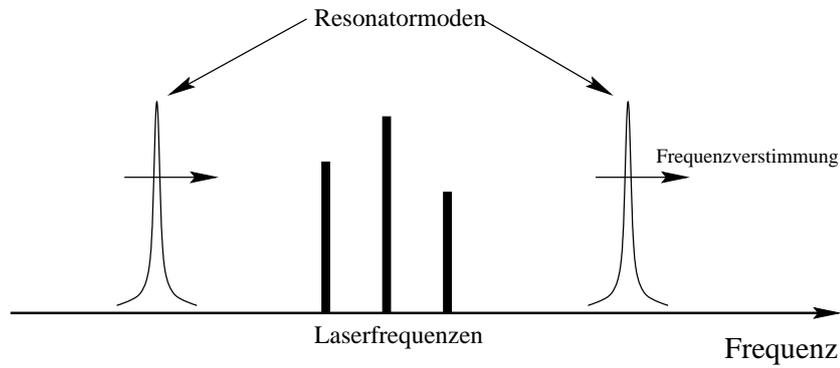


Abb. 4.2: Damit zwei benachbarte Wellenlängen noch als getrennte Transmissionspeaks erscheinen, muß die Linienbreite des verwendeten Resonators möglichst gering sein. Gleichzeitig sollte der freie Spektralbereich groß sein, da nur solche Frequenzen gemessen werden können, deren Frequenzdifferenz innerhalb des freien Spektralbereichs liegt.

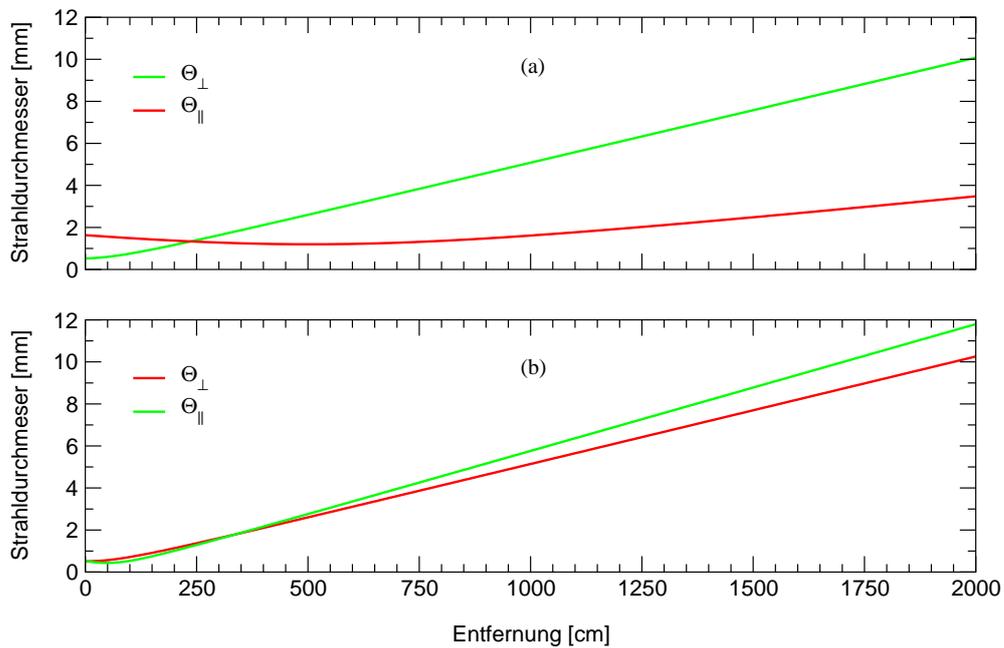


Abb. 4.3: Ausbreitungcharakteristik für die beiden Halbachsen des elliptischen Strahlprofils, (a) mit und (b) ohne anamorphotisches Prismenpaar.

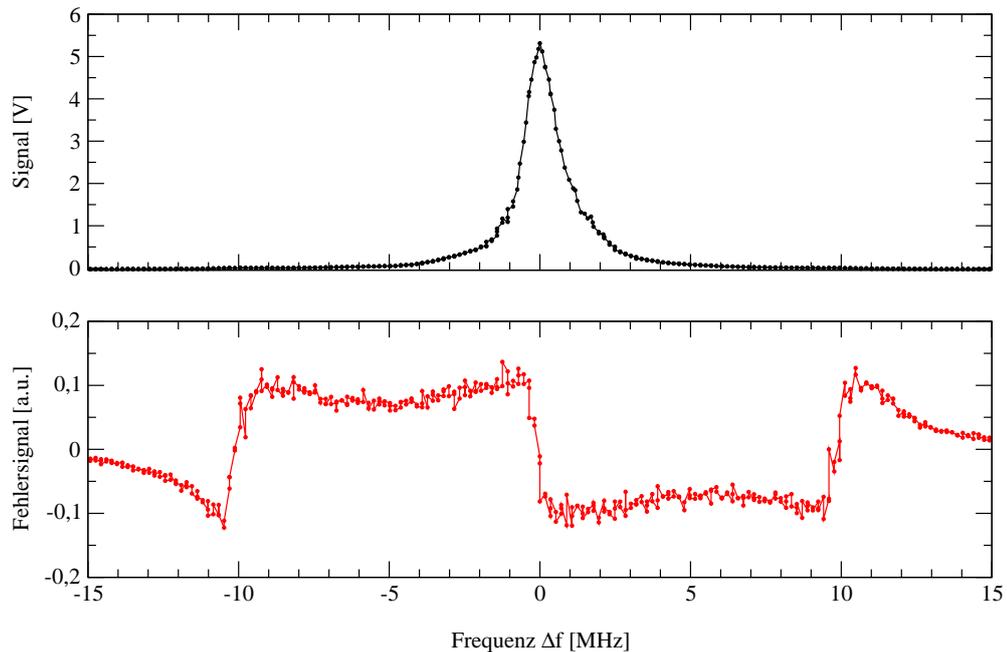


Abb. 4.4: Mit Hilfe des Pound-Drever-Hall-Fehlersignals läßt sich die Linienbreite des Resonators aus dem Transmissionssignal bestimmen.

4.3 Reflektivität der Spiegel

Aus der experimentell bestimmten Linienbreite des in Abb. 3.6 dargestellten Resonators läßt sich die Reflektivität der Spiegel bestimmen. Zu diesem Zweck wird die Länge des Resonators durch eine am Piezotranslator anliegende Dreiecksspannung so geändert, daß das Transmissionsmaximum des Resonators durchfahren wird. Als Meßsignale dienen die Transmission des Resonators und das Fehlersignal der Pound-Drever-Hall-Regelung. Das Lasersystem ist dabei nicht auf den Resonator stabilisiert. Die charakteristische Form des Fehlersignals (Abb. 4.4) gestattet eine Bestimmung des während der Meßzeit durchfahrenen Frequenzintervalls. Die experimentell bestimmte Linienbreite von 1,3 MHz ist in guter Übereinstimmung mit der aus Gl. 3.5 und Gl. 3.6 zu erwartenden Linienbreite von 1,2 MHz. Die für die Berechnungen zugrundegelegte Spiegelreflektivität von 99,6 % wurde dem Bedampfungsprotokoll der Spiegel entnommen. Die experimentell bestimmte Spiegelreflektivität ergab sich zu $(99,59 \pm 0,02) \%$.

4.4 Modenanpassung

Um in optischen Resonatoren nur eine transversale Mode anzuregen, ist es notwendig, den Krümmungsradius der Wellenfronten und den Strahldurchmesser des eingekoppel-

ten Laserstrahls sorgfältig an die gewünschte Mode anzupassen. Im Experiment wird ein System aus drei Linsen zur Modenanpassung verwendet. Die ersten beiden Linsen mit den Brennweiten 150 mm und 38 mm bilden ein Teleskop, das den Laserstrahldurchmesser von 2,7 mm auf 0,65 mm reduziert. Eine weitere Linse der Brennweite 300 mm paßt den Laserstrahl an die Grundmode des Resonators an. Ist der Eingangsstrahl nicht gründlich justiert und an die transversale Form der Grundmode angepaßt, wird eine Vielzahl höherer transversaler Moden angeregt, deren Resonanzfrequenzen sich nach Gl. 3.21 von der Grundmode unterscheiden. Für die spektroskopischen Untersuchungen ist es wünschenswert, daß die Energie im Resonator nur in einer Mode gespeichert wird, da dann die transmittierte Laserstrahlung nur aus einer Frequenzkomponente besteht.

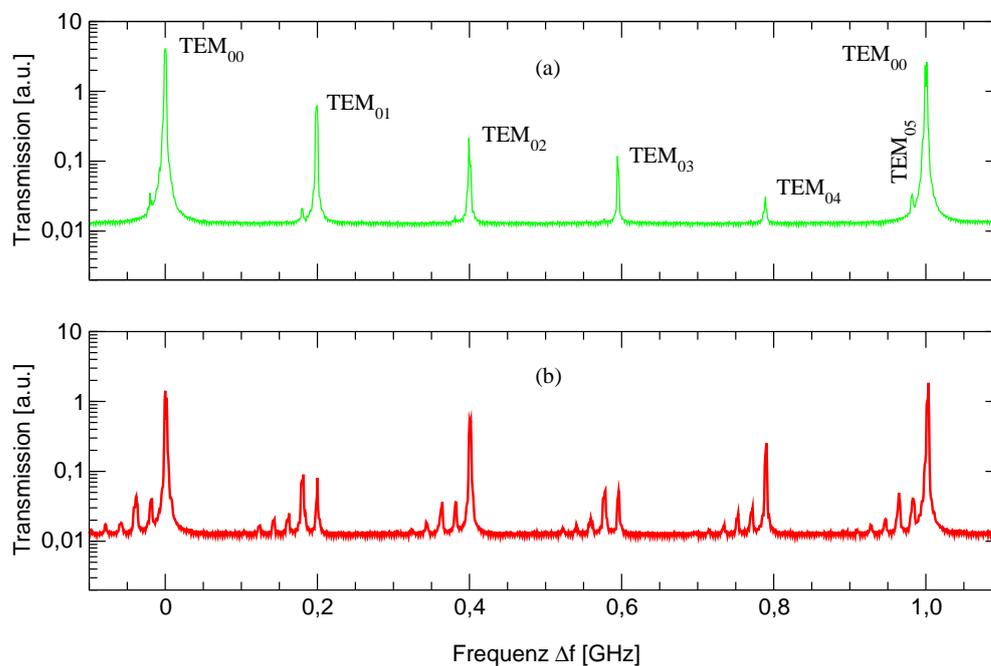


Abb. 4.5: Darstellung der anschwingenden Resonatormoden in logarithmischer Darstellung, (a) mit und (b) ohne Modenanpassung.

Um die Modenanpassung zu optimieren, wird das Transmissionssignal (Abb. 4.5) bei Durchstimmung der Resonatorlänge betrachtet. Zur Identifizierung der anschwingenden Resonatormoden dient der Vergleich mit einer berechneten Modenkarte (Abb. 4.6), aus der die Frequenzabstände der einzelnen Moden zur Grundmode ersichtlich ist. Die Linse zur Modenanpassung wird so justiert, daß die Anzahl und Stärke der höheren transversalen Moden deutlich reduziert wird. Bei gründlicher Justage läßt sich die Transmission für die Grundmode deutlich erhöhen und das Anschwingen höherer transversaler Moden unterdrücken. Die Linse ist dann richtig justiert, wenn die Transmission der Grundmode ihr Maximum erreicht hat. Im

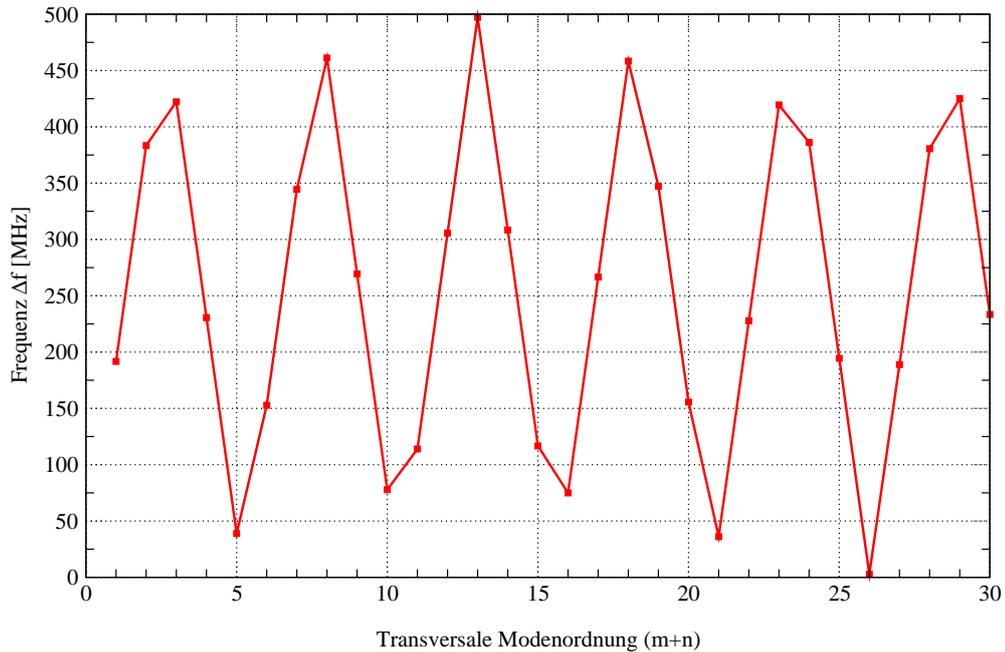


Abb. 4.6: Berechnete transversale Modenabstände für einen Resonator der Länge 150,3 mm. Der Krümmungsradius der Spiegel beträgt 850 mm.

Experiment konnte so die Transmission um den Faktor 2,8 gesteigert werden, so daß 75 % der einfallenden Intensität durch den Resonator transmittiert wurden.

4.5 Absorptionsprofilmessung

Während der Messungen muß sich die verwendete Apparatur in einem Zustand befinden, der einen modensprungfreien Betrieb des Lasersystems über den gesamten Durchstimmbereich von 6,5 GHz gewährleistet.

Der Ablauf einer Messung erfolgt nach folgendem Schema:

1. Der Gitterwinkel des Lasersystems wird so justiert, daß die Zentrumsfrequenz des Lasers nicht mehr als ± 20 GHz von der ungestörten Frequenz der Absorptionslinie abweicht. Durch Einstellung der Diodentemperatur wird eine Anpassung der Zentrumsfrequenz bis auf ± 3 GHz erreicht. Bei Erhöhung der Diodentemperatur um $0,1$ °C vergrößert sich die Laserfrequenz um 15 GHz. Die Feineinstellung der Laserfrequenz wird mit Hilfe des Piezotranslators am Gitter vorgenommen. Der Gitterneigungswinkel wird so verändert, daß die Laserfrequenz bis auf ± 500 MHz mit der Zentrumsfrequenz der Absorption übereinstimmt.
2. Die Laserfrequenz wird durch eine an den Piezotranslator angelegte Spannung kontinuierlich um 6,5 GHz geändert. Dabei wird überprüft, ob sich das System

modensprungfrei im Single-Mode-Betrieb durchstimmen läßt. Die beobachtete Änderung der Laserausgangsintensität muß kleiner als 5 % sein. Läßt sich die Laserfrequenz nicht mit diesen Bedingungen durchstimmen, werden Gitterwinkel und Temperatur neu angepaßt.

3. Das Pin-Hole wird so justiert, daß über den gesamten Durchstimmbereich des Lasersystems die mittlere transmittierte Intensität maximal wird. Dies ist in der Regel dann der Fall, wenn die Zentrumsfrequenz des Lasers das Pin-Hole mit den geringsten Verlusten passiert.
4. Die Modenanpassung der Laserstrahlung an die Grundmode des Resonators wird so vorgenommen (Abschnitt 4.4), daß die transmittierte Intensität maximal wird.
5. Durch die Pound-Drever-Hall-Regelung wird die Laserfrequenz auf den Resonator stabilisiert. Die möglichen Arbeitspunkte der Regelung liegen jeweils um den freien Spektralbereich des Resonators (1 GHz) auseinander. Arbeitspunkt und Resonatorlänge werden so gewählt, daß die Zentrumsfrequenz des stabilisierten Lasersystems etwa mit der Mittenfrequenz der Absorptionslinie übereinstimmt.
6. Der Länge des Piezotranslators am Resonator wird durch eine angelegte Hochspannung periodisch geändert und die Parameter der Regelung werden so angepaßt, daß die Laserfrequenz über den gesamten Durchstimmbereich von 6,5 GHz auf den Resonator stabilisiert bleibt.
7. Bei vernachlässigbar kleinem Druck in der Vakuumkammer wird eine Referenzmessung durchgeführt.
8. Danach wird die Vakuumkammer bei ausgeschalteter Regelung über ein Gasdosierventil mit dem gewünschten Acetylendruck befüllt. Nachdem der Laser auf den Resonator stabilisiert ist, wird durch eine Längenänderung des Resonators die Laserfrequenz auf die Zentrumsfrequenz der Absorptionslinie abgestimmt. Das Signal eines Frequenzgenerators wird dann zur Durchstimmung der Resonatorlänge und der Laserfrequenz verwendet. Als Meßsignale werden Reflexions- und Transmissionssignal des Resonators, sowie die am Piezotranslator anliegende Spannung aufgezeichnet, damit die Signale den einzelnen Durchstimmbereichen zugeordnet werden können. Zugleich wird das Transmissionssignal des Frequenzmarkers aufgenommen, um eine Frequenzskalierung vornehmen zu können.

Als Beispiel zeigt Abb. 4.7 diese Meßdaten für eine Messung bei einem Acetylendruck von 1 kPa. Die hier interessierende Absorptionslinie ist im Transmissionssignal (ganz oben) dreimal erfaßt. Im Reflexionssignal macht sich die Absorptionslinie bei diesem Acetylendruck praktisch nicht bemerkbar, so daß für die Auswertung der Messung nur das Transmissionssignal verwendet wurde.

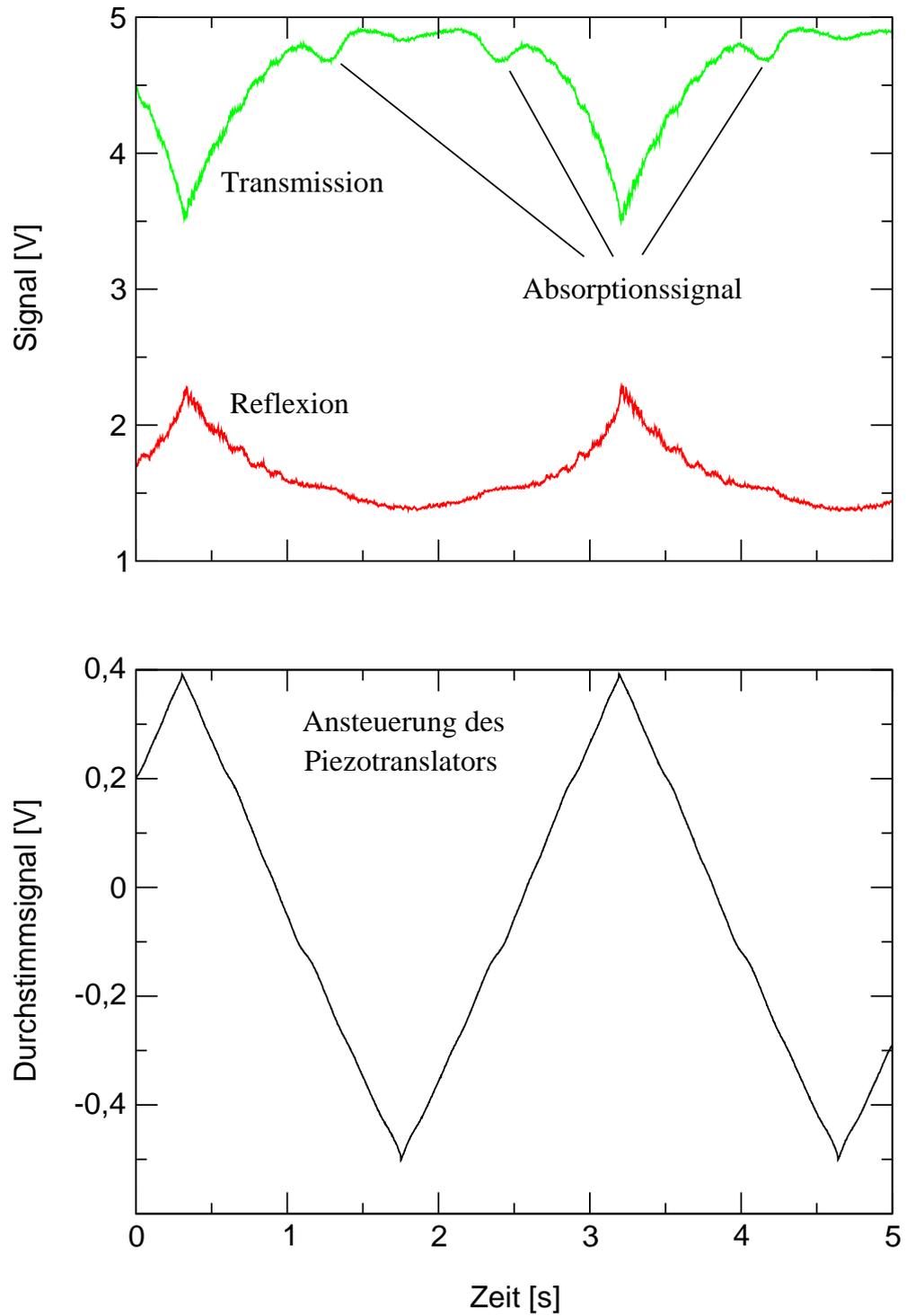


Abb. 4.7: Gesamtdarstellung einer Messung mit einer Scan-Frequenz von 0,35 Hz und einem Durchstimmbereich von 6,2 GHz.

5 Auswertung

Zur Auswertung der aufgenommenen Meßsignale (Abb. 4.7) muß zunächst die Zeitskala mit Hilfe der Frequenzmarken in eine Frequenzskala umgewandelt werden. Anschließend wird aus dem registrierten Transmissionssignal nach geeigneter Normierung das gesuchte Absorptionslinienprofil extrahiert.

5.1 Frequenzskala

Bei den durchgeführten Messungen wird die Länge des Resonators durch eine am Piezotranslator anliegende Dreiecksspannung $U(t)$ geändert. Die Pound-Drever-Hall-Regelung sorgt dafür, daß die Laserfrequenz so durchgestimmt wird, daß zu jedem Zeitpunkt die Resonanzbedingung erfüllt ist. Um die zeitliche Änderung der Laserfrequenz für jede Messung genau bestimmen zu können, wird im Experiment ein konfokaler Resonator als Frequenzmarker verwendet. Der Frequenzabstand zweier aufeinanderfolgender Transmissionsmaxima ist durch den freien Spektralbereich Δf_{FSR} gegeben, der für den verwendeten Resonator mit 50 cm Baulänge 150 MHz beträgt. Zur Auswertung der Transmissionssignale des Frequenzmarkers müssen die Zeitintervalle zwischen den Transmissionsmaxima bestimmt und den entsprechenden Frequenzänderungen zugeordnet werden. Danach werden durch eine Kurvenanpassung mit einem Polynom 3. Grades Durchstimmrate und Durchstimmbereich ermittelt. Nach der Bestimmung von $\bar{\nu}(t)$ wird die Zeitskala der Meßdaten in eine Frequenzskala konvertiert (Abb. 5.1), wodurch auch Nichtlinearitäten im Durchstimmverhalten korrigiert werden. Damit im resultierenden Datensatz die Meßpunkte bei äquidistanten Frequenzintervallen vorliegen, werden bei der Konvertierung die Meßpunkte interpoliert.

Zur automatisierten Aufteilung der Meßwerte (Abb. 4.7) in Durchstimmintervalle entsprechend der anliegenden Dreiecksspannung $U(t)$ sowie der Konvertierung auf eine Frequenzskala mit anschließender Interpolation dient ein AWK-Skript (Abschnitt A.2.1). Die erforderliche Kurvenanpassung wird automatisch im Programm GNPLOT vorgenommen.

Durch die vergleichsweise geringe Linienbreite des Frequenzmarkers von 380 kHz läßt sich über den Durchstimmbereich neben $\bar{\nu}(t)$ im übrigen auch die Modenstruktur des Lasers bestimmen.

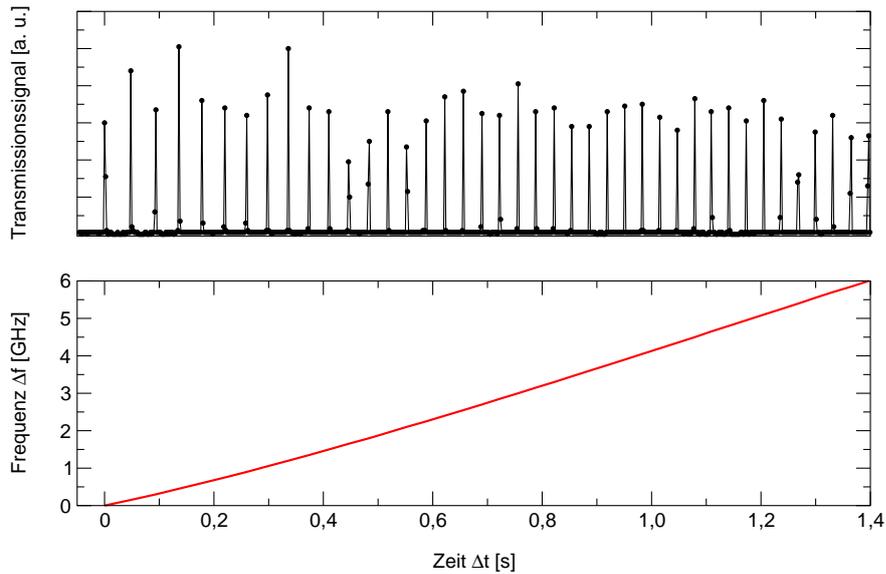


Abb. 5.1: Konvertierung der Zeitskala in eine lineare Frequenzskala.

5.2 Kurvenanpassung

Allgemein ist die durch einen Resonator transmittierte Intensität I^t über die Transferfunktion H^t mit der eingestrahltten Intensität I_0 durch

$$I^t(\bar{\nu}) = H^t(\bar{\nu}) \cdot I_0(\bar{\nu}) \quad (5.1)$$

verknüpft. Die Transferfunktion ist für schwache Absorption, wie sie hier bei allen Messungen vorliegt, in Gl. 3.20 angegeben. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß in den in Abschnitt 3.2.1 vorgestellten Transferfunktionen die Frage der Einkoppeleffizienz unberücksichtigt bleibt. Die Einkoppeleffizienz ist davon abhängig, wie gut die eingekoppelte Laserstrahlung in Strahldurchmesser und Krümmungsradius der Phasenfront mit der angeregten Resonatormode übereinstimmt. Der nicht modenangepaßte Teil der Laserstrahlung wird vom Resonator direkt reflektiert, so daß der Resonator in Transmission als Frequenz- und Moden-Filter wirkt. Da der gesuchte Absorptionskoeffizient $\alpha(\bar{\nu})$ allein aus der gemessenen transmittierten Strahlung gewonnen wird, sind im Meßsignal zunächst die Intensitätsänderungen der transmittierten Laserstrahlung zu berücksichtigen und zu korrigieren, die — auch bei völligem Fehlen von Absorption — beim Durchstimmen durch eine Änderung der Strahleinkopplung verursacht werden. Die Änderung in der Modenanpassung wird durch den beim Durchstimmen des Lasersystems auftretende Strahlversatz verursacht. Er entsteht, da die Wellenlängenänderung beim Littrow-Aufbau durch eine Änderung des Gitterwinkels hervorgerufen wird, wobei sich ebenfalls der Auskoppelwinkel ändert. Selbst kleine Änderungen im Auskoppelwinkel führen am räumlichen Filter zu einer Intensitätsänderung, da das

Filter je nach Strahlage mehr oder weniger gut passiert wird. Darüber hinaus wird auch die Strahlqualität beeinflusst, die einen direkten Einfluß auf die Modenanpassung hat. Es ist daher erforderlich, die bei einer Absorptionsmessung für die transmittierte Strahlung gewonnenen Daten auf die Werte einer Referenzmessung $I_0^t(\bar{\nu})$ bei vernachlässigbar kleinem Partialdruck des absorbierenden Gases, zu normieren:

$$I_{\text{norm}}^t(\bar{\nu}) = \frac{I^t(\bar{\nu})}{I_0^t(\bar{\nu})}. \quad (5.2)$$

Diese normierte transmittierte Intensität wäre im Idealfall reproduzierbarer Durchstimmung des Lasers proportional zu $H^t(\bar{\nu})$. In der Praxis müssen allerdings zunächst die Frequenzskalen von Absorptions- und Referenzmessung zur Deckung gebracht werden. Anschließend ist, wie sich zeigt, eine weitere geringe Korrektur erforderlich, um eine langsame Drift der Laserausgangsintensität zu berücksichtigen. Beim verwendeten Aufbau werden die Durchstimmamplitude und die Durchstimmfrequenz für jede Messung fest vorgegeben. Die Anfangs- und Endfrequenzen einer Messung lassen sich auf ca. 350 MHz genau einstellen. Die Frequenzverschiebung zwischen Absorptions- und Referenzmessung ist bei der Auswertung zu berücksichtigen und auszugleichen. Hierfür stand keine Automatisierung zur Verfügung. Ein hilfreiches Kriterium bei der Angleichung der Frequenzskalen ist die Berücksichtigung der Kurvenform sowie der wiederkehrenden Etalon-Strukturen, die während jeder Meßreihe reproduzierbar auftreten (Abb. 5.2 (a) und (b)).

Aus den auf die Referenzmessung normierten Daten werden anschließend durch eine Marquardt-Levenberg-Fitprozedur mit der aus Gl. 3.20 und Gl. 5.2 folgenden Funktion

$$I_{\text{norm}}^t(\bar{\nu}) = \frac{(1 - A(p) \cdot \phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0))\mathcal{T}^2}{(1 - (1 - A(p) \cdot \phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0))\mathcal{R})^2} \cdot K(\bar{\nu}), \quad (5.3)$$

in der für $\phi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0)$ ein Voigtprofil verwendet wird, die gesuchten Parameter Zentrumsfrequenz $\bar{\nu}_0$, Halbwertsbreite der Druckverbreiterung γ_p , Dopplerbreite γ_d und die *Apparatempfindlichkeit* $A(p)$ bestimmt. In

$$A(p) = \mathcal{S} \cdot n(p) \cdot L_0 \quad (5.4)$$

sind die Linienstärke \mathcal{S} , die nach Gl. 3.2 partialdruckabhängige Teilchendichte $n(p)$ und der geometrische Spiegelabstand L_0 zusammengefaßt. Somit wird die Apparateempfindlichkeit $A(p)$ in der Einheit $[\text{cm}^{-1}]$ angegeben. Für die Spiegeltransmission \mathcal{T} und Reflexion \mathcal{R} werden die bekannten Daten der verwendeten Spiegel eingesetzt. Für die zusätzlich in Gl. 5.3 auftretende Funktion $K(\bar{\nu})$ wird der lineare Zusammenhang

$$K(\bar{\nu}) = a_0 + a_1 \cdot (\bar{\nu} - \bar{\nu}_0) \quad (5.5)$$

angesetzt. Mit diesem Korrekturfaktor wird der verbleibende Fehler bei der Normierung auf die Referenzmessung berücksichtigt, der durch eine langsame Änderung der

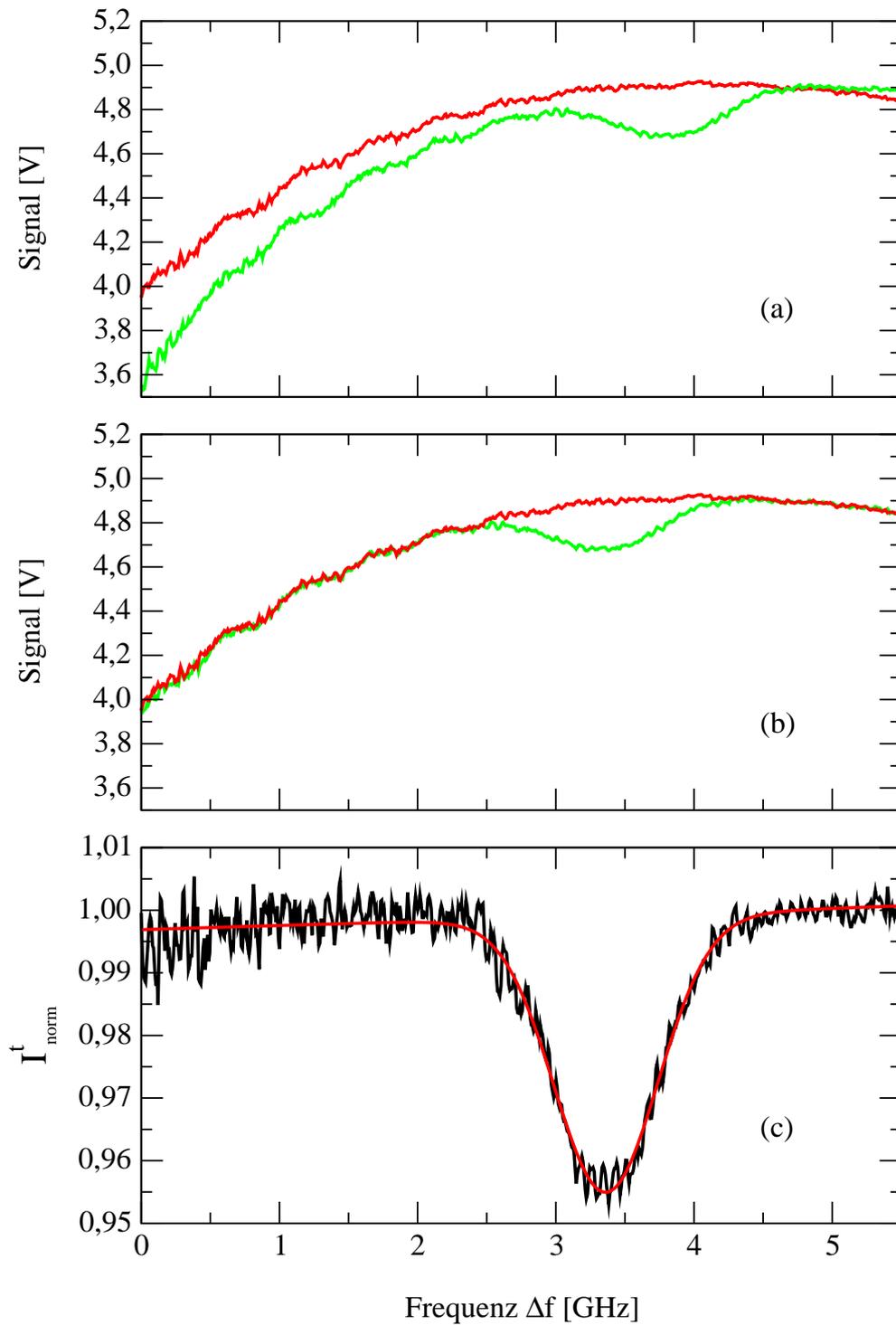


Abb. 5.2: Darstellung des transmittierten Signals der Absorptions- und Referenzmessung (a) ohne Abgleich der Frequenzskalen, (b) nach Abgleich der Frequenzskalen, sowie (c) $I_{\text{norm}}^t(\bar{\nu})$ mit Fit

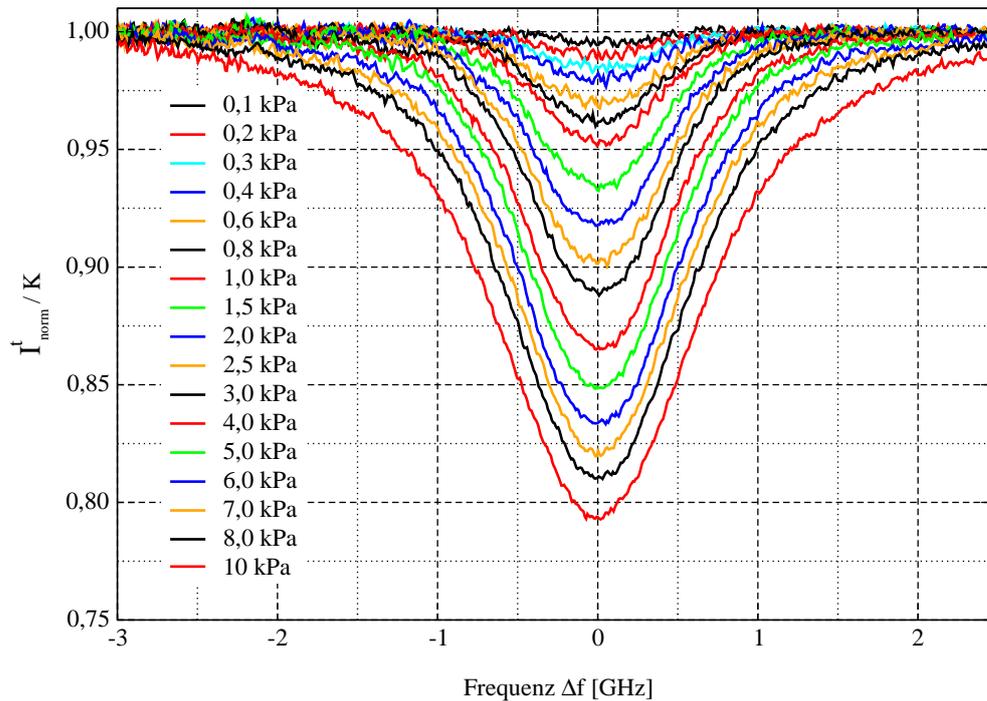


Abb. 5.3: Normierte Transmissionssignale des Resonators für verschiedene Partialdrücke.

Laserausgangsintensität relativ zur Referenzmessung entstehen kann (Abb. 5.2 (c)), so daß schließlich I_{norm}^t / K proportional zu H^t ist (Abb. 5.3).

Bei der Kurvenanpassung ist zunächst auch die Dopplerbreite γ_d als „freier“ Fitparameter verwendet worden. Es zeigte sich dann, daß der ermittelte Wert im gesamten untersuchten Druckbereich mit geringer Unsicherheit konstant ist und $(853,7 \pm 5,9)$ MHz beträgt (Abb. 5.4). Das ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von 858,33 MHz (Gl. 2.30) für C_2H_2 bei einer Temperatur von 298 K. Daher verwendet die entgültige Auswertung (Abb. 5.5) durchgehend den festen, theoretischen Wert für γ_d .

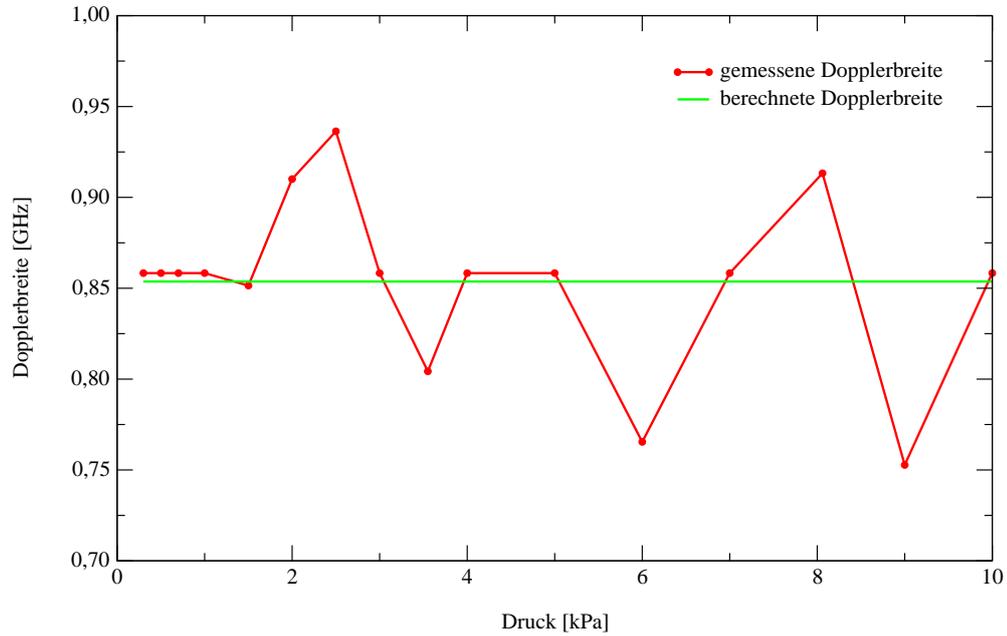


Abb. 5.4: Bestimmung der Dopplerbreite aus der Kurvenanpassung

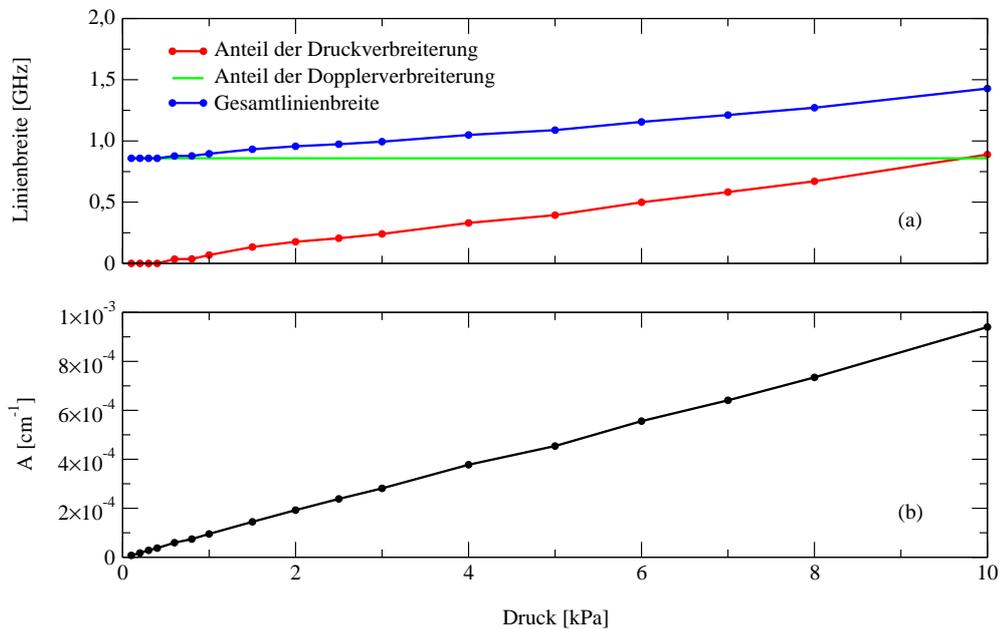


Abb. 5.5: Darstellung (a) der mittels einer Kurvenanpassung bestimmten Anteile der Dopplerbreite γ_d , der Druckverbreiterung γ_p und die Gesamtlinienbreite des Voigtprofils, sowie (b) die Apparateempfindlichkeit in Abhängigkeit des Partialdrucks.

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 Druckverbreiterungskoeffizient

Für die Auswertung wird bei der Kurvenanpassung ein Voigtprofil verwendet, dessen Linienbreite sich aus den Linienbreiten des Gauß- und des Lorentzanteils zusammensetzt. Aus der durch die Anpassung erhaltenen Lorentzbreite läßt sich nach Gl. 2.32 der Druckverbreiterungskoeffizient

$$c_{C_2H_2} = \frac{\gamma_p}{p_{C_2H_2}} \quad (6.1)$$

bestimmen.

Für die R(7)-Linie des $(2v_1+v_2+v_3)$ -Übergangs im Acetylen ergibt sich aus den durchgeführten Messungen im Druckbereich von 0,1 kPa bis 10 kPa der Druckverbreiterungskoeffizient

$$c_{C_2H_2} = (84,5 \pm 1,2) \frac{\text{MHz}}{\text{kPa}}, \quad (6.2)$$

wenn man, wie in Abb. 6.1 dargestellt, für die über dem Druck aufgetragenen Halbwertsbreiten die Ausgleichsgerade durch den Koordinatenursprung bestimmt.

6.2 Reproduzierbarkeit der Messungen

Im Mittelpunkt des Interesses bei der Anfertigung dieser Arbeit stand die Frage, ob sich das Konzept eines durch das Pound-Drever-Hall-Verfahren stabilisierten Resonators prinzipiell zur Messung von Partialdrücken im Vakuumbereich eignet. Neben der konzeptionellen Demonstration ist dafür auch die Frage nach der Reproduzierbarkeit der Messungen von Bedeutung. In Abb. 6.2 sind vier unabhängige Meßreihen dargestellt. Während die Messungen 2 bis 4 gute Reproduzierbarkeit demonstrieren, weicht Messung 1 auffällig von den anderen Messungen ab. Zwischen der Messung 1 und den übrigen Messungen wurde im experimentelle Aufbau der Durchmesser der verwendeten Lochblende des Raumfilters von 15 μm auf 25 μm vergrößert und die Optik zur Modenanpassung optimiert. Der Justagefehler läßt sich mit 16 % abgeschätzt.

In Abb. 6.3 ist die Justageabhängigkeit des gemessenen Absorptionsprofils durch den Vergleich der Residuen zweier Messungen dargestellt, d. h. der relativen Abwei-

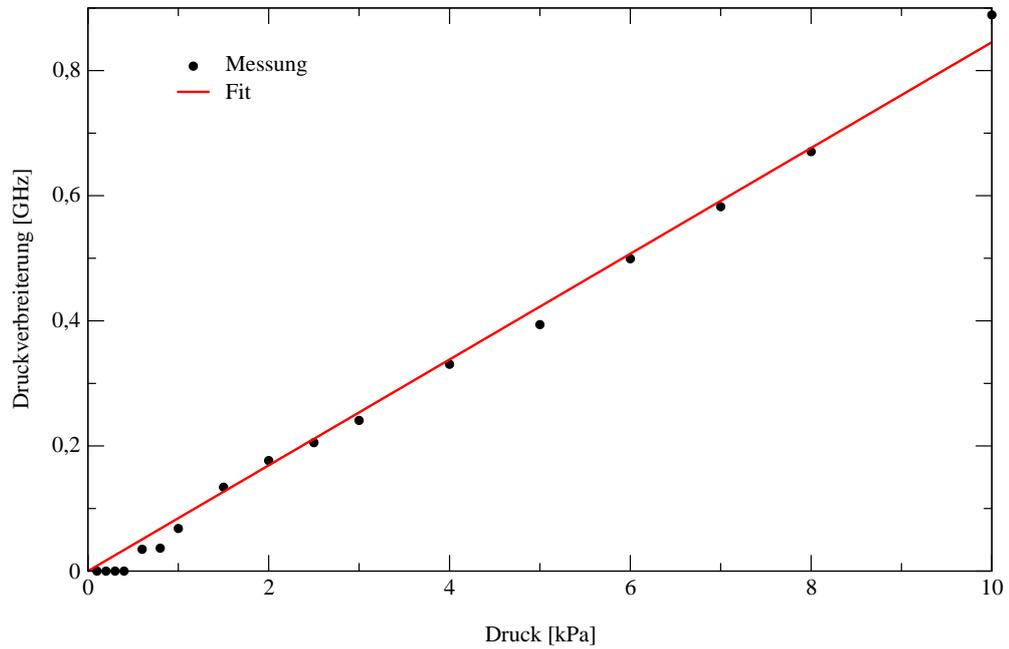


Abb. 6.1: Experimentell ermittelter Druckverbreiterungskoeffizient

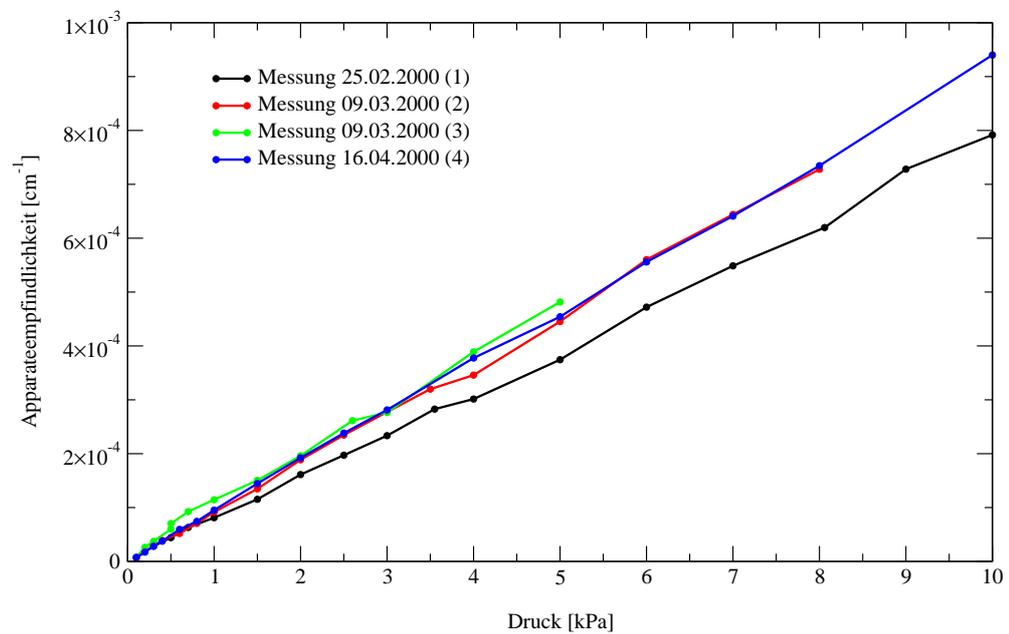


Abb. 6.2: Dargestellung der Apparateempfindlichkeit für vier unabhängige Messungen.

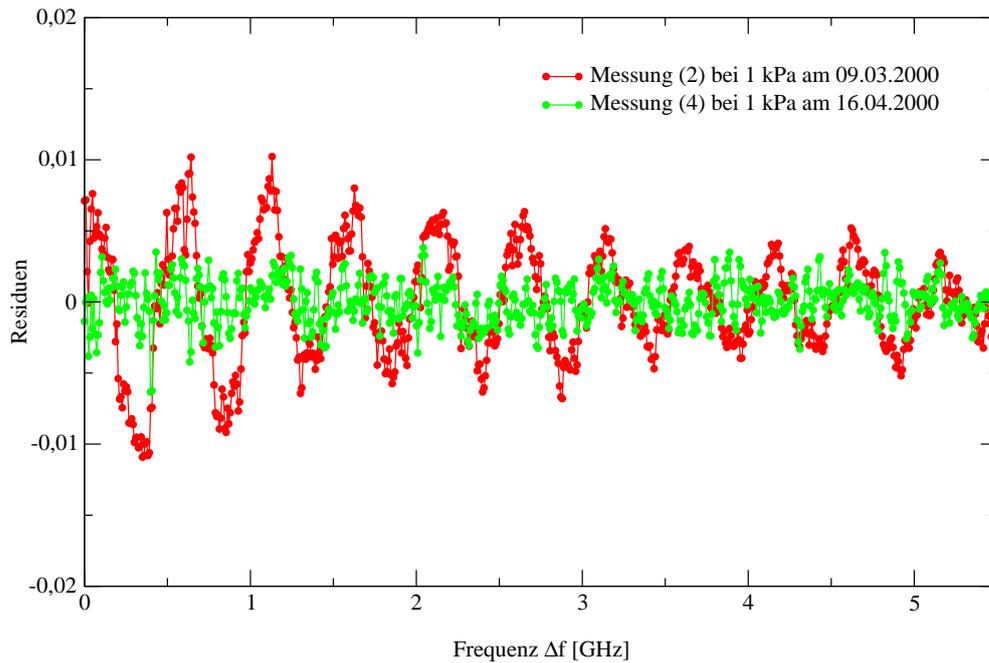


Abb. 6.3: Vergleich der Residuen zweier unabhängiger Messungen

chungen der einzelnen Meßwerte von dem durch die Fitprozedur bestimmten Linienprofil. Die besonders stark bei Messung 2 auftretenden Etalon-Strukturen erschweren bei kleinen Drücken eine Bestimmung der Fitparameter bei der Kurvenanpassung.

6.3 Nachweisempfindlichkeit

Mit einer Messung bei einem C_2H_2 -Partialdruck von $p_{C_2H_2} = 200$ Pa wurde das in Abb. 6.4 dargestellte Absorptionssignal der R(7)-Linie des Übergangs ($2v_1+v_2+v_3$) erhalten und auf die Referenzmessung normiert. Die relative Absorption in der Liniemitte beträgt

$$\frac{I_0(\bar{\nu}_0) - I(\bar{\nu}_0)}{I_0(\bar{\nu}_0)} = 0,0094 \quad (6.3)$$

bei einem Signal/Rausch-Verhältnis von 2,1. Daraus ergibt sich für die relative Absorption eine Nachweisempfindlichkeit von

$$\delta_{\min} = 4,5 \cdot 10^{-3} \quad (6.4)$$

bei einem Signal/Rausch-Verhältnis von 1:1. Der kleinste nachweisbare Absorptionskoeffizient läßt sich daraus mit der durch

$$L_{\text{eff}} = \frac{2\mathcal{F}L_0}{\pi} = \frac{c}{\pi} \frac{1}{\Delta f_{\text{FWHM}}} \quad (6.5)$$

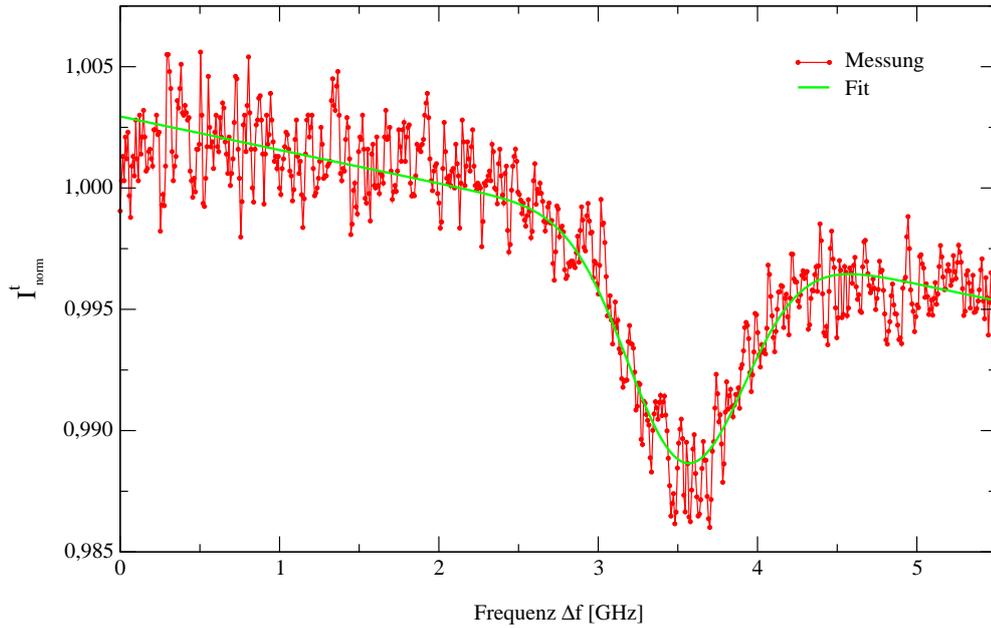


Abb. 6.4: Normiertes Transmissionssignal des Resonators für einen Partialdruck von 0,2 kPa.

definierten *effektiven Resonatorlänge* angeben [32], wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, L_0 die Resonatorlänge und \mathcal{F} die Finesse ist. Mit der effektiven Resonatorlänge von 75 m folgt für den hier verwendeten Resonator ein minimal nachweisbarer Absorptionskoeffizient von

$$\alpha_{\min} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1}. \quad (6.6)$$

Die angegebene effektive Resonatorlänge von 75 m nach Gl. 6.5 gilt zwar streng genommen nur für den absorptionsfreien Fall, sollte aber auch für den in dieser Abschätzung betrachteten Fall sehr schwacher Absorption einen brauchbaren Näherungswert darstellen.

Wenn das Signal/Rausch-Verhältnis nicht verbessert werden kann und die Resonatorlänge nicht vergrößert werden soll, um den kompakten Aufbau zu erhalten, kann eine Verbesserung der Nachweisempfindlichkeit immer noch durch eine Erhöhung der Finesse erreicht werden, für die die Reflektivität der Resonatorspiegel verbessert werden müßte. Eine andere Möglichkeit besteht darin, gezielt nach einer Absorptionslinie mit besonders großer Linienstärke zu suchen und die Messungen an dieser Linie durchzuführen.

7 Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau und die Funktionsweise eines Absorptionsmeßsystems, bei dem die Frequenz eines Diodenlasersystems durch die Pound-Drever-Hall-Regelung auf einen Resonator variabler Länge abgestimmt wird, sowie dessen Verwendung zur Partialdruckmessung im Fein- und Grobvakuum. Die Meßergebnisse zeigen, daß das System für diese Aufgabenstellung geeignet ist. Nach dieser ersten erfolgreichen Demonstration ergeben sich mehrere Möglichkeiten zur weiteren Optimierung.

Als erstes sollte der Einfluß der Justierung auf die Meßunsicherheit und die auftretenden Etalon-Effekte untersucht werden. Mit einer Modifikation der Meßwertaufnahme ließen sich dann über mehrere Spektren gemittelte Absorptionsprofile aufnehmen, aus denen die Linienstärke und der Druckverbreiterungskoeffizient zuverlässiger bestimmt werden könnten. Hierbei wäre auch die Temperaturabhängigkeit als zusätzliche Meßgröße der Linienstärke zu berücksichtigen.

Für andere industriell interessante Anwendungsmöglichkeiten wäre die Übertragbarkeit des Meßverfahrens auf andere Moleküle zu untersuchen. Der im jeweilige Aufbau für Untersuchungen nutzbare Frequenzbereich wird durch den Durchstimmbereich der verwendeten Laserdiode und die Reflektivität der Resonatorspiegel bestimmt. Eine Anpassung an die jeweils zu untersuchende Absorptionslinie ist daher stets erforderlich.

Zur Verbesserung der Meßempfindlichkeit läßt sich die Finesse des Resonators weiter erhöhen oder alternativ die Resonatorlänge vergrößern. Hier gilt es, den Aufbau den technischen Anforderungen unter Berücksichtigung der Realisierbarkeit anzupassen. In diesem Zusammenhang bleibt zu untersuchen, bis zu welchem Verhältnis zwischen Resonator- und Laserlinienbreite eine Pound-Drever-Hall-Regelung ohne Probleme realisierbar ist.

Besonders reizvoll wäre ein Ausbau des Experiments mit einer zweiten Modulationsfrequenz im Bereich von 1 GHz. Diese Frequenz wäre so auf den freien Spektralbereich des Resonators abzustimmen, daß dieser für die Trägerfrequenz und die beiden neu entstehenden Seitenbänder im resonanten Zustand transparent ist. Als Meßsignal ließe sich dann der dispersive Einfluß einer Molekülresonanz auf die Frequenzkomponenten verwenden, der im demodulierten Transmissionssignal sichtbar wird. Auf diese Weise ließen sich Real- und Imaginärteil der komplexen Brechzahl simultan messen und auswerten, so daß ein direkter Vergleich der Meßmethoden möglich wäre.

A Programme

A.1 Voigt-Algorithmus von Z. Shippony

Der hochpräzise Voigt-Algorithmus von Z. Shippony und W.G. Read wurde von den Autoren im Quelltext zur Verfügung gestellt. Dieser FORTRAN-Algorithmus und eine normierte Gauß- und Lorentzfunktion wurden in das Datenauswerteprogramm GNUPLOT implementiert. Gnuplot ermöglicht nichtlineare Fits nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, wofür der Marquardt-Levenberg-Algorithmus verwendet wird. Die Ergänzungen wurden an das Ende der Datei `specfun.c` angehängt:

```
/*
 * Mathematical constants
 */
#define LNPI 1.14472988584940016
#define LNSQRT2PI 0.9189385332046727
#ifdef PI
#undef PI
#endif
#define PI 3.14159265358979323846
#define PNT68 0.6796875
#define SQRTPI 1.7724538509055160272981674833411451827975
#define SQRT_TWO 1.41421356237309504880168872420969809 /* JG */
#ifdef sqr
#define sqr(x) ((x) * (x))
#endif

#ifdef SQRTL2
#define SQRTL2 0.707106781186547524400844302489177378543864208649730087640320879176590
#endif

double gauss(double x, double s)
/* normalized gauss-profile (integral = 1)*/
{
    return SQRTL2/(SQRTPI*s)*exp(-log(2)*sqr(x/s));
}

void f_gauss()
{
    struct value a;
```

```

struct value b;
/*      int_error("can only do gauss functions of reals",NO_CARET); */
      (void) pop(&a);
      pop(&b);
      push( Gcomplex(&a,gauss(real(&b),real(&a)),0.0) );
}

double lorentz(double x, double s)
/* normalized lorentzian profile (integral = 1)*/
{
      return s/PI/(sqr(x)+sqr(s));
      /* Lorentz width HWHM */
}

void f_lorentz()
{
struct value a;
struct value b;
      (void) pop (&a);
      pop (&b);
      push( Gcomplex(&a,lorentz(real(&b),real(&a)),0.0) );
}

double voigt(double x, double width_lorentz, double width_gauss)

/* normalized voigt-profile (integral = 1) */
/* many thanks to Zvi Shippony for sending me the source code, published in: */
/* Z. Shippony and W.G. Read: A highly accurate voigt function algorithm, */
/* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. 50, No. 6, pp. 635-646, 1993 */

{
      extern double voigt_(double*,double*); /* Voigt-function V(xx,yy) */

      double gv; /* line shape function */
      double yy = SQRTL2 * width_lorentz / width_gauss;
      double xx = SQRTL2 * x / width_gauss;

      gv = SQRTL2 * voigt_(&xx,&yy) / (SQRTPI * width_gauss);
      return gv;
}

void f_voigt()
{
      struct value a;
      struct value b;
      struct value x;
      (void) pop(&a);
      (void) pop(&b);

```

```
(void) pop(&x);
push( Gcomplex(&a,voigt(real(&x),real(&b),real(&a)),0.0) );
}
```

A.2 Auswertung der Spektren

A.2.1 Datei: split3.awk

```
# 'split3.awk' -- Rolf Niepraschk, 2000/03/24, 3.6
#
# Erzeugt aus Dateien "foo.dat" und "foo_a.dat" drei neue Dateien "foo-1.dat",
# "foo-2.dat" und "foo-3.dat" mit den Werten der Originaldatei "foo.dat", wobei
# die Trennung an den Stellen der Extremwerte der Saegezahnfunktion aus
# "foo_a.dat" erfolgt. Zusaetzlich sind die X-Werte entzerzt und auf Null
# normiert.

# Aufruf mit: "awk -f split3.awk foo.dat"

# GAWK: ==> http://org.gnu.de/manual/gawk/html\_mono/gawk.html

# Aufruf mit mehreren Dateien:
# for i in *[~a].dat; do awk -f split3.awk $i ; done
#
# Fuehre awk-Aufruf mit allen Dateien aus, die die Endung ".dat" aber kein "a"
# im Namen haben.

# Festellen der Gesamtzeilenanzahl
#
# awk "END{print NR}" foo.dat

BEGIN{
  WORKFILE = ARGV[1]
  split(ARGV[1], X, ".") # ARGV[1] = "foo.dat"

  NAME_PREFIX = X[1]; NAME_SUFFIX = X[2];

  SAEGE = NAME_PREFIX "_a." NAME_SUFFIX
  # SAEGE = "Saegezahndatei" ("foo_a.dat")

  OUTDIR = "split/"

  F_MAX = 6.1 # Max. Frequenz (GHz)
  DELTA_F = F_MAX / 750. # Abstand der neu erzeugten aequidistanten Werte

  COMMENT = 1; commentlines = "";

  for (i=1; (getline line < SAEGE); i++) # Einlesen von "foo_a.dat"
  {
    NB = split(line, N)
```

```

# N[1] = x; N[2] = y1; N[3] = y2; NB = Anzahl der Spalten

if ((line !~ "#") && (NB > 0)) # kein Kommentar oder Leerzeile
{
  Y[i] = N[2] # in Y alle Werte der 2. Spalte
}
}
NMAX = i;

MIN = 1E+38; MAX = -1E+38
for (i=1; i <= int(NMAX/2); i++)
# Index von globalem Max. und Min. in erster Haelfte finden.
{
  if (Y[i] < MIN)
  {
    MIN = Y[i]; MARKER[2] = i;
  }

  if (Y[i] > MAX)
  {
    MAX = Y[i]; MARKER[1] = i;
  }
}

MIN = 1E+38; MAX = -1E+38
for (i=int(NMAX/2); i <= NMAX; i++)
# Index von globalem Max. und Min. in letzter Haelfte finden.
{
  if (Y[i] < MIN)
  {
    MIN = Y[i]; MARKER[4] = i;
  }

  if (Y[i] > MAX)
  {
    MAX = Y[i]; MARKER[3] = i;
  }
}

# MARKER[n] = Index n-ter Trennstelle

delete Y # Wird nicht mehr gebraucht.
}

{# ----- Beginn: Bearbeitung von 'WORKFILE' -----
if (COMMENT)
{
  if ($0 ~ "#") # "#"-Zeichen enthalten?
  {
    commentlines = commentlines ORS $0
  }
}
}

```

```

    # aufsammeln (falls noch mal gebraucht)!
    # ORS = [O]utput [R]ecord [S]eparator; "linefeed"
}
else
{
    COMMENT = 0 # Kommentarzeilen vorueber.
    IDX = 0; i = 1;
}

}
else
{
    if (NF>0) # Leerzeilen ignorieren!
    {
        IDX++ # Zeilenzaehler fuer "echte" Zeilen
        if (IDX == MARKER[i])
        {
            FNAM_NUM = i;
            # "FNAM_NUM" immer dann erhoehen, wenn Stelle von Extremwert.
            i++
            # naechsten Extremwert verwenden.

            TMPNAME = "tmp" FNAM_NUM ".dat"
            OFFSET = 1.0 * $1
        }

        if ((FNAM_NUM > 0) && (FNAM_NUM < 4))
        {
            # print ($1 - OFFSET) OFS $2 OFS $3 OFS $4 OFS $5 > TMPNAME
            print > TMPNAME
        }
    }
}
}
}# ----- Ende: Bearbeitung von 'WORKFILE' -----

END{
    print "======"
    print WORKFILE ":\t" \
        MARKER[1] " | " MARKER[2] " | " MARKER[3] " | " MARKER[4]
    for (i=1; i<4; i++)
    {
        print "-----"
        OUTNAME = OUTDIR NAME_PREFIX "-" i "." NAME_SUFFIX
        OUTTESTNAME = OUTDIR NAME_PREFIX "-" i "X." NAME_SUFFIX
        TMPNAME = "tmp" i ".dat"
        print "awk -f convert-peaks.awk " TMPNAME
        system("awk -f convert-peaks.awk " TMPNAME)
        # system("cp " TMPNAME " " OUTTESTNAME)
        getConstants("fit.log", C)
    }
}

```

```

print "a=" C[1] " b=" C[2] " c=" C[3] " d=" C[4]

getline line < TMPNAME; close(TMPNAME)
# testweise erste Zeile einlesen und Datei wieder schliessen.
NB = split(line, N)

OFFSET = corr1(N[1], C);
# 1. X-Wert korrigieren und als Offset verwenden

print "Writing: " OUTNAME

idx = 0;
# N[1] = x (unkorrigiert); N[3] = Refl.; N[4] = Trans.; N[5] = AM
while (getline line < TMPNAME)# Einlesen bis zum Dateiende.
{
  gsub("\r", " ", line) # <CR> (Windows?) durch " " ersetzen!

  NB = split(line, N) # N[n] = n. Spalte; NB = Anzahl der Spalten
  if (NB > 0)
  {
    X[idx] = corr1(N[1], C) - OFFSET; Y[1,idx] = corr2(N[3]);
    Y[2,idx] = N[4]; Y[3,idx] = N[5]; Y[4,idx] = corr3(N[3], N[4])
    # Werte korrigieren und in Feldern X und Y speichern.

    # print X[idx] OFS Y[1,idx] OFS Y[2,idx] OFS Y[3,idx] \
    #       OFS Y[4,idx] > OUTTESTNAME

    idx++
  }
}

f = YNEW[1] = YNEW[2] = YNEW[3] = YNEW[4] = 0.0
XI[1] = 1; XI[2] = idx
# "XI[1]" = vorheriger Index (von 'interpol_new_val' gefunden).
# "XI[2]" = max. Index fuer 'interpol_new_val' (Zeilen in 'tmp*.dat').

OLD_OFS = OFS; OLD_ORS = ORS
# alten "Fieldseparator" und "Recordseparator" retten...
OFS = "\t"; ORS = "\r\n" # DOS will es so ;-(
while (f <= F_MAX)
{
  if (interpol_new_val(XI, X, Y, f, YNEW))
  {
    print f OFS YNEW[1] OFS YNEW[2] OFS YNEW[3] OFS YNEW[4] > OUTNAME
  }
  f = f + DELTA_F
}
ORS = OLD_ORS; OFS = OLD_OFS

system("rm -f " TMPNAME) # Hilfsdateien loeschen.

```

```
    }
}

#-----
function getConstants(file, CC, line, tmp)
{
  line = ""
  while (line !~ "Final set of parameters") getline line < file
  while (getline line < file)
  {
    split(line, tmp)

    if ((tmp[1] == "a") && (tmp[2] == "=")) CC[1] = tmp[3]
    if ((tmp[1] == "b") && (tmp[2] == "=")) CC[2] = tmp[3]
    if ((tmp[1] == "c") && (tmp[2] == "=")) CC[3] = tmp[3]
    if ((tmp[1] == "d") && (tmp[2] == "=")) CC[4] = tmp[3]
  }
  close(file)
}

function corr1X(x, CC)
{
  return x
}

function corr1(x, CC)
{
  return CC[1]*x*x*x + CC[2]*x*x + CC[3]*x + CC[4]
}

function corr2(x)
{
  return -x
}

function corr3(x1, x2, A, B)
{
  A = -1.0; B = 1.0      # A, B = lokale Variablen.

  return A * x1 + B * x2
}

function interpol_new_val(INDEX, OLDX, OLDY, newx, NEWY, k, a, b, i1, i2, \
                          DX, success)
{
  success = 0

  for (k=INDEX[1]; k<=INDEX[2]; k++)
  {
```

```

if (OLDX[k] > newx)# naechst groessern X-Wert finden
{
  i1 = k-1; i2 = k; INDEX[1] = k
  # print OLDX[i1] OFS newx OFS OLDX[i2] OFS OLDY[4,i1] OFS OLDY[4,i2]
  success = 1; break
}
# 'newx' liegt zwischen OLDX[i1] und OLDX[i2]: Interpolation noetig!
}

if (!success) return 0 # Gesuchter Wert zu gross! Abbruch mit "false".

# Lineare Interpolation der neuen Y-Werte (y1..y4)
DX = OLDX[i1] - OLDX[i2]
for (k=1; k<=4; k++)
{
  if (DX != 0.0)
  {
    a = (OLDY[k,i1] - OLDY[k,i2]) / DX # a=(y1-y2)/(x1-x2)
    b = OLDY[k,i1] - a * OLDX[i1] # b=y1-a*x1
    NEWY[k] = a * newx + b # y=a*x+b
  }
  else NEWY[k] = OLDY[k,i1];
}

return 1
}

```

A.2.2 Datei: convert-peaks.awk

```

# 'convert-peaks.awk' -- Rolf Niepraschk, 2000/03/24, Vers. 2.3
#
# Erzeugt Datei mit den x-Werten der Maxima aus der uebergebenen Datei
# (dort 1. Spalte "x" und 2. Spalte "y" ).

# Aufruf mit: "awk -f convert-peaks.awk eingabe_datei

# GAWK: ==> http://org.gnu.de/manual/gawk/html\_mono/gawk.html

BEGIN{
  Y_OLD = X_OLD = -1E38
  DIFF_MIN = 0.01 # ggf. anpassen.
  GHZ_PRO_PEAK = 0.15
  IDX = 0
  TMPFILE = "gpt.tmp"
  GPT_SCRIPT = "tmp.gpt"
  FITLOG = "fit.log"
  X_OLD = X_OLD_OLD = X = Y_OLD = Y_OLD_OLD = Y = 0.0
}

{

```

```
if (($1 !~ "#") && (NF>0))
# Erste Spalte kein "#" und auch keine Leerzeile ?
# $1="1. Spalte"; NF="[N]umber of [F]ields" (Anzahl der Spalten)
# "!~"= "enthaelt _nicht_"; "&&"= logisches UND
{
  X = $1; Y = $2
  if ((Y < Y_OLD) && (Y_OLD_OLD < Y_OLD) &&
      ((abs(Y_OLD - Y) > DIFF_MIN) || (abs(Y_OLD - Y_OLD_OLD) > DIFF_MIN)))
  # "Zenit" bereits ueberschritten und nicht nur "Fliegenschiss"?
  # Es muss gelten: "Y_OLD_OLD < Y_OLD > Y" und
  # "Y_OLD - Y > DIFF_MIN" und "Y_OLD - Y_OLD_OLD > DIFF_MIN"
  # "X_OLD" ist dann der gesuchte Wert.
  {
    print X_OLD OFS (IDX * GHZ_PRO_PEAK) > TMPFILE
    IDX++
  }
  X_OLD = X; Y_OLD_OLD = Y_OLD; Y_OLD = Y
}
}

END{
print "f(x)= a*x*x*x + b*x*x + c*x + d" > GPT_SCRIPT
print "fit f(x) \" " TMPFILE "\" via a,b,c,d" > GPT_SCRIPT
system("rm -f " FITLOG)
print "Call: 'gnuplot' with \" " TMPFILE "\"..."
system("gnuplot " GPT_SCRIPT " 2> /dev/null")
system("rm -f " TMPFILE)
system("rm -f " GPT_SCRIPT)
}

# Liefert Absolutwert von "num" (leider nicht standardmaessig vorhanden)
function abs(num)
{
  if (num < 0) return -num; else return num
}
}
```


Literaturverzeichnis

- [1] L. Peach: *Multipass absorption cell measures trace pollutants*. Laser Focus World, (1996):33–37.
- [2] C. Hovde: *High Sensitivity Measurement of Water Vapor by Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy*. In *Water: Its Measurement and Control in Vacuum*, (Herausgeber J. Looney und S. Tison), 47 – 48. National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, MD 20899 (1994).
- [3] J. Ye, L. S. Ma und J. Hall: *Ultrasensitive detections in atomic and molecular physics: demonstration in molecular overtone spectroscopy*. Journal of the Optical Society of America B, **15** (1998)(1):6–15.
- [4] L. S. Ma, J. Ye, P. Dube und J. Hall: *Ultrasensitive frequency-modulation spectroscopy enhanced by a high-finesse optical cavity: theory and application to overtone transitions of C_2H_2 and C_2HD* . Journal of the Optical Society of America B, **16** (1999)(12):2255–2268.
- [5] D. Herriott und H. Schulte: *Folded optical delay lines*. Applied Optics, **4** (1965)(8):883–889.
- [6] E. Lanzinger, K. Jousten und M. Kühne: *Partial pressure measurement by means of infrared laser absorption spectroscopy*. Vacuum, **51** (1998)(1):47–51.
- [7] W. Winkler: *Eine optische Verzögerungsleitung für ein Breitband-Gravitationswellenexperiment*. Technischer Bericht, MPQ-Bericht (1983).
- [8] A. O’Keefe: *Integrated cavity output analysis of ultra-weak absorption*. Chemical Physics Letters, **293** (1998):331–336.
- [9] A. O’Keefe, J. Scherer und J. Paul: *cw Integrated cavity output spectroscopy*. Chemical Physics Letters, **307** (1999):343–349.
- [10] A. Pipino, J. Hudgens und R. Huie: *Evanescent wave cavity ring-down spectroscopy with a total-internal-reflection minicavity*. Review of Scientific Instruments, **68** (1997)(8):2978–2989.

- [11] H. Haken und H. Wolf: *Molekülphysik und Quantenchemie*. Springer (1991).
- [12] T. Mayer-Kuckuk: *Atomphysik*. B.G. Teubner, Stuttgart, 5 Auflage (1997).
- [13] F. Mayinger (Herausgeber): *Optical Measurements*, Kapitel 14, 273–312. Springer Verlag, Berlin Heidelberg (1994).
- [14] A. Siegman: *Lasers*. University Science Books (1986).
- [15] H. Kogelnik und T. Li: *Laser Beams and Resonators*. Applied Optics, **5** (1966)(10):1550–1566.
- [16] N. Hodgson und H. Weber: *Optische Resonatoren*. Springer (1992).
- [17] W. Demtröder: *Laser Spectroscopy*. Springer-Verlag, 2 Auflage (1996).
- [18] T. Day, M. Brownell und I.-F. Wu: *Widely Tunable External Cavity Diode Lasers*. In *SPIE Proceedings: Laser Frequency Stabilization and Noise Reduction*, (Herausgeber Y. Shevy), 35–41 (1995).
- [19] D. Wandt, M. Laschek, K. Przyklenk, A. Tünnerman und H. Welling: *External cavity laser diode with 40 nm continuous tuning range around 825 nm*. Optics Communications, (1996):81–84.
- [20] A. Yariv: *Quantum electronics*. Wiley, 3 Auflage (1988).
- [21] R. Großkloß: *Aufbau eines Diodenlaserspektrometers zur hochempfindlichen Ober-tonspektroskopie an C_2D_2 und H_2S* . Dissertation, Universität Kaiserslautern (1995).
- [22] M. Hamilton: *An introduction to stabilized lasers*. Contemporary Physics, **30** (1989)(1):21–30.
- [23] I. Bronstein und K. Semendjajev: *Taschenbuch der Mathematik*. BSB B.G. Teubner, Leipzig, 22 Auflage (1985).
- [24] R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford und A. Munley: *Laser phase and frequency stabilisation using an optical resonator*. Applied Physics B, **31** (1983):97–105.
- [25] H. Telle: *Stabilization and modulation schemes of laser diodes for applied spectroscopy*. Spectrochimica Acta Rev., **15** (1993)(5):301–327.
- [26] A. Siegman: *Defining, measuring, and optimizing laser beam quality*. In *SPIE Proceedings: Laser resonators and Coherent Optics: Modeling, Technology, and Applications*, (Herausgeber A. Bhowmik), 2–12. Los Angeles, CA (1993).

-
- [27] E. Lanzinger: *Partialdruckbestimmung von Kohlenmonoxid im Hochvakuum mittels Infrarot-Absorptionsspektroskopie unter Verwendung einer Vielfachreflexionszelle nach Herriott*. Dissertation, Universität Hannover (1997).
- [28] Y. Heiner, O. Stier, V. Türk, J. Waschull, B. Sumpf und A. Ostermeier: *Evolution strategies applied to least squares curve fitting of spectroscopic data*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, **56** (1996):769–782.
- [29] L. Rothman, J. Schroeder, A. McCann, R. Gamache, R. Wattson, J.-M. Flaud, A. Perrin, V. Dana, J.-Y. Mandin, A. Goldman, S. Massie, P. Varanasi und K. Yoshino: *The 1996 HITRAN Molecular Spectroscopic Database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation)*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, (1997).
- [30] Y. Ohsugi und N. Ohashi: *0.85- μm Diode Laser Spectroscopy of $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$* . Journal of Molecular Spectroscopy, **131** (1988):215–222.
- [31] G. Herzberg: *Molecular Spectra and Molecular Structure*, Band II. Krieger Publishing Company, reprint 1991 Auflage (1945).
- [32] E. Inbar und A. Arie: *High-sensitivity CW Fabry-Perot enhanced spectroscopy of CO_2 and C_2H_2 using a 1064-nm ND:YAG laser*. Applied Physics B, (1998):99–105.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich für die Hilfe bedanken, die ich bei der Anfertigung dieser Dissertation in vielfältiger Weise erhalten habe.

An erster Stelle danke ich Prof. Dr. Michael Kühne und Dr. Karl Jousten für die Möglichkeit, diese Arbeit im Fachlaboratorium Vakuummetrologie der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Berlin anfertigen zu können. Herrn Kühne gelang es stets, die Faszination der Physik und seine Begeisterung bei der Lösung interessanter physikalischer Problemen zu vermitteln.

Tatkräftig unterstützt wurde meine Arbeit durch Friedhelm Mensing, Dr. Uwe Sterr und Dr. Fritz Riehle aus dem Fachlaboratorium Längeneinheit der PTB in Braunschweig. Die von ihnen als selbstverständlich empfundene wissenschaftliche Hilfe hat einen wesentlichen Anteil an dieser Arbeit.

Ich danke Dr. Harald Lück, Dr. Benno Wilke und Prof. Dr. Karsten Danzmann, stellvertretend für die GEO600-Arbeitsgruppe an der Universität Hannover. Praktisch zu jeder Zeit war man dort bereit, mit mir über meine physikalischen Probleme zu diskutieren. Stets konnte ich mich auf eine unbürokratische und effektive Hilfe verlassen.

Bei Rolf Niepraschk bedanke ich mich für seinen großen Ideenreichtum und seinen Idealismus bei allen „Computerangelegenheiten“ sowie für die Lösung all meiner L^AT_EX-Probleme. Seine große Hilfsbereitschaft und die zügige, effiziente Art der Problemlösung haben mich immer wieder beeindruckt.

Für die anregenden Diskussionen und die kritische Durchsicht meines Manuskriptes danke ich vor allem Dr. Joachim Seidel und Georg Rupschus.

Für große Hilfsbereitschaft und viele äußerst nützliche Ratschläge bedanke ich mich bei Dr. Eckhard Lanzinger, der stets mit großem Interesse meine Arbeit verfolgte.

Ich danke Lutz Blume, stellvertretend für die mechanischen Werkstätten. Er hatte immer ein offenes Ohr für meine Probleme und half mir, diese auch in technischen Zeichnungen ausdrücken zu können.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei Ute Becker, Matthias Wohlfahrt, Lars Siebert und Mathias Wagner, die stets zu unbürokratischer Hilfe bereit waren.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Dirk Maaß
Geburtstag: 22.12.1968
Geburtsort: Osnabrück
Familienstand: verheiratet, 2 Kinder

Schulbesuch

1975 – 1979 Grundschole in Letter
1979 – 1981 Orientierungsstufe Letter
1981 – 1988 Georg-Büchner-Gymnasiums in Letter
1988 Abitur

Studium

WS 1988/89 – WS 1995/96 Diplomstudiengang Physik an der Universität
Hannover
1996 Diplom im Fach Physik

Erwerbstätigkeit

1.8.1996 – 10.08.2000 Beschäftigung als wissenschaftlicher Mitarbeiter bei
der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt,
Institut Berlin, im Fachlaboratorium Vakuumme-
trologie.
Arbeitsgebiet: Optische Partialdruckmessung