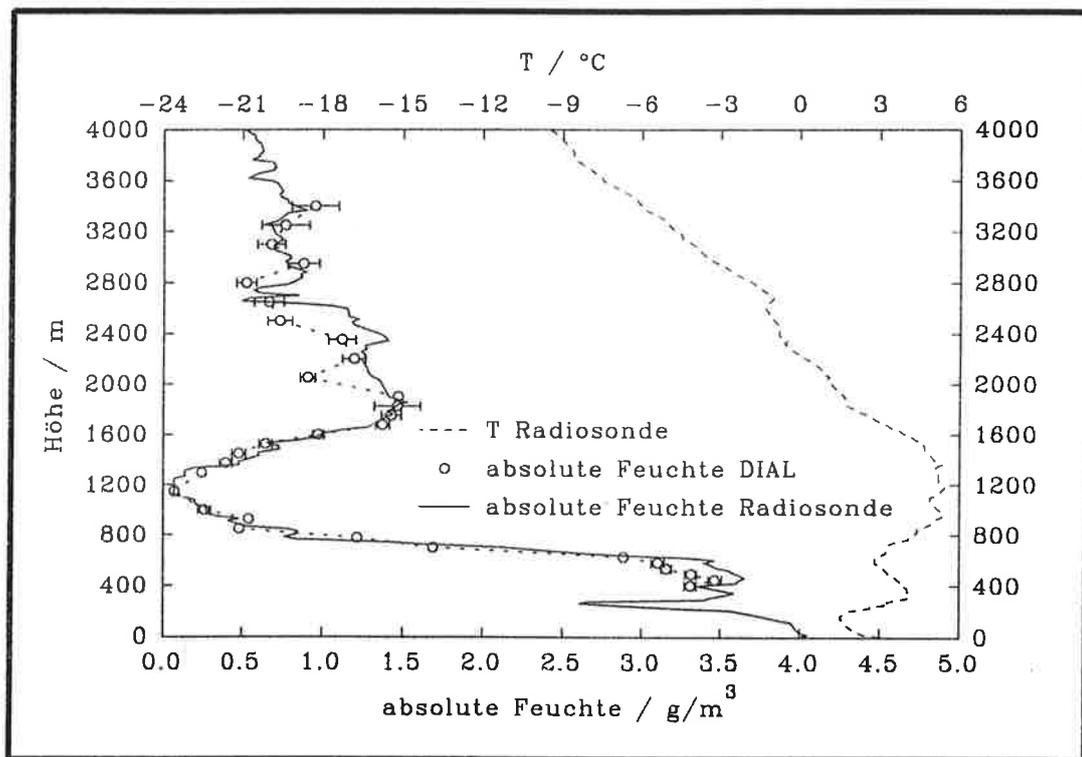




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 34



DIAL-MESSUNGEN VON VERTIKALEN WASSERDAMPFVERTEILUNGEN

EIN LASERSYSTEM FÜR WASSERDAMPF-UND
TEMPERATURMESSUNGEN IN DER TROPOSPHÄRE

VON
VOLKER WULFMEYER

HAMBURG, Dezember 1995

Dissertation im Rahmen des Promotionsverfahrens

Autor:

Volker Wulfmeyer

Max-Planck-Institut
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE
BUNDESSTRASSE 55
D-20146 Hamburg
F.R. GERMANY

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298
E-Mail: <name> @ dkrz.d400.de

ISSN 0938-5177

ISSN 0938-5177

**DIAL-Messungen von vertikalen
Wasserdampfverteilungen**

**Ein Lasersystem für Wasserdampf- und
Temperaturmessungen in der Troposphäre**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Volker Wulfmeyer
aus
Bad Driburg

angefertigt im
Max-Planck-Institut für Meteorologie
Hamburg
1995

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Herrn Prof. Dr. H. Graß
und Herrn Dr. J. Bösenberg

Hamburg, den 22. September 1995

Prof. Dr. M. Dunst
Sprecher des Fachbereiches Geowissenschaften

Einem Engel gewidmet

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das erste Lasersystem konstruiert, das alle Anforderungen für Wasserdampf- und Temperaturmessungen in der Troposphäre mit der DIAL (*differential absorption lidar*)-Methode erfüllt. Das Lasersystem besteht aus einem gütegeschalteten unidirektionalen Alexandrit-Ringlaser, dessen spektrale Eigenschaften mit Hilfe eines Dauerstrichlasers durch die Technik des *injection seeding* entscheidend verbessert werden. Als Dauerstrichlaser wird ein Ti:Saphir-Ringlaser verwendet.

Mit dem Lasersystem wurde erstmalig bei einem DIAL-System im nahen infraroten Spektralbereich single longitudinal mode-Lasertätigkeit erzielt, die neue Nachweismöglichkeiten des Rückstreusignals und eine Beseitigung von Meßfehlern aufgrund der Rayleigh-Doppler-Verbreiterung in erreichbare Nähe rückt.

In Vergleichsmessungen wurde gezeigt, daß die durch das Lasersystem verursachten systematischen Fehler in der Wasserdampfbestimmung kleiner als 5 % in der gesamten Troposphäre sind. Ferner sind die statistischen Fehler in der Wasserdampfbestimmung so klein, daß das System für Messungen des Wasserdampfflusses in der konvektiven Grenzschicht geeignet ist.

Das DIAL-System kann sowohl in der Nacht als auch am Tage für hochauflösende Wasserdampfmessungen in der Troposphäre eingesetzt werden. Die benutzte Technologie ist grundsätzlich auch für die Entwicklung künftiger flugzeug- oder satellitengetragener Systeme geeignet, so daß die DIAL-Methode einen attraktiven Ansatz bietet, den Kenntnisstand über den globalen Wasserkreislauf zu erhöhen.

Abstract

Within the scope of this thesis the first laser system was designed which fulfils all requirements for water vapor and temperature DIAL measurements in the troposphere. The system consists of a Q-switched unidirectional Alexandrite ring laser for which the spectral properties are considerably improved using the injection seeding technique. The master laser is a continuous wave Ti:Sapphire ring laser.

This laser system is the first single mode DIAL system in the near infrared. The high frequency stability and narrow bandwidth make narrowband backscatter signal detection feasible, thus avoiding measurement errors due to Doppler broadening of the backscatter signal.

In intercomparison experiments it was demonstrated that residual systematic errors of water vapor measurements caused by the laser system are less than 5% in the whole troposphere. Due to low statistical errors it is also suitable for water vapor flux measurements in the convective boundary layer.

The DIAL system can be used for day- and nighttime measurements in the troposphere. The new technology introduced in this work is also applicable for the development of airborne and spaceborne systems. Thus the DIAL technique is a promising method to improve the knowledge concerning the global water cycle.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis	XI
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	XIII
1 Einleitung	1
2 Messung von Wasserdampf- und Temperaturprofilen mit hoher Auflösung	3
2.1 Fourier-Transformations-Spektroskopie	3
2.2 Light Detection and Ranging (LIDAR)	5
2.3 Raman-LIDAR	6
2.4 Differential Absorption Lidar (DIAL)	8
2.4.1 Meßmethode	8
2.4.2 Fehlerbetrachtung	9
2.4.3 Folgerungen und Anforderungen an das Lasersystem	13
2.4.4 Bisher verwendete Lasersysteme	15
3 Lasertheorie	18
3.1 Die Komponenten des elektrischen Feldes	18
3.2 Strahlpropagation von Eigenmoden	21
3.3 Ratengleichungen und der Effekt des räumlichen Lochbrennens	22
3.3.1 Dauerstrichlaser	22
3.3.2 Güteschaltung von gepulsten Lasern	24
3.3.3 Regenerative Verstärkung und „injection seeding“	26
3.4 Folgerungen für die Wahl des Lasersystems	28

4	Der Ti:Saphir-Ringlaser	30
4.1	Der Ti:Saphir-Kristall	30
4.2	Der Argon-Ionen-Laser	31
4.3	Der Ringresonator	32
4.4	Die passive Frequenzstabilität	38
4.5	Die aktive Frequenzstabilität	43
4.5.1	Der Aufbau der aktiven Stabilisierung	43
4.5.2	Das Referenz-Interferometer	45
4.5.3	Demonstration der aktiven Stabilisierung	47
4.6	Abstimmung des Ringlasers	51
4.6.1	Grobabstimmung	51
4.6.2	Feinabstimmung	54
4.6.3	Feinstabstimmung	59
4.7	Die Frequenzumschaltung	59
4.8	Zusammenfassung der Spezifikationen	61
5	Der Alexandrit-Laser	64
5.1	Der Alexandrit-Kristall	64
5.2	Die Pumpkammer	66
5.3	Die thermische Linse	69
5.3.1	Theorie	69
5.3.2	Messungen	70
5.4	Berechnung des Resonators für den Alexandrit-Laser	75
5.5	Erste Untersuchung eines Alexandrit-Ringlasers	80
5.5.1	Der freilaufende Laser	82
5.5.2	Der regenerative Verstärker	84
5.5.3	Injection seeding	86
5.6	Der Alexandrit-Ringlaser für das DIAL-System	87
5.6.1	Der freilaufende Laser	87
5.6.2	Injection seeding	88
5.6.3	SLM-Lasertätigkeit bei injection seeding	90
5.6.4	Die spektrale Reinheit bei injection seeding	95
6	Spezifikationen und Aufbau des DIAL-Systems	100
6.1	Die Spezifikationen des Lasers für das DIAL-System	100
6.2	Aufbau des DIAL-Systems	102

7	Messungen mit dem DIAL-System	106
7.1	Zielsetzung der Messungen und Erwartungen	106
7.1.1	Bestimmung systematischer Fehler	106
7.1.2	Bestimmung statistischer Fehler	108
7.1.3	Langzeituntersuchungen	109
7.2	Die erste Vergleichsmessung	110
7.2.1	Wetterlage	110
7.2.2	Durchführung und Analyse	110
7.3	Wasserdampfmessung während der ELITE-Kampagne	113
7.3.1	Wetterlage	113
7.3.2	Durchführung und Analyse	114
7.4	Die zweite Vergleichsmessung	119
7.4.1	Wetterlage	119
7.4.2	Analyse der Vergleichsmessung	119
7.4.3	Hochauflösende Messung in der unteren Troposphäre	123
7.4.4	Untersuchung einer Cirruswolke	126
7.5	Messung in der mittleren Troposphäre bei Tage	131
7.6	Zusammenfassung	132
7.6.1	Die Genauigkeit der Wasserdampfmessungen mit dem H ₂ O-DIAL-System	132
7.6.2	Vergleich mit Raman-LIDAR	134
8	Schlußbetrachtung und Ausblick	137
A	Propagationsmatrizen	140
B	Das Fabry-Perot-Interferometer	141
C	Das Steuerprogramm für den Ti:Saphir-Laser	144

Abbildungsverzeichnis

4.1	Der Aufbau des Ti:Saphir-Ringlasers	33
4.2	Der Verlauf einer TEM ₀₀ -Mode des Ti:Saphir-Lasers	35
4.3	Die Divergenz des Ti:Saphir-Laserstrahls in Abhängigkeit von l_1^* und l_2^*	36
4.4	Der Radius der Strahltaile im Ti:Saphir-Kristall in Abhängigkeit von l_1^* und l_2^*	36
4.5	Die Bestimmung der Divergenz des Ti:Saphir-Lasers	37
4.6	Die Leistung des Ti:Saphir-Lasers in Abhängigkeit von der Pumpleistung	38
4.7	Die passive Frequenzstabilität des Ti:Saphir-Lasers	39
4.8	Die Kurzzeit-Frequenzstabilität des Ti:Saphir-Lasers	40
4.9	Das Spektrum des Ti:Saphir-Lasers	41
4.10	Der Aufbau für die aktive Stabilisierung	44
4.11	Die Transmissionskurve des Referenz-Interferometers	46
4.12	Die Langzeit-Frequenzstabilität des aktiv stabilisierten Ti:Saphir-Lasers	48
4.13	Die Kurzzeit-Frequenzstabilität des aktiv stabilisierten Ti:Saphir-Lasers	49
4.14	Der Abstimmbereich des Ti:Saphir-Lasers	53
4.15	Hochauflösende Abstimmung des Ti:Saphir-Lasers mit dem doppelbrechenden Filter	53
4.16	Hochauflösende Abstimmung des Ti:Saphir-Lasers mit dem Luftspaltetalon	55
4.17	Der Aufbau für die Feinabstimmung des Ti:Saphir-Lasers	56
4.18	Abstimmung des Ti:Saphir-Lasers über drei Wasserdampfabsorptionslinien	58
4.19	Der Aufbau für die Frequenzumschaltung des Ti:Saphir-Lasers	61
4.20	Die Demonstration der Frequenzumschaltung des Ti:Saphir-Lasers	62
5.1	Die Konstruktion der Pumpkammer für den Alexandrit-Laser	66
5.2	Der Aufbau für die Messung der quasi-stationären thermischen Linse	71
5.3	Die Brennweite der thermischen Linse in Abhängigkeit von der Pulsenergie der Blitzlampen	72
5.4	Der Aufbau für die Messung der zeitabhängigen thermischen Linse	74

5.5	Die Brennweite der thermischen Linse während des Blitzlampenpulses . . .	74
5.6	Der Aufbau eines Ringresonators	77
5.7	Die Strahlpropagation von Eigenmoden im Ringresonator	79
5.8	Der Aufbau zur Untersuchung des Alexandrit-Ringlasers	81
5.9	Das Spektrum des freilaufenden Alexandrit-Ringlasers	83
5.10	Regenerative Verstärkung im Alexandrit-Ringlaser	85
5.11	Spektren von eingekoppelten Pulszügen des Master-Lasers	89
5.12	Laserpulse mit und ohne mode-beating	90
5.13	Spektren von SLM- und DLM-Laserpulsen	91
5.14	Das Interferenzsignal zur Messung der Phasen Anpassung	93
5.15	Das Spektrum und die Frequenzstabilität des SLM-Alexandrit-Lasers . . .	94
5.16	Der Aufbau zur Messung der spektralen Reinheit	96
5.17	Die theoretische Transmission der Absorptionszelle bei der Messung der spektralen Reinheit	97
5.18	Die Messung der spektralen Reinheit	98
6.1	Der Aufbau des DIAL-Systems	104
7.1	Ein Varianzspektrum einer Zeitreihe der absoluten Feuchte gemessen am 01.12.1994	109
7.2	Die höhenkorrigierten Rückstreusignale und die optische Dicke τ_{H_2O} bei der Vergleichsmessung vom 20.07.1994 um 21:55 UT	111
7.3	Die Vergleichsmessung DIAL/Radiosonde vom 20.07.1994 um 21:55 UT . .	112
7.4	$\ln(P_{off}z^2)$ gemessen während der ELITE-Kampagne am 11.09.1994	115
7.5	$\ln(\beta_{par})$ gemessen während der ELITE-Kampagne am 11.09.1994	117
7.6	Bei der ELITE-Kampagne am 11.09.1994 gemessene Wasserdampfvertei- lung in der unteren Troposphäre	118
7.7	Die Vergleichsmessung DIAL/Radiosonde vom 01.12.1994 um 19:13 UT . .	120
7.8	Die absoluten und relativen Fehler bei der zweiten Vergleichsmessung DIAL/Ra- diosonde vom 01.12.1994 um 19:13 UT	122
7.9	$\ln(\beta_{par})$ gemessen während der zweiten Vergleichsmessung	124
7.10	Während der zweiten Vergleichsmessung bestimmte Wasserdampfvertei- lung in der unteren Troposphäre	125
7.11	Das Satellitenbild von Europa vom 01.12.1994 um 20:33 UT	126
7.12	$\ln(P_{off}z^2)$ einer Cirruswolke gemessen während der zweiten Vergleichsmes- sung	127

7.13	$\ln(P_{off}z^2)$ der Cirruswolke gemessen während der zweiten Vergleichsmessung nach Umschalten auf eine andere Online-Frequenz	129
7.14	Die Temperatur in der oberen Troposphäre am 01.12.1994 um 19:30 UT	130
7.15	Das Profil der absoluten Feuchte in der mittleren Troposphäre vom 30.01.1995 um 14:40 UT	133
7.16	Die aktuellste Veröffentlichung einer Tageslichtmessung eines Wasserdampfprofils mit einem Raman-LIDAR	135
C.1	Das Steuerprogramm für den Ti:Saphir-Laser	144

Tabellenverzeichnis

2.1	Die Anforderungen an einen Laser für ein H ₂ O- und ein T-DIAL-System .	14
4.1	Die Spezifikationen der Geräte für die aktive Stabilisierung	43
4.2	Die Spezifikationen des Ti:Saphir-Ringlasers	63
5.1	Die Schwellenenergien für die Blitzlampen zum Pumpen des Alexandrit- Lasers	68
6.1	Die Spezifikationen des Lasers für das DIAL-System	100

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

1. Lateinische Symbole

A	Element der Propagationsmatrix, Empfängerfläche eines Detektorsystems, Querschnittsfläche einer Resonatormode
A_p	Querschnittsfläche des gepumpten Bereiches im Laserkristall
a	Exponent zur Beschreibung der Frequenzabhängigkeit der Partikel-Extinktion
B	Element der Propagationsmatrix
B_ν	spektrale Strahldichte der thermischen Strahlung
C	Element der Propagationsmatrix
D	Element der Propagationsmatrix
D_1	Radius des Interferenzringes erster Ordnung eines Fabry-Perot-Interferometers
D_2	Radius des Interferenzringes zweiter Ordnung eines Fabry-Perot-Interferometers
d	Abstand der Spiegel in einem Interferometer
d_{DBF}	Dicke der Platte eines doppelbrechenden Filters
d_{FP}	Abstand der Spiegel im Fabry-Perot-Interferometer
d_{RI}	Abstand der Spiegel im Referenz-Interferometer
E_p	Pulsenergie der Blitzlampen
F	Mehrfachstreuparameter
f_m	minimale Frequenz eines gemessenen Varianzspektrums
f_n	Nyquist-Frequenz
f_t	Brennweite der thermischen Linse
g	funktionale Abhängigkeit der Besetzung im Laserniveau von der Pulsdauer der Blitzlampen
H_v, H_w	Hermisches Polynom der Ordnung v bzw. w
h	Abstand der Hauptebenen der thermische Linse von den Endflächen des Laserstabes
I_{off}	Intensität des Alexandrit-Laserpulses bei der Offline-Frequenz nach Propagation durch die Absorptionszelle
I_{on}	Intensität des Alexandrit-Laserpulses bei der Online-Frequenz nach Propagation durch die Absorptionszelle
I_ν	spektrale Strahldichte

K	Systemkonstante eines LIDAR-Detektorsystems
k	Betrag des Wellenvektors
L^*	optische Weglänge für einen Umlauf im Laserresonator
L_{ab}	Länge der Absorptionsstrecke in der Absorptionszelle
L_k	geometrische Länge eines aktiven Mediums
l	Abstand von der Referenzebene bei der Strahlpropagation im Laserresonator
l_1	optische Weglänge von der zweiten Hauptebene des Alexandrit-Stabes zur Aufweitungslinse im Resonator
l_2	optische Weglänge von der Aufweitungslinse zur ersten Hauptebene des Alexandrit-Stabes
l_1^*	optische Weglänge vom Spiegel R1 zum Spiegel R2 im Ti:Saphir-Laser in Propagationsrichtung
l_2^*	optische Weglänge vom Spiegel R2 zum Spiegel R1 im Ti:Saphir-Laser in Propagationsrichtung
m	Volumen-Mischungsverhältnis von Wasserdampf
N	gesamte Anzahldichte laseraktiver Atome
N_0	Anzahldichte der Atome im Laserniveau beim Start des Güteschalters
N_1	Anzahldichte der Atome im Grundzustand
N_2	Anzahldichte der Atome im Laserniveau
N_{2s}	Anzahldichte der Atome im Laserniveau nach Erreichen stabiler Lasertätigkeit beim Dauerstrichlaser
N_{H_2O}	Anzahldichte von Wasserdampf-Molekülen
N_{N_2}	Anzahldichte von Stickstoff-Molekülen
N_R	Anzahldichte eines Raman-aktiven Gases
N_{sch}	Schwellenbesetzung, die zum Erreichen der Lasertätigkeit notwendig ist
n	Brechungsindex
n_a	außerordentlicher Brechungsindex von kristallinem Quarz
n_k	Brechungsindex des Laserkristalls
n_o	ordentlicher Brechungsindex von kristallinem Quarz
O	Überlappfunktion zwischen Teleskop-Gesichtsfeld und Laserstrahl
P_0	Laserleistung bei einer LIDAR-Messung
P_{inj}	in den Alexandrit-Ringlaser bei injection seeding eingekoppelte Leistung des Ti:Saphir-Lasers
P_n	Wert des Varianzspektrums der Wasserdampfdichte bei der Nyquist-Frequenz
P_{off}	Offline-Rückstreusignal bei einer DIAL-Messung
P_{on}	Online-Rückstreusignal bei einer DIAL-Messung
P_p	Pumpleistung
P_{sch}	Pumpleistung, die notwendig ist, um die Laserschwelle zu erreichen

$P_{Ti:Sp}$	hinter dem Auskoppelspiegel gemessene Leistung des Ti:Saphir-Lasers
P_p	Varianzspektrum der Wasserdampfdichte
PI	pointing instability, Maß für die Stabilität der Pumpkammer
p	Druck
p_{DBF}	Position der Mikrometerschraube bei der Abstimmung mit dem doppelbrechenden Filter
p_{LE}	Position der Mikrometerschraube bei der Abstimmung mit dem Luftspaltetalon
p_s	Bodendruck
Q	Wärmequellendichte im Alexandrit-Laserstab
q	Gaußscher Strahlparameter
\hat{q}	reduzierter Gaußscher Strahlparameter
R	Krümmungsradius der Fläche gleicher Phase eines Gaußschen Strahls, Krümmungsradius eines Laserspiegels
R_p	Pumprate
r	Radius in einer zweidimensionalen Ebene
r_k	Radius des Alexandrit-Laserstabes
S	LIDAR-Verhältnis
S_{H_2O}	Linienstärke einer Wasserdampfabsorptionslinie
SR	spektrale Reinheit
s	funktionale Abhängigkeit des in den Alexandrit-Ringlaser eingekoppelten Pulszuges des Master-Lasers von der Anstiegszeit des Güteschalters und der Umlaufzeit im Resonator
T	Temperatur
T_D	Taupunkt
t	Zeit
t_0	Startzeitpunkt des Güteschalters
t_a	pulse build-up time, Pulsaufbauzeit eines gütegeschalteten Lasers
t_b	Pulsdauer der Blitzlampen
$t_{on,off}$	Zeitabstand zwischen On- und Offline-Laserpuls
t_u	Umlaufzeit im Laserresonator
U	Spannung
u	Komponente des elektrischen Feldes
V_A	Volumen des Alexandrit-Laserstabes
v	Inversionsverhältnis beim gütegeschalteten Laser
Z_H	Anzahl von Höhenstufen
Z_T	Anzahl von Laserpulsen
z	Höhe über dem LIDAR-Standort, Abstand von der Strahltille bei der Gaußschen Strahlpropagation

2. Griechische Symbole

α_G	Absorptionskoeffizient eines Gases
------------	------------------------------------

α_{mol}	Molekül-Extinktionskoeffizient aufgrund von Rayleigh-Streuung
α_p	Absorptionskoeffizient im Ti:Saphir-Kristall bei der Pumpfrequenz
α_{par}	Partikel-Extinktionskoeffizient
β	Rückstreukoeffizient, Einfallswinkel des Lasers auf die Spiegel im Ti:Saphir-Ringresonator
β_a	außerordentlicher Brechungswinkel in einer doppelbrechenden Platte
β_o	ordentlicher Brechungswinkel in einer doppelbrechenden Platte
β_R	Raman-Rückstreukoeffizient
Γ	Spektrum eines in den Alexandrit-Ringresonator eingekoppelten Pulszuges des Master-Lasers
γ	Temperaturgradient der Atmosphäre
ΔD	volle Halbwertsbreite des Ringes erster Ordnung eines Fabry-Perot-Interferometers
ΔE	energetischer Abstand zwischen zwei Zuständen der Chrom-Ionen im Alexandrit-Kristall
Δf_t	Stabilitätsbereich eines Resonators mit einer thermischen Linse
ΔU_{DA}	Spannungsänderung am DA-Wandler
$\Delta \alpha_G$	differentieller Absorptionskoeffizient eines Gases bei einer DIAL-Messung
$\Delta \alpha_{H_2O}$	differentieller Absorptionskoeffizient von Wasserdampf bei einer DIAL-Messung
$\Delta \alpha_{O_2}$	differentieller Absorptionskoeffizient von Sauerstoff bei einer DIAL-Messung
$\Delta \gamma$	Drehwinkel des doppelbrechenden Filters
$\Delta \vartheta$	Drehwinkel des Luftspaltetalons
$\Delta \lambda_{DBF}$	Wellenlängenänderung bei einer Drehung des doppelbrechenden Filters
$\Delta \nu_{DBF}$	Frequenzänderung bei einer Drehung des doppelbrechenden Filters
$\Delta \nu_{FP}$	spektrale Auflösung des Fabry-Perot-Interferometers
$\Delta \nu_{LE}$	Frequenzänderung bei einer Drehung des Luftspaltetalons
$\Delta \nu_m$	Frequenzabstand zwischen longitudinalen Moden
$\Delta \nu_p$	spektrale FWHM eines Fourier-limitierten Pulses
$\Delta \nu_{RI}$	passive Frequenzdrift des Referenz-Interferometers
$\Delta \nu_{SP}$	Frequenzverschiebung durch Längenänderung des Piezo-Kristalls im Ti:Saphir-Ringresonator
$\Delta \rho$	absolute Abweichung zwischen dem DIAL- und dem Radiosondenprofil bei einer Wasserdampfmessung
$\Delta \tau_G$	optische Dicke eines Gases bei einer DIAL-Messung in einer Raumzelle
δ	Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl in einer doppelbrechenden Platte
δN_G	absoluter Fehler in der Messung einer Anzahldicke eines Gases
$\delta \alpha_G$	absoluter Fehler bei der Messung von α_G

ε	Anteil der Pumpleistung, der als Wärme im Alexandrit-Kristall deponiert wird
η	Effizienz eines gütegeschalteten Lasers
η_{inj}	Einkoppeleffizienz des injection seeded Alexandrit-Ringlasers
η_p	Pumpeffizienz
η_s	slope-efficiency, differentieller Wirkungsgrad des Ti:Saphir-Lasers
θ	Divergenzwinkel
$\theta_{Ti:Sph}$	Divergenz des Ti:Saphir-Laserstrahls
ϑ	Auftreffwinkel einer ebenen Welle auf die Spiegel in einem Interferometer
κ	Eigenwert der Jones-Matrix
λ	Wellenlänge
ν	Frequenz
ν_0	Frequenz eines bei einer LIDAR-Messung verwendeten Lasers
ν_b	Repetitionsrate der Blitzlampen
ν_{DBF}	Frequenz am Transmissionsmaximum eines doppelbrechenden Filters
ν_{H_2O}	Frequenz nach Raman-Streuung an Wasserdampf
ν_m	Frequenz einer longitudinalen Mode
ν_{N_2}	Frequenz nach Raman-Streuung an Stickstoff
ν_p	Frequenz des Pumplasers
ν_R	Frequenz nach Raman-Streuung
$\tilde{\nu}_{H_2O}$	Wellenzahl des Zentrums einer Wasserdampf-Absorptionslinie
ξ	Maß für den Weglängenunterschied zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl in einer doppelbrechenden Platte
ρ, ρ_{H_2O}	Wasserdampfdichte bzw. absolute Feuchte
ρ_A	Dichte des Alexandrit-Kristalls
σ_{2a}	Querschnitt für parasitische Absorption im Alexandrit-Kristall
σ_a	Querschnitt für Absorption eines aktiven Mediums
σ_G	Absorptionsquerschnitt eines atmosphärischen Gases
σ_{H_2O}	Absorptionsquerschnitt von Wasserdampf
σ_{O_2}	Absorptionsquerschnitt von Sauerstoff
σ_R	Raman-Rückstreuquerschnitt
σ_r	Querschnitt für Restabsorption im Ti:Saphir-Kristall
σ_s	Querschnitt für stimulierte Emission eines aktiven Mediums
σ_ρ	Standardabweichung der gemessenen absoluten Feuchte
τ_c	Photonen-Lebensdauer im Laserresonator
τ_f	Fluoreszenz-Lebensdauer der Atome im Laserniveau
τ_G	optische Dicke eines Gases an der Online-Frequenz bei einer DIAL-Messung
τ_{H_2O}	optische Dicke des Wasserdampfes an der Online-Frequenz bei einer DIAL-Messung bzw. in der Absorptionzelle
τ_l	Lebensdauer der Chrom-Ionen in einem über dem Speicherniveau gelegenen Zustand des Alexandrit-Kristalls

τ_s	Lebensdauer der Chrom-Ionen in dem Speicherniveau des Alexandrit-Kristalls
Φ_b	Spektrum der Blitzlampen
$\Phi_{v,w}$	Guoy-Phasenverschiebung einer transversalen Mode der Ordnung v und w
ϕ	Photonenflußdichte im Laserresonator
ϕ_0	Photonenflußdichte im Laserresonator beim Start des Güteschalters
ϕ_p	Photonenflußdichte im Puls eines gütegeschalteten Lasers
ϕ_s	Photonenflußdichte im Resonator nach Erreichen stabiler Lasertätigkeit beim Dauerstrichlaser
φ	Phasenänderung einer ebenen Welle nach einem Umlauf in einem Interferometer
Ω	Raumwinkel
ω	Strahlradius eines Gaußschen Strahls
ω_0	Strahltaile eines Gaußschen Strahls
ω_F	Strahlradius auf einer Linse im Alexandrit-Ringresonator
ω_k	Strahlradius der Resonatormode im Ti:Saphir-Kristall
ω_p	Strahlradius des Pumplaserstrahls im Ti:Saphir-Kristall

3. Kalligraphische Symbole

A	Auflösungsvermögen eines Interferometers
\mathcal{F}	Finesse eines Interferometers
\mathcal{K}	Kontrast eines Interferometers
\mathcal{P}	Funktion zur Beschreibung der zeitabhängigen thermischen Linse
\mathcal{R}	Reflektivität eines Spiegels
\mathcal{T}_{ab}	Transmission der Absorptionszelle
\mathcal{T}_{as}	Transmission des Auskoppelspiegels in einem Resonator
\mathcal{T}_{DBF}	Transmission horizontal polarisierten Lichtes durch einen doppelbrechenden Filter
\mathcal{T}_{LE}	Transmission des Luftspaltetalons
\mathcal{T}_m	Transmission des Referenz-Interferometers an der Stelle mit der maximalen Steigung der Transmissionskurve
\mathcal{T}_{max}	maximale Transmission eines Interferometers
\mathcal{T}_{RI}	Transmission des Referenz-Interferometers
\mathcal{T}_s	Transmission eines Slave-Resonators bzw. hier des Alexandrit-Ringresonators
\mathcal{T}_ν	Transmission der Atmosphäre bei der Frequenz ν
\mathcal{V}	Verlust der Photonen bei der Laserwellenlänge nach einem Umlauf im Resonator ausschließlic der Absorption im Laserkristall und des Verlustes am Auskoppelspiegel

\mathcal{V}_g Verlust der Photonen bei der Laserwellenlänge nach einem Umlauf im Resonator ausschließlicly der Absorption im Laserkristall

4. Indizes

e bezieht sich auf ein ebenes Interferometer
 k bezieht sich auf ein konfokales Interferometer
 m Ordnung einer longitudinalen Mode
 v, w Ordnung einer transversalen Mode
 ν drückt eine Frequenzabhängigkeit aus
 ρ bezieht sich auf die Wasserdampfdichte

5. Konstanten

c Lichtgeschwindigkeit
 c_p spezifische Wärmekapazität von Alexandrit
 h Plancksches Wirkungsquantum
 i imaginäre Einheit
 K_A Wärmeleitkoeffizient von Alexandrit
 k_B Boltzmann-Konstante

6. Abkürzungen

AERI Atmospheric Emitted Radiance Interferometer
AS Auskoppelspiegel eines Laserresonators
BALTEX Baltic Sea Experiment
CNRS Service d'Aeronomie du Centre National de la Recherche Scientifique
DBF doppelbrechender Filter
DIAL Differential Absorption Lidar
DLM dual longitudinal mode, Lasertätigkeit auf zwei longitudinalen Moden
DLR Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt
ELITE European LITE Correlative Measurement Campaign, Meßkampagne zum Vergleich der Daten des LITE-Instruments mit Daten von boden- und luftgestützten LIDAR-Systemen
ESA excited state absorption, parasitische Absorption im Alexandrit-Kristall
FOM figure of merit, Maß für die Restabsorptionsverluste im Ti:Saphir-Kristall
FSB freie spektrale Breite eines Interferometers
FWHM full width half maximum, volle Halbwertsbreite eines Spektrums oder eines zeitabhängigen Signals

GSFC	NASA Goddard Space Flight Center
H ₂ O-DIAL	Messung von Wasserdampfprofilen mit dem DIAL-Verfahren
GKSS	GKSS-Forschungszentrum Geesthacht
IR	infraroter Spektralbereich
LASE	Lidar Atmospheric Sensing Experiment
LE	Luftspaltetalon
LIDAR	Light Detection and Ranging
LITE	Laser In-Space Technology Experiment, erste Messung von LIDAR-Rückstreusignalen mit einem weltraumgestützten Lasersystem
LSB	least significant bit
MPI	Max-Planck-Institut für Meteorologie
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NASALaRC	NASA Langley Research Center
Nd:YAG	mit Neodym-Ionen dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall, Lasermaterial
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
OD	optische Diode
PZ	Pockelszelle
Radar	Radio Detection and Ranging
RASS	Radio Acoustic Sounding System
RI	Referenz-Interferometer
SLM	single longitudinal mode, Lasertätigkeit auf einer longitudinalen Mode
SP	auf Piezokristall montierter Resonatorspiegel
T-DIAL	Messung von Temperaturprofilen mit dem DIAL-Verfahren
TEM ₀₀	Transversal elektromagnetische Mode niedrigster Ordnung mit einem Gaußschen Strahlprofil
Ti:Saphir	mit Titan-Ionen dotierter Saphir-Kristall, Lasermaterial

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung meteorologischer Prozesse insbesondere in der Grenzschicht und der freien Troposphäre erfordert eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung und die Fähigkeit, bei Tag und Nacht diese Messungen durchführen zu können. Nur so werden Phänomene einer Analyse zugänglich, die für den Zustand der Atmosphäre von außerordentlicher Wichtigkeit sind. Dazu gehören insbesondere Austauschprozesse zwischen dem Erdboden und der Grenzschicht sowie zwischen der Grenzschicht und der freien Troposphäre.

In dieser Arbeit wird dabei der Schwerpunkt auf die Messung des Wasserdampfes in der Troposphäre gelegt. Obwohl bekanntermaßen die Wasserdampfdichte eine Größe ist, die auf nahezu allen Zeitskalen das Wetter und das Klima bestimmt, herrscht gerade hier ein Mangel an geeigneten Meßgeräten. Der Stand der Wissenschaft und der Handlungsbedarf im Falle der Untersuchung der Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre wurden von STARR und MELFI treffend folgendermaßen ausgedrückt [161]:

during the late 1980s it became clear that present water vapor measurements were inadequate to define the state of the atmosphere at almost any scale; ... our understanding of the role water vapor will play in global warming ... suffers from an inadequate knowledge of even total atmospheric moisture content ..., much less of the vertical distribution of moisture.

Diese Arbeit soll helfen, hier eine Lücke zu schließen.

Dazu muß zunächst eine Auswahl getroffen werden, welche Meßmethode verwendet werden soll. Um Austauschprozesse und vertikale Flüsse untersuchen zu können, kommen dabei nur Verfahren in Frage, die in der Lage sind, Vertikalprofile zu messen. Da außerdem gerade am Tage unter konvektiven Bedingungen der Wasserdampf den Zustand und die Schichtung der Atmosphäre beeinflusst, sollte das Meßinstrument in der Lage sein, auch tagsüber mit hoher Auflösung Wasserdampf- oder Temperaturprofile zu bestimmen.

In Kapitel 2 wird gezeigt, welche Genauigkeit bei der Untersuchung der oben genannten Phänomene und bei weiteren wichtigen Anwendungen des Meßgerätes erforderlich ist. Dann werden die gebräuchlichen Meßverfahren verglichen und das sogenannte *DIAL* (*Differential Absorption Lidar*) als diejenige Methode vorgestellt, die nach dem heutigen

Stand der Wissenschaft das größte Potential bietet, die geforderte Genauigkeit zu erzielen. Dieses Verfahren stellt aber bei der Messung von Wasserdampf- und Temperaturprofilen so hohe Anforderungen an das Meßgerät – in diesem Fall an einen Laser –, daß bis heute die Genauigkeit der meisten Resultate durch die Spezifikationen des verwendeten Lasers limitiert war. Es wird ebenfalls in Kapitel 2 gezeigt, woraus sich diese Anforderungen ergeben und welche Spezifikationen verlangt werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Lasersystem zur Verfügung zu stellen, das einerseits alle diese Anforderungen einhält und andererseits so robust ist, daß es auch im Feldeinsatz bei Meßkampagnen betrieben werden kann. Dazu muß zunächst in Kapitel 3 betrachtet werden, welche typischen Lasereigenschaften zu beachten sind und welcher Weg in Richtung auf ein neuartiges DIAL-System einzuschlagen war.

Dieser Weg wird eingehend in den Kapiteln 4 und 5 beschrieben, die einen Schwerpunkt dieser Arbeit bilden. Da die Anforderungen an das Lasersystem so hoch sind, müssen sämtliche Lasereigenschaften äußerst sorgfältig spezifiziert werden. Diese Notwendigkeit wird noch dadurch verstärkt, daß mit diesem Lasersystem Messungen in der Atmosphäre durchgeführt werden, die im Gegensatz zu Labormessungen nicht reproduzierbar sind.

Es wird in Kapitel 6 nicht nur gezeigt, daß alle Anforderungen von diesem Lasersystem bei weitem übertroffen werden, sondern auch, daß die hohen Spezifikationen neue Wege für Flußmessungen mit einem einzigen Lasersystem eröffnen und daß nun auch genaue Temperaturmessungen mit dem DIAL-Prinzip in erreichbare Nähe rücken.

Nachdem in Kapitel 6 der Aufbau des DIAL-Systems beschrieben wurde, wird schließlich in Kapitel 7 gezeigt, daß die für Wasserdampfmessungen geforderte Meßgenauigkeit bei großer Zeit- und Höhengauflösung erreicht wird. Obwohl diese im Moment zumindest bei Tageslichtmessungen unübertroffen ist, sind die Möglichkeiten des vorliegenden Systems damit noch lange nicht ausgeschöpft. In dem abschließenden Ausblick wird vielmehr gezeigt, mit welchen Maßnahmen in Zukunft eine weitere Steigerung der Genauigkeit und Auflösung von Wasserdampfmessungen mit dem neuen DIAL-System erreicht werden soll.

Kapitel 2

Messung von Wasserdampf- und Temperaturprofilen mit hoher Auflösung

Bevor die Verfahren zur Messung von Profilen vorgestellt werden, sind die Anforderungen an die Meßgenauigkeit und die Auflösung zu betrachten. Diese hängen im einzelnen von der Art der zu untersuchenden Prozesse ab. Anhand von zwei der wichtigsten Anwendungen der gemessenen Profile ergeben sich folgende Anforderungen:

- Messung des Wasserdampfes in der konvektiven Grenzschicht:
Hier muß der statistische Fehler in der Bestimmung des Wasserdampfprofils weniger als 2 % bei einer Höhenauflösung von 75 m und einer Zeitauflösung von 60 s innerhalb der Grenzschicht betragen [148].
- Unterstützung von Wettervorhersage- und Klimamodellen:
Hier muß eine Meßgenauigkeit von 5–10 % in der Wasserdampfdichte und von 1 K in der Temperatur bei einer Höhenauflösung von mindestens 500 m in der Grenzschicht und 1 km in der freien Troposphäre erreicht werden. Die geforderte Zeitauflösung beträgt 6 Stunden [14, 161].

Aus den Verfahren zur passiven Fernerkundung von Wasserdampf- und Temperaturprofilen (s. auch [77, 103, 170]), wird im folgenden die passive Infrarot-Fernerkundung herausgegriffen, mit der sich momentan die größte Höhenauflösung erzielen läßt. Dieses Verfahren wird der aktiven Fernerkundung gegenübergestellt und es werden die Vor- und Nachteile der Methoden diskutiert.

2.1 Fourier-Transformations-Spektroskopie

Die Fourier-Transformations-Spektroskopie ist eine passive Fernerkundungsmethode, die insbesondere an der Universität von Wisconsin in Madison, Wisconsin, USA weiterentwickelt wurde. Das Meßinstrument wird als *Atmospheric Emitted Radiance Interferometer (AERI)* bezeichnet und ist ein Michelson-Interferometer mit einer spektralen

Auflösung von etwa 1 cm^{-1} , das Spektren der atmosphärischen Rückstrahlung von $550\text{--}3000 \text{ cm}^{-1}$ aufnimmt [159, 54]. Mit Hilfe der Strahlungsübertragungsgleichung [102]

$$I_\nu = \int_0^{p_s} B_\nu(T) \frac{dT_\nu(p_s, p)}{dp} dp \quad (2.1)$$

können durch eine Anpassung an das gemessene Spektrum Wasserdampf- und Temperaturprofile bestimmt werden. Dabei ist I_ν die spektrale Strahldichte, $B_\nu(T)$ die spektrale Strahldichte thermischer Strahlung mit der Temperatur T und T_ν die Transmission der Atmosphäre jeweils bei der Frequenz ν . Mit p_s wird der Bodendruck und mit p der Druck bezeichnet.

Die Fredholmsche Integralgleichung (2.1) führt bei ihrer Invertierung nicht zu einer eindeutigen Lösung. Deshalb werden zum einen Startprofile für die Wasserdampf- und Temperaturverteilung vorgegeben, die bei dem AERI durch einen Radiosondenaufstieg ermittelt werden. Um den Lösungsraum weiter einzuschränken, werden zum anderen Zwangsbedingungen eingeführt. Dabei wird angenommen, daß die Änderung in dem Wasserdampf- bzw. Temperaturprofil von Messung zu Messung linear vom Druck abhängig ist.

In Vergleichsmessungen bei klarer Atmosphäre wurde festgestellt, daß bei diesem Verfahren der Temperaturfehler etwa 2 K bis 2500 m und der Taupunktfehler 3 K bis 1100 m bei einer Zeitauflösung von 10 min beträgt [54]. Da der Wasserdampfdruck stark nichtlinear vom Taupunkt abhängt, bedeutet dieses einen relativen Fehler von etwa 20%. Die größte Höhengauflösung, die mit der passiven Fernerkundung erreicht werden kann, hängt von der Breite der Gewichtsfunktionen in Gl. (2.1) ab. Bei dem AERI beträgt sie etwa 500 m; sie wird allerdings durch das Signalrauschen reduziert, was in [54] nicht genauer spezifiziert wurde. Schließlich sind die Einflüsse von Aerosolpartikeln und von Wolken auf die Rückstrahlung so groß, daß ohne weitere Korrekturen der Betrieb des AERI in einer inhomogenen Atmosphäre nicht möglich ist.

Es wurde vorgeschlagen, die Genauigkeit der Temperaturmessungen durch parallele Wasserdampfmessungen mit einem Raman-LIDAR (s. 2.3) zu verbessern und auch die Wolkenhöhe mit dem LIDAR-Verfahren (s. 2.2) zu messen, um die thermische Strahlung der Wolke abschätzen zu können [55]. Erste Untersuchungen dazu wurden in [54] vorgestellt und es wurde gezeigt, daß erst nach Verwendung der Daten des Raman-LIDAR die von einem Radiosondenaufstieg gezeigten wichtigen Temperaturinversionen reproduziert werden konnten. Hier stellt sich die Frage, ob nicht gleich ein Lasersystem für Wasserdampfmessungen eingesetzt werden sollte.

Abschließend läßt sich festhalten, daß die passive Fernerkundung darunter leidet, daß die Invertierung der Strahlungsübertragungsgleichung nicht eindeutig ist. Es müssen zusätzliche Zwangsbedingungen vorgegeben werden, die die Lösungsgesamtheit aber trotzdem nicht so stark einschränken, daß die oben genannten Anforderungen für Wasserdampf- und Temperaturmessungen eingehalten werden. Ferner existiert eine große Querempfindlichkeit der Messungen zu Wolken und Aerosolpartikeln, die die Meßgenauigkeit des AERI weiter reduzieren. Auch die Höhengauflösung und der Meßbereich sind bei der Verwendung der Fourier-Transformations-Spektroskopie für die oben genannten Einsatzbereiche nicht ausreichend. Der Vorteil, daß ein Interferometer einfacher als ein Lasersystem zu

betreiben ist, obwohl man auch große Vorsicht bei der Eichung und Justierung des Interferometers walten lassen muß, kann nur bei der Untersuchung von meteorologischen Prozessen zum Tragen kommen, bei denen eine Meßgenauigkeit von 20 % in der absoluten Feuchte und 2 K in der Temperatur genügt.

2.2 Light Detection and Ranging (LIDAR)

Eine zweite Möglichkeit, hochauflösende Wasserdampf- und Temperaturmessungen in der Atmosphäre durchzuführen, nutzt aktiv die Wechselwirkung der Luftteilchen mit elektromagnetischen Wellen aus. Auf Verfahren wie z. B. *Radar (Radio Detection and Ranging)*, das für Windmessungen gut geeignet ist und auch für Temperaturmessungen in der unteren Troposphäre eingesetzt wird, kann nicht weiter eingegangen werden. Eine Analyse der Genauigkeit der Temperaturmessungen findet man in [7, 126]. Hier soll der Schwerpunkt auf die Verwendung von Wellenlängen im Spektralbereich bis zu $10 \mu\text{m}$ gelegt werden. In Analogie zum Radar wird dieses Verfahren als *LIDAR (Light Detection and Ranging)* bezeichnet. Dabei wird ein Lichtpuls in die Atmosphäre gesandt und das an Luftmolekülen und Partikeln zurückgestreute Licht detektiert. Da Laser besonders hohe Leistungen, kurze Pulse, geringe Divergenzen und ein schmales Spektrum haben, werden heute ausschließlich diese als Sender verwendet. Der Detektor besteht im allgemeinen aus einem Teleskop und nachfolgender Empfangselektronik.

Ist die Atmosphäre optisch so dünn, daß man eine Mehrfachstreuung vernachlässigen kann, so wird die Leistung des zurückgestreuten Lichtes aus der Höhe z durch die einfache LIDAR-Gleichung beschrieben [112]:

$$P_{\nu_0}(z) = K_{\nu_0} P_0 \frac{O(z) A}{z^2} \beta_{\nu_0}(z) \frac{c t_p}{2} \times \exp \left\{ -2 \int_0^z [\alpha_{par, \nu_0}(\xi) + \alpha_{mol, \nu_0}(\xi) + \alpha_{G, \nu_0}(\xi)] d\xi \right\}. \quad (2.2)$$

Mit K wird die Effizienz des Detektorsystems, mit P_0 die Leistung des Laserpulses mit der Frequenz ν_0 , mit O die Überlappfunktion zwischen dem Gesichtsfeld des Teleskopes und dem Laserstrahl und mit A der Durchmesser des Teleskopes bezeichnet. β ist der Rückstreuoeffizient der Atmosphäre, c die Lichtgeschwindigkeit und t_p die Pulsdauer des Lasers. β setzt sich aus dem Partikel-Rückstreuoeffizienten β_{par} und dem Molekül-Rückstreuoeffizienten β_{mol} zusammen. Die Höheninformation wird aus der Laufzeit t des Signals zwischen dem Aussenden des Pulses und der Detektion erhalten, also gilt $z = ct/2$. Die Extinktionskoeffizienten α_{par} und α_{mol} beschreiben die Abschwächung des Lichtes durch Partikel bzw. Rayleigh-Streuung an Molekülen bei der Propagation durch die Atmosphäre. Mit α_G wird eine eventuelle zusätzliche Absorption bei der Frequenz ν_0 durch ein Gas berücksichtigt. Auf die Modifizierung der LIDAR-Gleichung durch Mehrfachstreuung, die insbesondere bei der Messung in Wolken auftritt, wird in 7.1.1 eingegangen. Im übrigen werden nur Messungen betrachtet, bei denen eine Mehrfachstreuung keine Rolle spielt.

Die Gleichung (2.2) stellt die Grundlage für eine Vielzahl von Verfahren dar, Informationen über den Zustand der Atmosphäre zu erhalten (für eine Übersicht s. [1, 2]). Bei der Messung von Wasserdampfprofilen in der Troposphäre haben sich die beiden folgenden Methoden durchgesetzt.

2.3 Raman-LIDAR

Dieses Verfahren nutzt die *Raman*-Streuung aus, eine inelastische Streuung einer elektromagnetischen Welle an einem Atom oder Molekül, die mit einem Übergang zwischen zwei energetischen Zuständen dieser Substanz einhergeht [70]. Dabei tritt eine Frequenzänderung des gestreuten Lichtes auf, die charakteristisch für die jeweilige Substanz ist, so daß diese selektiv nachgewiesen werden kann. Die Verwendung dieses Effektes für die Fernerkundung von Wasserdampf wurde schon 1969 von MELFI vorgeschlagen [114]. Bei der Raman-Streuung an Wasserdampf beträgt die Wellenzahl-Verschiebung des gestreuten Lichtes etwa 3652 cm^{-1} . Damit ist das Raman-Rückstreusignal leicht von dem elastischen Rückstreusignal zu trennen. Temperaturmessungen mit dem Raman-Effekt befinden sich noch im Versuchstadium [85, 186], so daß im folgenden nur Wasserdampfmessungen betrachtet werden.

Die obige LIDAR-Gleichung (2.2) geht in die Raman-LIDAR-Gleichung über, indem man die zurückgestreute Leistung bei der Raman-verschobenen Frequenz $P_{\nu_R}(z)$ betrachtet. Dabei müssen der Rückstreukoeffizient β durch den Raman-Rückstreukoeffizienten β_R ersetzt und bei den Extinktionskoeffizienten die unterschiedlichen Frequenzen bei dem Hin- und Rückweg durch die Atmosphäre berücksichtigt werden:

$$\beta_{\nu_0} \Rightarrow \beta_R(z) = N_R(z) \frac{d\sigma_{R,\nu_R}(\pi)}{d\Omega} \quad (2.3)$$

$$2\alpha_{mol,\nu_0}(\xi) \Rightarrow \alpha_{mol,\nu_0}(\xi) + \alpha_{mol,\nu_R}(\xi) \quad (2.4)$$

$$2\alpha_{par,\nu_0}(\xi) \Rightarrow \alpha_{par,\nu_0}(\xi) + \alpha_{par,\nu_R}(\xi) . \quad (2.5)$$

Der Rückstreukoeffizient ist proportional zur Anzahldichte des Raman-aktiven Gases $N_R(z)$ und dem durch theoretische Berechnungen bzw. Labormessungen bekannten differentiellen Raman-Streuquerschnitt in Rückwärtsrichtung $d\sigma_{R,\nu_R}(\pi)/d\Omega$ [113]. Ferner werden ν_0 und ν_R stets so gewählt, daß $\alpha_G = 0$ ist.

Es tauchen nun zwei unbekannte Größen auf, nämlich die zu bestimmende Anzahldichte $N_R(z)$ und der Extinktionskoeffizient $\alpha_{par}(z)$, während $\alpha_{mol}(z)$ in ausreichender Genauigkeit mit einer Standardatmosphäre errechnet werden kann. Um auch $\alpha_{par}(z)$ genau bestimmen zu können, hat es sich durchgesetzt, gleichzeitig ein weiteres Raman-Rückstreusignal, die Raman-Streuung an Stickstoff, zu detektieren. Hier beträgt die Wellenzahl-Verschiebung 2330.7 cm^{-1} . Da die Anzahldichte $N_{N_2}(z)$ bekannt ist, liefert die Anwendung

der Raman-LIDAR-Gleichung [11]

$$\alpha_{par,\nu_0}(z) = \frac{\frac{d}{dz} \left[\ln \left(\frac{N_{N_2}(z)}{P_{\nu_{N_2}}(z) z^2} \right) \right] - \alpha_{mol,\nu_0}(z) - \alpha_{mol,\nu_{N_2}}(z)}{1 + \left[\frac{\nu_{N_2}}{\nu_0} \right]^a}. \quad (2.6)$$

Dabei wird eine Frequenzabhängigkeit für die Partikel-Extinktion in der Form $\alpha_{par} \propto \nu^a$ angesetzt, die durch Berechnungen von Mie-Streuquerschnitten im allgemeinen bestätigt wird und Werte von $0 < a < 1$ liefert [11]. Danach führt die Quotientenbildung aus den Raman-LIDAR-Gleichungen für Wasserdampf und Stickstoff auf die Formel:

$$m(z) = K \frac{P_{\nu_{H_2O}}(z)}{P_{\nu_{N_2}}(z)} \frac{\exp \left\{ - \int_0^z [\alpha_{par,\nu_{N_2}}(\xi) + \alpha_{mol,\nu_{N_2}}(\xi)] d\xi \right\}}{\exp \left\{ - \int_0^z [\alpha_{par,\nu_{H_2O}}(\xi) + \alpha_{mol,\nu_{H_2O}}(\xi)] d\xi \right\}}. \quad (2.7)$$

$m(z)$ ist das Volumen-Mischungsverhältnis von Wasserdampf, während mit ν_{H_2O} und ν_{N_2} die bei Streuung an Wasserdampf bzw. Stickstoff Raman-verschobenen Frequenzen bezeichnet werden. K ist eine unbekannte Systemkonstante, so daß eine sorgfältige Eichung mit einem Radiosondenaufstieg notwendig ist. Die absolute Meßgenauigkeit wird also durch die Radiosonde limitiert. Diese Eichung muß aber nur einmal durchgeführt werden und ist nur dann zu wiederholen, wenn eine Neujustierung des LIDAR-Systems nötig ist.

Die Formeln (2.6) und (2.7) stellen die Grundlage für Wasserdampfmessungen in der Troposphäre mit einem Raman-LIDAR dar. Das Mischungsverhältnis erhält man aus der Quotientenbildung zweier Raman-Signale, wobei eine Korrektur der Partikel-Extinktion mit Hilfe der Gleichung (2.6) implementiert wird. Der resultierende Fehler, der hauptsächlich von dem unbekanntem Koeffizienten a herrührt, ist kleiner als 5% [11, 180] und somit tolerierbar. Außerdem müssen keine besondere Anforderungen an die spektralen Eigenschaften des verwendeten Lasers gestellt werden.

Die Messung von Wasserdampfprofilen mit Raman-LIDAR hat in jüngster Zeit erhebliche Fortschritte gemacht, die mit der Weiterentwicklung der Lasertechnologie einhergingen. Mit Excimer-Lasern, die eine Ausgangsleistung von mehr als 20 W besitzen, wurde an drei Instituten, dem *GKSS-Forschungszentrum Geesthacht (GKSS)*, dem *Goddard Space Flight Center (GSFC)* und *Sandia Livermore* nahezu ein Routinebetrieb erreicht. Der Aufbau dieser Lasersysteme wird in [11, 180, 18] dargestellt. Zeit- und Höhenauflösung bei den Messungen von Wasserdampfprofilen betragen inzwischen typischerweise 5 min und 75 m bis in eine Höhe von 7 km.

Die Wasserdampfmessungen mit Raman-LIDAR haben sehr interessante, bis zu 7 Stunden lange Studien von atmosphärischen Vorgängen wie Advektionsprozessen und Frontdurchgängen ermöglicht, deren Untersuchung in [59, 181] eindrucksvoll dargestellt ist. Es verbleibt aber bei all diesen Untersuchungen ein großes Manko: Sie konnten sämtlich nur *nachts* durchgeführt werden. Bis heute sind keine hochauflösenden Messungen bei Tage möglich, da der Rückstreuoeffizient für die Raman-Streuung so klein ist – er ist etwa 3 Größenordnungen kleiner als die elastische atmosphärische Rückstreuung –, daß trotz

der hohen mittleren Leistung der verwendeten Lasersysteme von nahezu 20 W das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch den Tageslichtuntergrund in der Messung drastisch reduziert wird. Deswegen müssen bei Tageslichtmessungen Mittelungszeiten von etwa 1 Stunde in Kauf genommen werden, um die statistischen Fehler auf 50 % in einer Höhe von 3 km zu reduzieren. Da aber unter konvektiven Bedingungen bzw. solarer Einstrahlung Transportprozesse von Wasserdampf auftreten, die den Zustand und die Schichtung der Atmosphäre entscheidend beeinflussen, sollte ein Meßsystem gerade unter diesen Bedingungen in der Lage sein, hochauflösende Messungen zu produzieren.

Aufgrund dieser Problematik wird am *Max-Planck-Institut für Meteorologie (MPI)* schon seit etwa 10 Jahren eine andere Meßmethode verfolgt, die im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. In 7.6.2 wird der Vorteil dieser Methode in einem Vergleich der neuesten Tageslichtmessungen mit einem Raman-LIDAR und einer Messung mit dem im Rahmen dieser Arbeit konstruierten Lasersystem demonstriert.

2.4 Differential Absorption Lidar (DIAL)

2.4.1 Meßmethode

Bei dem DIAL-Verfahren (*Differential Absorption Lidar*) werden zwei Laserpulse in einem kurzen zeitlichen Abstand in die Atmosphäre gesandt. Davon ist der eine in der Frequenz auf eine Absorptionslinie des zu untersuchenden Gases abgestimmt, die sogenannte *Online*-Frequenz, während die Frequenz des anderen Pulses auf einen Bereich sehr geringer Absorption, die *Offline*-Frequenz, verstimmt ist. Wird die Absorption dieses Gases wieder durch α_G ausgedrückt, so erhält man durch zweimalige Anwendung der LIDAR-Gleichung (2.2) die DIAL-Approximation, die 1966 von SCHOTLAND aufgestellt wurde [144]

$$\Delta\alpha_G(\bar{z}) = \frac{1}{2\Delta z} \ln \left[\frac{P_{on}(z_1) P_{off}(z_2)}{P_{on}(z_2) P_{off}(z_1)} \right], \quad (2.8)$$

$$\text{mit } \bar{z} = \frac{z_1 + z_2}{2}, \quad \Delta z = z_2 - z_1 \quad \text{und} \quad \Delta\alpha_G = \alpha_{G,on} - \alpha_{G,off}.$$

Bei der Herleitung dieser Gleichung wurde die Ableitung nach z durch den Differentialquotienten ersetzt und eine Frequenzabhängigkeit von β , α_{mol} und α_{par} vernachlässigt, was bei DIAL-Messungen von Wasserdampf- und Temperaturprofilen immer angesetzt werden kann (s. u. S. 10).

Das DIAL-Verfahren ist also eine Methode, höhenabhängig die Differenz in der Absorption des entsprechenden Gases zu bestimmen, wobei $\Delta\alpha_G$ durch die Messung mit einer Online- und Offline-Frequenz von den im allgemeinen unbekanntem Größen β und α_{par} separiert wurde. Im Gegensatz zum Raman-LIDAR ist keine Eichung des DIAL-Systems notwendig. Um statistische Fehler bei der Messung von $\Delta\alpha_G$ zu reduzieren, müssen bei einer DIAL-Messung im allgemeinen die Signale räumlich und zeitlich gemittelt werden

(s. 2.4.2). Diese Mittelung muß vor der Anwendung nichtlinearer Operationen durchgeführt werden, um durch den Mittelungsprozeß eingeführte systematische Fehler zu minimieren [26]. Die räumliche Signalmittelung führt zu einer geringen Modifikation der obigen Gleichung, die sich in einer leichten Verlagerung des Höhengitters z_i äußert. Für die weiteren Betrachtungen ist dies jedoch nicht von Wichtigkeit, so daß für eine Beschreibung der Konsequenzen dieses Mittelungsprozesses auf [27] verwiesen sei.

2.4.2 Fehlerbetrachtung

Die Gl. (2.8) gibt im Prinzip eine einfache Methode vor, Informationen über atmosphärische Eigenschaften zu erhalten. Sie gilt aber nur unter gewissen Voraussetzungen und Näherungen, auf die im folgenden im Fall von Wasserdampf- und Temperaturmessungen eingegangen wird.

Fehler aufgrund ungenau bekannter Linienparameter von α_G : Bei Wasserdampfmessungen mit dem DIAL-Verfahren (H_2O -DIAL) wird ausgenutzt, daß sich $\Delta\alpha_{H_2O}$ folgendermaßen schreiben läßt:

$$\Delta\alpha_{H_2O}(z) = N_{H_2O}(z) \{ \sigma_{H_2O,on}[p(z), T(z)] - \sigma_{H_2O,off}[p(z), T(z)] \}. \quad (2.9)$$

Dabei ist N_{H_2O} die Anzahldichte des Wasserdampfes und σ_{H_2O} dessen Absorptionsquerschnitt. Diese Meßmethode beruht also auf der differentiellen Absorption von Wasserdampf. Zur Messung von N_{H_2O} muß allerdings σ_{H_2O} sehr genau bekannt sein, insbesondere in Abhängigkeit vom Druck $p(z)$ und von der Temperatur $T(z)$. Es hat sich herausgestellt, daß u. a. Absorptionslinien aus dem Oberton-Rotations-Vibrationsspektrum von Wasserdampf im Wellenlängenbereich von 720–730 nm geeignet sind. Da der relative Fehler in N_{H_2O} anhand von Gl. (2.8) mindestens so groß wie der relative Fehler in der Bestimmung von σ_{H_2O} ist, wurden die Absorptionsquerschnitte in mehreren Arbeiten genau untersucht [28, 29, 30]. Der verbleibende relative Fehler inklusive der Bestimmung von $p(z)$ und $T(z)$ mit einer Standardatmosphäre kann nun auf etwa 3% in der gesamten Troposphäre angesetzt werden.

Bei Temperaturmessungen mit dem DIAL-Verfahren (T -DIAL) wird der umgekehrte Weg eingeschlagen. Hier wird die Absorption an einem Gas mit bekannter Partialdruckabhängigkeit und einer starken Temperaturabhängigkeit des Absorptionsquerschnittes ausgenutzt. Geeignet sind Absorptionslinien von Sauerstoff im Wellenlängenbereich von 770 nm, so daß beim T-DIAL gilt:

$$\Delta\alpha_{O_2}(z) = N_{O_2}(z) \{ \sigma_{O_2,on}[p(z), T(z)] - \sigma_{O_2,off}[p(z), T(z)] \}. \quad (2.10)$$

Da $p_{O_2}(z)$ sich mit einer Standardatmosphäre genügend genau bestimmen läßt, kann durch Anwendung der Zustandsgleichung für Gase und Invertierung dieser Gleichung ein Temperaturprofil gemessen werden.

Während der relative Fehler beim H_2O -DIAL gering ist, verbleibt beim T-DIAL ein Fehler, der hauptsächlich von einer ungenauen Bestimmung der Temperaturabhängigkeit

der homogenen Linienbreite aus [131] herrührt. Er resultiert in einer Verschiebung des Temperaturprofils von bis zu 4 K, was in einer am MPI durchgeführten Untersuchung gezeigt wurde [165], so daß entweder genauere Labormessungen oder Eichmessungen in der Atmosphäre durchgeführt werden sollten, um diesen Fehler zu reduzieren.

Fehler aufgrund von Lasereigenschaften: In der Gl. (2.8) werden Frequenzinstabilitäten und die spektrale Breite des Laserpulses vernachlässigt. Dieses ist aber nur richtig, wenn eine Änderung der Absorption auf der Online-Frequenz durch diese beiden Laserparameter vernachlässigt werden kann. Anderenfalls muß bei der Berechnung des sogenannten *effektiven* Absorptionsquerschnitts das Überlappintegral von dem Laserspektrum und der Linienformfunktion der Absorptionslinie berechnet werden. Eine erste Fehleranalyse wurde von CAHEN und MÉGIE 15 Jahre nach der erstmaligen Anwendung eines H₂O-DIAL-Systems durchgeführt [36]. Es folgten weitere Untersuchungen des H₂O-DIAL [8, 79] und des T-DIAL [165, 166]. Als sichere Abschätzung ergibt sich, daß für Messungen in der gesamten Troposphäre das Verhältnis aus der Halbwertsbreite des Laserspektrums zur Linienbreite der Absorptionslinie kleiner als 0.2 sein sollte, um eine Änderung des effektiven Absorptionsquerschnittes von weniger als 1 % bei der Propagation auf dem Hinweg durch die Troposphäre zu erhalten. Dieses gilt zumindest für optische Dicken des Meßgases auf der Online-Frequenz bis zur maximalen Meßhöhe von $\tau_G \leq 1.1$. Da die Linienbreite der verwendeten Absorptionslinien bei dem T-DIAL um einen Faktor 3 geringer ist als bei dem H₂O-DIAL und für das T-DIAL eine weitere nichtlineare Operation notwendig ist, um das Temperaturprofil zu bestimmen (s. Gl. (2.10)), sind die Anforderungen an Frequenzstabilität und spektrale Breite des Laserpulses wesentlich höher. Diese Werte werden in Tab. (2.1) auf S. 14 zusammengefaßt.

Ein weitere Lasereigenschaft kann ebenfalls zu großen Fehlern führen. Dabei handelt es sich um die spektrale Unreinheit, wobei unter der spektralen Reinheit (SR) das Verhältnis der Energie der innerhalb der Laserbandbreite emittierten Frequenzen zur Gesamtenergie des Laserpulses verstanden wird. Die spektrale Unreinheit ist niemals 0, da jeder Laser außerhalb seiner Laserlinie mehr oder weniger stark weitere Frequenzen emittiert. Auf diesen Fehler wurde erst 1989 hingewiesen [79] und der relative Fehler $\delta\alpha_G/\alpha_G$ von α_G erstmalig in [25] errechnet, wobei folgte:

$$\frac{\delta\alpha_G}{\alpha_G} = \frac{1 - SR}{1 - SR + SR \exp\{-2\tau_G\}} \quad (2.11)$$

Da bei allen Messungen $\tau_G \leq 1.1$ gewählt werden sollte, was aus einer Untersuchung der statistischen Fehler folgt (s. u. S. 12), läßt sich eine Abschätzung für die erforderliche SR finden, auf die ebenfalls in Tab. (2.1) eingegangen wird.

Alle angesprochenen Anforderungen gelten nur für die Online-Frequenz, bei der Offline-Frequenz spielen eine Frequenzinstabilität, die Laserbandbreite und die SR keine Rolle, da $\alpha_{G,off}$ nahezu 0 und frequenzunabhängig ist.

Fehler aufgrund von Atmosphäreneigenschaften: Bei der Herleitung der Gl. (2.8) wurde eine Frequenzabhängigkeit von β , α_{mol} und α_{par} vernachlässigt. Im Falle des H₂O-

oder T-DIAL darf diese Näherung benutzt werden, wenn der Abstand zwischen On- und Offline-Frequenz kleiner als 200 GHz ist [31]. Dieses kann durch die Wahl einer geeigneten Frequenzumschaltung (s. 4.7) bzw. zweier Lasersysteme immer erreicht werden. Dagegen muß oft ein größerer Frequenzabstand bei DIAL-Messungen von anderen Größen gewählt werden, z. B. bei troposphärischen Ozon-DIAL-Systemen [136], so daß entweder Korrekturterme berücksichtigt oder kompliziertere Verfahren angewendet werden müssen, um die Meßgenauigkeit zu erhöhen [109].

Ferner wurde die Änderung der Extinktions- bzw. Rückstreukoeffizienten zwischen dem Aussenden der Online- und Offline-Laserpulse als zeitunabhängig angesehen. In der Literatur wurden bisher nur grobe Abschätzungen für den erforderlichen Zeitabstand $t_{on,off}$ zwischen den On- und Offline-Laserpulsen vorgestellt. In die Berechnungen aus [145] ging eine Angabe für die statistischen Schwankungen des Rückstreukoeffizienten ein, die aber nicht genau bekannt sind und zudem von der Meßsituation abhängen. Eine weitere Abschätzung wurde in [25] durchgeführt, in der eine obere Grenze für $t_{on,off}$ dadurch festgesetzt wurde, daß in der Zeit $t_{on,off}$ kein vollständiger Austausch der Teilchen im Streuvolumen stattfinden darf. Bei typischen Strahldurchmessern der Laser und horizontalen Windgeschwindigkeiten bis zu 10 m/s erhält man damit $t_{on,off} < 1$ ms. Dieses ist aber eine konservative Abschätzung, die davon ausgeht, daß nach Austausch der Teilchen im Streuvolumen keine Korrelation mehr zwischen den Extinktions- und Rückstreukoeffizienten besteht. Dagegen kann man davon ausgehen, daß bei einer längeren zeitlichen Mittelung der Signale die Korrelation zunimmt, solange sich nicht die meteorologische Situation im Mittelungszeitraum grundlegend ändert. Da aber bis heute diese Korrelation im ms-Bereich nicht gemessen wurde, ist eine Abschätzung des Meßfehlers noch nicht möglich. Deshalb sollte angestrebt werden, den Zeitabstand der Laserpulse auf den ms-Bereich zu reduzieren, um mit Sicherheit einen Fehler auszuschließen.

Erfüllt das DIAL-System alle oben genannten Anforderungen, so kann bisher noch die Gl. (2.8) für die Berechnung von Wasserdampf- bzw. Temperaturprofilen angewendet werden. Es gibt jedoch einen Effekt, durch den die DIAL-Approximation modifiziert werden muß, um Meßfehler zu reduzieren. Dieses ist die Rayleigh-Doppler-Verbreiterung der atmosphärischen Rückstreuung. Während das Laserspektrum bei Berücksichtigung der vorher genannten Anforderungen auf dem Hinweg zum Streuvolumen als monochromatisch angesehen werden kann, wird das Spektrum durch Luftmoleküle im Streuvolumen verbreitert, was zu einer Änderung der effektiven Absorption auf dem Rückweg führt. Dieser Effekt wurde für das H₂O-DIAL ausführlich in [10, 9] untersucht und führt zu einem Korrekturterm in der DIAL-Approximation. Diese Korrektur kann in der Grenzschicht meistens vernachlässigt werden, es sei denn, es treten große Gradienten in β_{par} auf. Sie spielt außerdem in der freien Troposphäre eine Rolle, wenn die Rückstreuung inhomogen ist, also wieder Gradienten in β_{par} auftreten. Auch nach Anwendung dieser Korrektur verbleibt ein Restfehler. Dieser hängt damit zusammen, daß das Verhältnis zwischen Partikel-Rückstreuung, die wegen der großen Teilchenmasse nahezu monochromatisch ist, zur spektral breiteren Rayleigh-Rückstreuung in Abhängigkeit von der Höhe nicht beliebig genau bestimmt werden kann. Dieses Verhältnis, das in den Korrekturterm eingeht, muß aus dem Offline-Signal mit der *Klett-Methode* errechnet werden [88, 56], die aber eine beschränkte Genauigkeit besitzt.

Bei Auftreten selbst von großen Aerosolpartikel-Rückstreugradienten kann der Fehler in der Wasserdampfbestimmung nach Anwendung dieser Korrektur stets auf weniger als 20 % abgeschätzt werden. Bei Wolkengrenzen kann dieser Fehler aber bis zu 100 % betragen, so daß aufgrund dieses Effektes immer Vorsicht bei der Interpretation von Daten in einer Region inhomogener Rückstreuung angebracht ist [10]. Wann eine Rayleigh-Doppler-Korrektur im Fall von Wasserdampfmessungen eine Rolle spielt, hängt also von den Meßbedingungen ab und wird in Kapitel 7 für drei Messungen in verschiedenen meteorologischen Situationen untersucht.

Bei Temperaturmessungen kommt diese Korrektur noch stärker zum Tragen, da, wie schon oben gesagt, zum einen die Breite der verwendeten Absorptionslinie geringer ist und zum anderen eine höhere Genauigkeit in der Bestimmung von $\Delta\alpha_{O_2}$ erforderlich ist. Hier können in einer inhomogenen Atmosphäre Fehler bis zu 10 K auftreten, so daß die Rayleigh-Doppler-Verbreiterung ohne weitere Maßnahmen die Routineanwendung des T-DIAL zunichte macht [165, 166].

Statistische Fehler: Nach der Betrachtung systematischer Fehler, muß noch die DIAL-Gleichung im Hinblick auf statistische Fehler untersucht werden. Aus einer Fehlerrechnung folgt für die Varianz $(\delta N_G)^2$ bei der Bestimmung der Anzahldichte N_G eines Gases [130]:

$$[\delta N_G(z)]^2 \approx \frac{1}{(2\sigma_G \Delta z)^2} \frac{1}{Z_T Z_H P(z)} \times [\exp\{2\tau_G\} + \exp\{2(\tau_G + \Delta\tau_G)\} + 2] . \quad (2.12)$$

$\Delta\tau_G$ ist die differentielle optische Dicke in der Raumzelle Δz , Z_T die Anzahl der Laserpulse und Z_H die Anzahl der Höhenstufen, über die gemittelt wurde. Bei dieser Abschätzung wurde angenommen, daß die Signale nicht miteinander korreliert sind und daß die Poisson-Statistik anwendbar ist. Ferner wurde ein Signal-Untergrund und ein Fehler im Verstärkungsfaktor des Detektors vernachlässigt, da sich trotzdem anhand dieser Gleichung die wichtigsten Folgerungen in bezug auf das Verhalten der Varianz ziehen lassen.

Zum einen sieht man, daß eine zeitliche und räumliche Mittelung eine Verringerung der Standardabweichung $\propto 1/\sqrt{Z_T}$ bzw. $\propto 1/\sqrt{Z_H}^3$ mit sich bringt, da $\Delta z \propto Z_H$ gilt. Zum anderen läßt sich erkennen, welche Verbesserung eine Erhöhung der Systemeffizienz und der Pulsenergie des Lasers mit sich bringt. Einen großen Effekt verursacht die $1/z^2$ -Abhängigkeit des Rückstreusignals in $P(z)$, deren starke Erhöhung der Standardabweichung durch eine Reduzierung der Höhenauflösung Δz ausgeglichen werden muß.

Bei einer Poisson-Verteilung gilt $1/P(z) = [\delta P(z)/P(z)]^2$, so daß sich anhand von Gl. (2.12) auch abschätzen läßt, welcher relative Fehler bei der Signalmessung erlaubt ist, um eine zufriedenstellende Meßgenauigkeit zu erhalten. Diese Betrachtung wurde in [25] durchgeführt, und es zeigte sich, daß eine äußerst sorgfältige Aufzeichnung der Signale mit einer Auflösung von mindestens 12 Bit erforderlich ist, um relative Fehler von N_G unter 5 % zu erhalten. Trotz dieser hohen Auflösung wird der Dynamikbereich der Signale, in dem eine genaue Auswertung möglich ist, durch die Datenerfassung auf

< 50 eingeschränkt. Berücksichtigt man aber diese Folgerungen, so kann das Problem der Datenerfassung als gelöst betrachtet werden, da heutzutage schnelle Transientenrekorder mit einer Auflösung von 12 Bit zur Verfügung stehen (zum Aufbau der Datenerfassung s. Kap. 6).

Durch eine Minimierung von $(\delta N_G)^2$ kann ein optimaler Wert für τ_G gefunden werden. Eine kurze Rechnung liefert aus der Bedingung $d(\delta N_G)^2/d\tau_G = 0$, daß $\tau_G \approx 1.1$ gelten sollte, wie schon oben angesprochen wurde. Diese Bedingung läßt sich natürlich nur für einen kleinen Höhenbereich erfüllen und wird üblicherweise für die maximale Meßhöhe eingestellt, um an dieser Stelle den statistischen Fehler zu minimieren. Ein optimales Minimum für $\Delta\tau_G$ existiert nur für $\Delta\tau_G \approx \tau_G$, was aber offensichtlich nie erreicht werden kann.

Man sieht schließlich anhand von Gl. (2.12), daß sich nicht allgemein Fehlergrenzen für die DIAL-Methode angeben lassen, da sie von vielen Parametern und den Atmosphärenbedingungen abhängen. Deshalb werden die Spezifikationen der DIAL-Messungen mit dem neuen Lasersystem, das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, erst in 7.6.1 angegeben, nachdem Atmosphärenmessungen durchgeführt wurden. Typische Werte, die man für die Zeit- und Höhenauflösung eines H₂O-DIAL-Systems erwarten kann, werden im nächsten Abschnitt aufgeführt. Auf die Bestimmung statistischer Fehler wird in 7.1.2 eingegangen.

2.4.3 Folgerungen und Anforderungen an das Lasersystem

Trotz des einfachen Meßprinzips gem. Gl. (2.8) ergeben sich hohe Anforderungen an das eingesetzte Lasersystem, um eine gute Meßgenauigkeit zu erhalten. Die Anforderungen, die notwendig sind, um bei einem H₂O-DIAL den Meßfehler auf unter 5% und bei einem T-DIAL auf unter 1 K in der gesamten Troposphäre zu reduzieren, sind in Tab. (2.1) zusammengefaßt. Die geforderten Spezifikationen in bezug auf Pulsdauer, Pulsenergie und Repetitionsrate ergeben eine ausreichende Zeit- und Höhenauflösung bei den DIAL-Messungen.

Weder für H₂O- noch für T-Messungen existieren bisher kommerziell erhältliche Lasersysteme, die diese Spezifikationen besitzen. Das DIAL-Verfahren bietet jedoch einen sehr attraktiven Ansatz, auch bei Tageslicht Messungen zu erhalten, die aufgrund des um etwa drei Größenordnungen stärkeren elastischen Rückstreuungssignals eine wesentlich bessere Zeitauflösung und damit einen großen Vorteil gegenüber Raman-LIDAR erwarten lassen. Dieses motivierte die Entwicklung eines neuen Lasersystems, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde. Die Spezifikationen dieses Lasersystems wurden durch die grundlegende Tab. (2.1) vorgegeben. Die Erfüllung der Anforderungen für ein T-DIAL stellte aufgrund der in dieser Tabelle genannten Parameter eine große Herausforderung dar.

Steht ein geeignetes Lasersystem schließlich zur Verfügung, so bietet das DIAL-Verfahren eine Möglichkeit, bei Tag und Nacht unter geeigneten Atmosphärenbedingungen hochauflösende Messungen durchzuführen. Nach ersten Erfahrungen, die mit einem H₂O-DIAL am MPI gesammelt wurden, kann eine Auflösung von 1 min und 75 m bis 2 km mit

Tabelle 2.1: Die Anforderungen an ein Lasersystem für ein H₂O- und ein T-DIAL-System. Bei Einhaltung dieser Anforderungen beträgt der durch das Lasersystem verursachte Fehler bei Wasserdampfmessungen weniger als 5 % und bei Temperaturmessungen weniger als 1 K in der gesamten Troposphäre. Dieses gilt bei optischen Dicken des Meßgases bis zur maximalen Meßhöhe von $\tau_G \leq 1$. Die Anforderung an $t_{on,off}$ hängt von den Meßbedingungen ab und ist lediglich eine grobe Abschätzung. Mit *FWHM* (*full width half maximum*) wird die volle Halbwertsbreite des Laserspektrums bezeichnet.

Parameter	H ₂ O	T
Wellenlänge λ / nm	720–730	767–771
FWHM / MHz	< 500	< 200
Frequenzstabilität / MHz	± 210	± 50
Spektrale Reinheit / %	> 99.5	> 99.9
Pulsdauer / ns	200	
Divergenz / mrad	≈ 1	
Pulsenergie / mJ	≈ 50	
Repetitionsrate / Hz	> 10	
$t_{on,off}$ / ms	≈ 1	

einem statistischen Fehler von weniger als 10 % selbst am Tage erreicht werden [10, 148]. Im Gegensatz zum Raman-LIDAR muß die Höhenauflösung in der freien Troposphäre geringer gewählt werden (s. Gl. (2.12)), da der relative Fehler durch die nichtlineare Abnahme von N_{H_2O} und durch die Abnahme des Signals mit der Höhe stark zunimmt. Für eine Untersuchung der freien Troposphäre wurden allerdings ausreichende Auflösungen von 5.5 min und 250–750 m bis 6.5 km erreicht [10]. Weitere Vorteile des DIAL-Verfahrens gegenüber Raman-LIDAR liegen darin, daß die Messungen zum einen vom Flugzeug und zum anderen im Prinzip auch aus dem Weltraum möglich sind.

Bei allen DIAL-Messungen verbleibt ein Restfehler, der hauptsächlich durch die Rayleigh-Doppler-Verbreiterung verursacht wird. Dieser spielt im Falle von Wasserdampfmessungen innerhalb der Grenzschicht im allgemeinen keine Rolle. Außerdem steht am MPI ein Auswerteprogramm zur Verfügung, das nach dem Lösungsschema aus [9] die Rayleigh-Doppler-Korrektur berücksichtigt, so daß auch genaue Wasserdampfmessungen in einer inhomogenen freien Troposphäre möglich sind. Wolkengrenzen müssen jedoch bei einer Auswertung noch immer mit besonderer Vorsicht behandelt werden. Das MPI ist weltweit das einzige Institut, das diese Korrektur bei den DIAL-Messungen implementiert hat. Dagegen sind Temperaturmessungen aufgrund dieses Effektes in einer inhomogenen Atmosphäre nicht möglich.

Es sollen schon an dieser Stelle zwei Vorschläge gemacht werden, um das Problem der Rayleigh-Doppler-Verbreiterung zu beseitigen. Es liegt auf der Hand, das Rückstreu-

signal so schmalbandig nachzuweisen, daß nur die kaum dopplerverbreiterte Partikel-Rückstreuung detektiert wird und damit eine Änderung des Absorptionsquerschnittes auf dem Rückweg vernachlässigt werden kann. Eine Abschätzung für die Bandbreite dieses Detektors ergibt sich aus Tab. (2.1). Hier ist gerade die FWHM angegeben, die ein Laser besitzen muß, damit seine spektrale Breite als monochromatisch angesehen werden kann. Dieses muß also auch für die Rückstreuung gelten und gibt damit die obere Grenze für die Detektor-Bandbreite an. Somit muß die Bandbreite kleiner als 200 MHz sein. Als Filter kann entweder ein Fabry-Perot-Interferometer mit hoher Finesse (s. Anh. B) oder das sogenannte *Heterodyn-Verfahren* verwendet werden [27].

Bei letzterem Verfahren, auf dessen komplizierte Theorie nicht eingegangen werden kann [160, 187, 188], wird das mit einem sehr frequenzstabilen *lokalen* Oszillator zur Interferenz gebrachte Rückstreusignal aufgezeichnet. Dieser Oszillator kann z. B. der Master-Laser sein, der in 3.4 beschrieben wird. Gegenüber einem Interferometer hat das Heterodyn-Verfahren große Vorteile: Da elektrische Felder überlagert werden, ist das gemessene Signal nur noch proportional zu $1/z$ im Gegensatz zu der bei dem üblichen *direkten* Nachweis auftauchenden $1/z^2$ -Abhängigkeit (s. Gl. (2.2)). Damit wird der Dynamikbereich des gemessenen Signals stark reduziert. Als Bandbreite dieses Detektors können ebenfalls Werte von 50–100 MHz erreicht werden. Das Lasersystem muß also eine hohe Frequenzstabilität von etwa ± 20 MHz und zudem ein nahezu monochromatisches Spektrum besitzen, um das Signal effizient nachzuweisen. Ein Vergleich mit Tab. (2.1) zeigt, daß dieser sogenannte kohärente Nachweis einen Laser mit noch höheren Spezifikationen als für ein T-DIAL erfordert. Steht außerdem ein lokaler Oszillator mit einer Kurzzeit-Frequenzstabilität im MHz-Bereich zur Verfügung, so kann mit diesem Verfahren auch der Vertikalwind gemessen werden [116, 83], so daß das sehr interessante Potential für Flußmessungen mit nur einem Lasersystem vorhanden ist. Für die Messung des Vertikalwindes wird der Doppler-Effekt ausgenutzt, aus dem folgt, daß eine Frequenzstabilität $\Delta\nu \lambda/2 < v_z$ notwendig ist, um die Vertikalgeschwindigkeit v_z noch nachzuweisen [51].

Erste Versuche von Wasserdampfmessungen mit kohärentem Nachweis der Rückstreuung wurden von HARDESTY mit einem CO₂-Laser durchgeführt [65], der allerdings nicht alle Spezifikationen gem. Tab. (2.1) erfüllte. Bis heute wurde kein Routinebetrieb mit dem DIAL-Heterodyn-Verfahren erreicht, da kein geeignetes Lasersystem existierte, mit dem sich die geforderte Meßgenauigkeit erreichen ließ.

2.4.4 Bisher verwendete Lasersysteme

Die ersten Laser, mit denen Wasserdampfmessungen durchgeführt wurden, waren Rubinlaser [144, 176, 189] im Wellenlängenbereich bei 694 nm. Weder die Laser noch die verwendeten Absorptionslinien erfüllten jedoch die Anforderungen für genaue Messungen. Außerdem wurden CO₂-Laser benutzt, deren spektrale Eigenschaften zwar ausreichend waren, jedoch war u. a. die genaue Abstimmung auf eine Absorptionslinie nicht möglich [120, 132, 13].

Die Genauigkeit wurde gesteigert mit der Verwendung von Absorptionslinien im Wellenlängenbereich von 720–730 nm (s. 2.4.2) und dem Einsatz von abstimmbaren Farbstofflasern [28, 37, 23, 47]. Mit diesen Lasern wurden zwar erste Erfolge bei der Unter-

suchung von Wasserdampfverteilungen erzielt [10, 29, 38, 48] und erste Flußmessungen durchgeführt [149]. Nachdem jedoch festgestellt wurde, daß diese Lasersysteme eine hohe spektrale Unreinheit besitzen, die mehrere Prozent betragen kann, mußte von diesen Systemen Abstand genommen werden.

DIAL-Messungen und die Weiterentwicklung geeigneter Lasersysteme werden an den folgenden Instituten durchgeführt:

- Die *Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DLR)* führte noch bis vor kurzem Messungen mit einem Farbstofflasersystem durch [48], plant aber jetzt die Entwicklung eines injection seeded Ti:Saphir-Lasers nach Vorbild der Methode, die am MPI entwickelt wurde und Gegenstand dieser Arbeit ist (zur Technik des injection seeding s. 3.3.3).
- Am *Service d'Aeronomie du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)* in Paris wurde ein Alexandrit-Laser entwickelt, der alle Spezifikationen für Wasserdampfmessungen erfüllt [31]. Die Bandbreite von 600 MHz kann lediglich bei Messungen in der oberen Troposphäre noch zu Fehlern von mehr als 5 % führen. Die spektrale Reinheit erreicht einen hohen Wert von 99.99 % [33]. Dieser Wert wurde bei 770 nm gemessen, sollte aber auch bei der Meßwellenlänge von 730 nm erhalten bleiben, da die Resonatorverluste für beide Wellenlängen gleich eingestellt wurden. Ein weiterer Versuch wurde mit einem injection seeded Alexandrit-Laser angestellt [32]. Da allerdings ein linearer Alexandrit-Resonator verwendet wurde, wurde keine entscheidende weitere Verringerung der Bandbreite im Hinblick auf Temperaturmessungen erreicht (zur Wahl eines geeigneten Resonators s. 3.3 und 5.4).
- Am *NASA Langley Research Center (NASALaRC)* steht ein Alexandrit-Lasersystem mit vergleichbaren Spezifikationen wie beim CNRS zur Verfügung [72, 127]. Außerdem wird an der Entwicklung eines injection seeded Ti:Saphir-Lasers, dem sogenannten *Lidar Atmospheric Sensing Experiment (LASE)*, gearbeitet, bei dem offensichtlich aber immer noch eine hohe spektrale Unreinheit korrigiert werden muß [30].
Nachdem am MPI ein Lasersystem entwickelt wurde, das alle Spezifikationen gem. Tab. (2.1) erfüllt [182, 183], wurde diese Methode von der NASA übernommen und wurden erste Messungen der Lasereigenschaften vorgenommen [41]. Warum allerdings die Spezifikationen noch immer ungenügend sind, wird in 5.6.2 und 5.6.4 angesprochen.
- Am GSFC wird seit etwa 10 Jahren an der Entwicklung eines T-DIAL-Systems gearbeitet [147]. Es ergaben sich jedoch bis vor kurzem hauptsächlich Schwierigkeiten, eine ausreichende spektrale Reinheit zu erhalten [99, 128].
- Beim GKSS wird seit 1992 an der Entwicklung eines neuen Lasersystems für Wasserdampf- und Temperaturmessungen gearbeitet. Mit diesem Lasersystem soll ein neues Meßprinzip – das sogenannte *BELINDA (Broadband Emission Lidar with Narrowband Determination of Absorption)* – untersucht werden [167].

- Am MPI wurden letzte Messungen mit einem Farbstofflasersystem 1991 durchgeführt [148]. Danach wurde die Entwicklung eines H₂O- und T-DIAL-Systems in Angriff genommen, die Gegenstand dieser Arbeit ist (s. auch [182, 183]). Die ersten H₂O-DIAL-Messungen, die mit diesem System durchgeführt wurden, werden in Kapitel 7 vorgestellt.

Kapitel 3

Lasertheorie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zusammengestellt, die benötigt werden, um ein Lasersystem mit den geforderten Eigenschaften aufzubauen.

Ein Laser besteht aus einem verstärkenden Medium und einem Resonator, der für eine positive Rückkopplung der durch stimulierte Emission im Lasermedium verstärkten Photonen sorgt. Die zugehörigen elektrischen Felder, die innerhalb dieses Resonators existieren können, müssen gewissen Eigenwertgleichungen genügen. Die Lösungen dieser Eigenwertgleichungen werden Eigenmoden genannt und bestimmen, welche Frequenzen bei der Lasertätigkeit auftreten können.

Zunächst werden die Formeln, mit denen sich diese Frequenzen errechnen lassen, aufgeführt. Danach wird der Matrizenformalismus vorgestellt, mit dem sich die Strahlverläufe dieser Moden und damit die Intensitäten im Resonator und das eventuelle Überschreiten von Zerstörschwellen auf den Optiken berechnen lassen.

Die Ausgangsleistung beim Dauerstrichlaser bzw. die Pulsenergie beim gepulsten Laser lassen sich mit Hilfe der Ratengleichungen berechnen. Die Ratengleichungen berücksichtigen die Wechselwirkung der rückgekoppelten Photonen mit dem Lasermedium und beinhalten die spontane Emission des aktiven Mediums – also auch quantenelektrodynamische Effekte –, ohne die eine Lasertätigkeit nicht einsetzen könnte.

3.1 Die Komponenten des elektrischen Feldes

Eine der ersten Untersuchungen, welchen Bedingungen das elektrische Feld eines Laserstrahls genügen muß, wurde von KOGELNIK und LI durchgeführt [93]. Die folgenden Betrachtungen beruhen zu einem Großteil auf diesen Untersuchungen. Sie basieren darauf, daß das elektrische Feld in einem Resonator entstanden ist, dessen Länge so groß ist, daß nur nahezu parallel zur optischen Achse eine konstruktive Interferenz stattfinden kann. Dann kann eine Komponente u des elektrischen Feldes eines Laserstrahls, das in die z -Richtung propagiert, in eine ortsabhängige Funktion $\psi(x, y, z)$ und einen Phasenfaktor, der nur von z abhängt, separiert werden. Dieser Ansatz wird als *paraxiale Näherung*

bezeichnet [153]. Das Einsetzen dieses Ansatzes in die Maxwell-Gleichungen [62] führt auf die sogenannte paraxiale Wellengleichung mit der Lösung:

$$u(x, y, z) = \frac{\omega_0}{\omega} H_v\left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega}\right) H_w\left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega}\right) \exp\left\{-i \left[kz - \Phi_{v,w} + \frac{k}{2q} r^2 \right]\right\}. \quad (3.1)$$

H_v ist das Hermitesche Polynom der Ordnung v , wobei v und w mit $v, w \geq 0$ als die Ordnung der transversalen Moden bezeichnet werden. i ist die imaginäre Einheit, q ein komplexer Strahlparameter und $k = 2\pi/\lambda = 2\pi n\nu/c$ der Betrag des Wellenvektors. Mit λ wird die Wellenlänge des Feldes im Medium mit Brechungsindex n und mit ν dessen Frequenz bezeichnet. Außerdem gilt $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Die fundamentale Gl. (3.1) beschreibt das elektrische Feld E , das sich aus dem Realteil von u berechnen läßt, und die Propagation von Eigenmoden, die unter gewissen Randbedingungen entstanden sind. Im allgemeinen kann das Feld aus einer Überlagerung vieler Moden verschiedener Ordnungen zusammengesetzt sein. Die Formel für die Gouy-Phasenverschiebung $\Phi_{v,w}$, auf deren Bedeutung unten eingegangen wird, lautet [157]:

$$\Phi(z)_{v,w} = (v + w + 1) \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2}\right). \quad (3.2)$$

ω_0 ist eine Konstante, auf deren physikalische Bedeutung ebenfalls unten eingegangen wird. Ferner gilt für den komplexen Strahlparameter q :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi\omega(z)^2} \quad (3.3)$$

$$\text{mit } R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (3.4)$$

$$\text{und } \omega(z)^2 = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2} \right)^2 \right]. \quad (3.5)$$

Die Relevanz von ω_0 , ω und R wird klar, wenn man die Mode niedrigster Ordnung mit $v = 0$ und $w = 0$ betrachtet, die auch als transversal elektromagnetische Mode TEM_{00} bezeichnet wird. Mit $H_0 = 1$ geht die Formel (3.1) in folgende Gleichung über:

$$u(x, y, z) = \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right) \exp\left\{-i \left[kz - \Phi_{0,0} + \frac{k}{2q} r^2 \right]\right\} \quad (3.6)$$

$$= \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right) \exp\left\{-i \left[kz - \Phi_{0,0} + \frac{k}{2R} r^2 \right]\right\} \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2}\right\}. \quad (3.7)$$

Man erkennt, daß ω der Radius ist, bei dem die Amplitude des elektrischen Feldes auf $1/e$ abgefallen ist. ω wird deshalb als Strahlradius bezeichnet. R ist der Krümmungsradius der Fläche gleicher Phase an der Stelle z . Mit Hilfe der Formeln (3.4) und (3.5) stellt man

weiterhin fest, daß an der Stelle $z = 0$ der Strahlradius $\omega = \omega_0$ und damit minimal wird. Deshalb wird ω_0 auch Strahltaille genannt. Ferner ist an dieser Stelle der Krümmungsradius R unendlich, so daß die Fläche gleicher Phase hier in eine Ebene übergeht. Im Fernfeld für große z kann (3.5) näherungsweise geschrieben werden als

$$\omega \approx \frac{\lambda}{\pi \omega_0} z . \quad (3.8)$$

Der Strahlradius ändert sich fast linear mit der Entfernung von der Strahltaille, so daß ein Divergenzwinkel θ eingeführt werden kann, für den gilt:

$$\theta = \frac{\omega}{z} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} . \quad (3.9)$$

Wurde also die Strahltaille bestimmt, läßt sich sofort die Divergenz des Laserstrahls errechnen. Wie man anhand der Formel (3.7) ferner sieht, besitzt die TEM_{00} -Mode eine Gaußsche Intensitätsverteilung, die maximale Symmetrie und keine Knotenebenen besitzt. Diese Mode sorgt für eine optimale Verstärkung eines Lichtstrahls bei der Propagation durch ein aktives Medium und für einen stabilen Laserbetrieb. Es ist also anzustreben, einen TEM_{00} -Betrieb zu erhalten. Dieses kann man durch Einbringen einer Apertur in den Strahlengang erreichen. Die Beugungsverluste an der Apertur sind für die Gaußsche Mode am geringsten und die Verluste für die Moden höherer Ordnung bei einem Umlauf im Resonator so groß, daß mit dieser sogenannten Modenblende ein Laserbetrieb nur in der TEM_{00} -Grundmode erhalten werden kann.

Mit Hilfe der zusammengestellten Formeln läßt sich nun bestimmen, welche Eigenmoden und Frequenzen in einem bestimmten Resonator auftreten können. Man unterscheidet zwischen linearen Resonatoren und Ringresonatoren. Ist L^* die optische Weglänge für einen Hin- und Rückweg im linearen bzw. für einen Umlauf im Ringresonator, so muß das Feld bei der Propagation konstruktiv interferieren. Dieses führt mit Hilfe der Formel (3.1) auf die Gleichung:

$$k L^* - \Phi_{v,w}(L^*) = 2\pi(m + 1) , \quad \text{mit} \quad m \geq 0 . \quad (3.10)$$

Es können also nur sogenannte *longitudinale* Moden der Ordnung m und transversale Moden auftreten, die die obige Gleichung erfüllen. In $\Phi_{v,w}(L^*)$ ist die Guoy-Phasenverschiebung, die bei einem Umlauf auftritt, enthalten. Da sie von der Ordnung der transversalen Moden abhängt, besitzen verschiedene transversale Moden unterschiedliche Resonanzfrequenzen. Auch aus diesem Grund sollte ein TEM_{00} -Betrieb angestrebt werden, da dadurch das Frequenzspektrum des Lasers eingeschränkt wird.

Mit Gl. (3.10) läßt sich die Frequenz ν_m bzw. der Frequenzabstand $\Delta\nu_m$ der longitudinalen Moden berechnen und man erhält:

$$\nu_m = \frac{m c}{L^*} \quad \text{und} \quad \Delta\nu_m = \frac{c}{L^*} . \quad (3.11)$$

Für typische Längen linearer Resonatoren von etwa 1 m besitzen die longitudinalen Moden einen Frequenzabstand von 150 MHz. Möchte man also ein Lasersystem konstruieren, das die Anforderungen gemäß Tab. (2.1) erfüllt, muß von vornherein die Anzahl der anschwingenden longitudinalen Moden stark eingeschränkt werden, wobei ein Betrieb auf nur einer longitudinalen Mode, der sogenannte *single longitudinal mode (SLM)*-Betrieb, das Ziel sein sollte.

3.2 Strahlpropagation von Eigenmoden

Wie aus den bisherigen Betrachtungen ersichtlich ist, muß noch die Strahltaile ω_0 in dem Resonator bestimmt werden, um die Eigenmoden und damit die *passiven* Eigenschaften des Resonators (ohne Berücksichtigung der Verstärkung des aktiven Mediums) festlegen zu können.

Dazu kann ausgenutzt werden, daß sich der Strahlparameter q bei der Propagation durch Optiken im Resonator auf charakteristische Weise transformiert. Geht man von einer Referenzebene im Resonator an der Stelle z_1 aus und bezeichnet den Brechungsindex an dieser Stelle mit n_1 bzw. den reduzierten Strahlparameter mit $\hat{q}_1 = n_1/q_1$, so erhält man $\hat{q}_2 = n_2/q_2$ an der Stelle z_2 mit dem sogenannten *ABCD-Gesetz* [92]

$$\hat{q}_2 = \frac{A\hat{q}_1 + B}{C\hat{q}_1 + D}. \quad (3.12)$$

Die ABCD-Matrix wird durch Multiplikation der zugehörigen Matrizen bei der Propagation von z_1 nach z_2 erhalten. Die gebräuchlichsten Matrizen sind im Anhang A zusammengefaßt. Bei einer Eigenmode in einem Resonator darf sich nun nach einem Umlauf der Strahlparameter \hat{q} nicht ändern; ist also die ABCD-Matrix für einen Umlauf berechnet, geht die Formel (3.12) in eine Eigenwertgleichung mit $\hat{q} = \hat{q}_1 = \hat{q}_2$ über.

An der Stelle, an der mit der Propagation gestartet wurde, ergibt sich damit

$$\frac{1}{\hat{q}} = \frac{D - A}{2B} \pm \frac{i}{2B} \sqrt{4 - (A + D)^2}. \quad (3.13)$$

Mit Gl. (3.3) erhält man an der Referenzebene ω^2 und R . Das Vorzeichen vor der Wurzel wird so gewählt, daß $\omega^2 \geq 0$ gilt. Ist jedoch die Wurzel negativ, so existiert keine reelle Lösung für ω ; der Resonator ist instabil.

Die Anwendung der Gln. (3.4) und (3.5) liefert die Strahltaile ω_0 sowie ihren Abstand z von der Referenzebene:

$$\omega_0^2 = \frac{\omega^2}{\left[1 + \left(\frac{\pi\omega^2}{\lambda R}\right)^2\right]}, \quad (3.14)$$

$$z = \frac{R}{\left[1 + \left(\frac{\lambda R}{\pi\omega^2}\right)^2\right]}. \quad (3.15)$$

Schließlich kann mit Gl. (3.13) die Guoy-Phasenverschiebung errechnet werden, die man benötigt, um den transversalen Modenabstand zu bestimmen. Es folgt

$$\Phi_{v,w}(L^*) = \pm(v + w + 1) \arccos\left(\frac{A + D}{2}\right). \quad (3.16)$$

Die Gleichungen (3.13)–(3.16) stellen die Grundlage für alle in dieser Arbeit durchgeführten Resonatorberechnungen dar. Auf diese Berechnungen wird in 4.3 und 5.4 eingegangen.

3.3 Ratengleichungen und der Effekt des räumlichen Lochbrennens

Die Eigenschaften eines Lasers lassen sich erst genau analysieren, wenn die Wechselwirkung der Photonenzahl in einer Resonatormode mit dem aktiven Medium berücksichtigt wird. Diese Wechselwirkung führt auf die Ratengleichungen, einen komplexen Satz von nichtlinearen Gleichungen, in denen die Photonenflußdichten in der i -ten Resonatormode ϕ_i gekoppelt mit der Anzahldichte der Atome im Laserniveau N_2 auftreten. Es sind jedoch einige starke Vereinfachungen dieses Gleichungssystems möglich. Einerseits kann die Anzahl der Moden durch eine Modenblende eingeschränkt werden, wie in 3.1 angesprochen wurde. Damit tauchen in den Ratengleichungen nur noch longitudinale TEM₀₀-Moden auf. Andererseits besteht die Möglichkeit, durch Einsatz von wellenlängenselektiven Elementen im Resonator die Anzahl der anschwingenden Moden einzuschränken. Dieses ist insbesondere beim Dauerstrichlaser möglich, wie in 3.3.1 gezeigt wird. Dagegen ist bei gepulsten Lasern eine Einschränkung der longitudinalen Modenanzahl und damit die Reduzierung der spektralen Bandbreite sehr schwierig (s. 3.3.2).

Die Form der Ratengleichungen hängt von der Struktur der Laserübergänge des verwendeten Materials ab. Wie die Gleichungen bei *vibronischen* Lasermaterialien wie Alexandrit und Ti:Saphir lauten, die hauptsächlich in dieser Arbeit verwendet werden, wird unten dargestellt.

Ein sehr wichtiger Punkt zur Anwendung der Ratengleichungen muß allerdings noch angesprochen werden. Wie man in 3.3.1 und 3.3.2 sieht, tritt weder eine Ortsabhängigkeit von ϕ noch von N_2 im Resonator auf. Diese Annahme, daß die Photonenflußdichte bzw. die Anzahldichte der Atome im Laserniveau homogen über den Resonator verteilt ist, ist aber streng genommen nur dann richtig, wenn das Auftreten von stehenden Wellen im Resonator vermieden wird. Anderenfalls bilden sich Knotenebenen im aktiven Medium, was auch als *räumliches Lochbrennen* bezeichnet wird. An diesen Ebenen können nun Moden mit anderer Ordnung anschwingen. Die Kopplung dieser Moden führt zu einer Verbreiterung des Spektrums des Lasers und zu einer instabileren Pulsform [84, 142, 143]. Deshalb werden im Rahmen dieser Arbeit nur Lasertypen verwendet, bei denen sich das räumliche Lochbrennen vermeiden läßt. Bei den hier verwendeten polarisationsabhängig verstärkenden Lasermaterialien kommen dazu nur unidirektionale Ringlaser oder regenerative Verstärker in Frage, und es können dann die Ratengleichungen zur Beschreibung der Lasertätigkeit in guter Näherung eingesetzt werden.

Bei unidirektionalen Ringlasern wird das räumliche Lochbrennen dadurch verhindert, daß durch Verwendung einer *optischen Diode* der Ring nur in einer Richtung einen Laserstrahl aussenden kann (s. 4.3 und 5.5) und damit keine stehenden Wellen im Resonator auftreten. Auf das Prinzip des regenerativen Verstärkers wird in 3.3.3 eingegangen.

3.3.1 Dauerstrichlaser

Unter Dauerstrichlasern versteht man Laser, die kontinuierlich gepumpt werden und permanent einen Laserstrahl aussenden. Die Analyse der Ratengleichungen zeigt, daß sich

bei einem Dauerstrichlaser unter Vermeidung des räumlichen Lochbrennens nach einer Relaxationszeit nur eine Mode durchsetzt, und zwar die mit den geringsten Verlusten im Resonator [155]. Dieses kommt durch die nichtlineare Kopplung der Moden zustande und bedeutet, daß es ausreicht, die Photonenflußdichte ϕ lediglich in einer longitudinalen Resonatormode zu betrachten. Bei Lasern mit einem großen Abstimmbereich muß jedoch die Wellenlängenabhängigkeit der Verluste durch den Einsatz von wellenlängenselektiven Optiken im Resonator verstärkt werden. Welche Optiken dafür beim Ti:Saphir-Laser notwendig sind, wird in 4.3 besprochen.

Nach der Relaxationszeit erreicht die Laseremission einen stabilen Zustand, der im folgenden durch den Index s angedeutet wird, wobei bei dem in dieser Arbeit verwendeten Ti:Saphir-Laser gilt

$$\phi_s (-c \sigma_s N_{2s} + c \sigma_a N) - \frac{N_{2s}}{\tau_f} + R_p = 0 \quad (3.17)$$

$$\text{und} \quad c \frac{L_k}{L^*} (\sigma_s N_{2s} - \sigma_a N - \sigma_r N) - \frac{1}{\tau_c} = 0. \quad (3.18)$$

Mit σ_s und σ_a werden die Querschnitte für stimulierte Emission bzw. Absorption bei der Laserwellenlänge bezeichnet. τ_f ist die Lebensdauer des Laserniveaus und R_p die Pumprate, mit der die Atome in das Laserniveau befördert werden. Mit L_k wird die Länge des aktiven Mediums und mit τ_c die Lebensdauer der Photonen bei der Laserwellenlänge im Resonator bezeichnet, die ein Maß für die passiven Verluste bei einem Resonatorumlauf ist. Ferner wurde die bei kleinen Pumpraten geltende Näherung $N_1 \approx N$ benutzt, wobei N_1 die Anzahldichte der laseraktiven Atome im Grundzustand und $N = N_1 + N_2$ die gesamte Anzahldichte dieser Atome ist. σ_r ist der Querschnitt für eine Restabsorption bei der Laserwellenlänge, auf den in 4.1 eingegangen wird.

Mit diesen Formeln lassen sich Parameter berechnen, die für die Lasertätigkeit von großer Wichtigkeit sind. Dazu gehören die Pumprate, die notwendig ist, um die Laserschwelle zu erreichen (s. 4.2) und die von den Resonatorparametern abhängige Leistung, die aus dem Resonator ausgekoppelt werden kann.

Außerdem kann gezeigt werden, daß der Resonator in Verbindung mit dem aktiven Medium einen sehr hohen Kontrast \mathcal{K} besitzt (s. Anh. B), so daß die Bandbreite des Lasers sehr gering ist und typischerweise einige MHz beträgt [21, 71]. Sie hängt von der Amplitude mechanischer Schwingungen, von Störungen durch akustische Wellen und weiteren Rauschquellen am Resonator ab, z. B. auch von Intensitätsfluktuationen der Pumpquelle. Die minimale Bandbreite, die erzielt werden kann, aber im allgemeinen durch obige Effekte maskiert wird, wird durch Phasenfluktuationen in der Resonatormode begrenzt. Diese Fluktuationen entstehen durch spontane Emission von Photonen, wobei die resultierende minimale Bandbreite mit der *Schawlow-Townes-Formel* berechnet werden kann [138, 154]. Das Einsetzen von typischen Werten in diese Formel zeigt, daß im Prinzip bei einem Dauerstrichlaser Sub-Hz-Linienbreiten erreicht werden können, was schon experimentell demonstriert wurde [133]. Derartig schmale Linienbreiten und hohe Frequenzstabilitäten sind zwar für das Lasersystem, das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, nicht erforderlich, jedoch können diese Eigenschaften für zukünftige Entwicklungen von Wichtigkeit sein. Ein Dauerstrichlaser kann z. B. auch als lokaler Oszillator für

Heterodyn-Messungen verwendet werden, wobei für Windmessungen mit einer Genauigkeit von < 1 m/s bei Anwendung des Heterodyn-Verfahrens eine Sub-MHz-Frequenzstabilität im Wellenlängenbereich von 730 nm erforderlich ist (s. 2.4.3).

Man kann also festhalten, daß sich bei einem Dauerstrichlaser leicht SLM-Lasertätigkeit mit einer geringen Bandbreite und einer daraus folgenden hohen spektralen Reinheit erreichen läßt. Das heißt, daß ein derartiger Laser in der Lage ist, alle Anforderungen für ein DIAL-System gem. Tab. (2.1) bezüglich der spektralen Eigenschaften zu erfüllen. Wenn es gelingt, aus diesem Dauerstrichlaser einen Puls zu erzeugen, bei dem weitgehend die spektralen Eigenschaften erhalten bleiben, hat man ein geeignetes Prinzip für den Aufbau eines DIAL-Systems gefunden.

3.3.2 Güteschaltung von gepulsten Lasern

Wie aus Tab. (2.1) ersichtlich ist, muß ein kurzer Laserpuls erzeugt werden, um eine gute Höhenauflösung in dem zu messenden Profil zu erhalten. Zudem sollte das Lasersystem hohe Pulsenergie und Energiestabilität besitzen.

Bei Lasermedien mit einer großen Verstärkung wie Farbstoff- und Ti:Saphir-Lasern kann dieses erreicht werden, indem ein Pumpuls mit hoher Energie und kurzer Pulsdauer erzeugt wird. Es entsteht in einer Zeit, die typischerweise einige ns beträgt, eine Besetzungsinversion, so daß der Pumplaser wie ein Schalter wirkt, der die Lasertätigkeit startet. Deshalb wird dieses Verfahren auch *Verstärkungsschaltung* oder *gain-switch* genannt. Bei Farbstofflasern können dazu Excimerlaser oder frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser, die Pulsdauern von etwa 10 ns besitzen, verwendet werden [137]. Auch bei Ti:Saphir-Lasern lassen sich frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser einsetzen [46]. Bei Materialien mit einer größeren Lebensdauer des Laserniveaus wie Alexandrit oder Nd:YAG ist dieses Verfahren nicht anwendbar, aber es können zur Anregung des aktiven Mediums Diodenlaser oder Blitzlampen eingesetzt werden. Untersucht man daraufhin die resultierende Laseremission, so stellt man jedoch fest, daß sie aus einer irregulären Folge von mehreren Laserpulsen besteht. Dieses Verhalten ist das sogenannte *spiking* [87], das bei einem LIDAR-System unbedingt vermieden werden muß.

Eine Lösung dieses Problems ist die sogenannte *Güteschaltung* oder der *Q-switch*. Es wird ein Element in den Resonator eingebracht, das zunächst während des Pumpprozesses so hohe Verluste verursacht, daß eine Lasertätigkeit verhindert wird. Zu einem bestimmten Zeitpunkt, an dem im allgemeinen ein Maximum in der Besetzungsinversion erreicht ist, werden dann die Verluste schlagartig minimiert und damit die Resonatorgüte, die auch *Q-Wert* genannt wird, erhöht. Mit einer kurzen Verzögerung setzt die Lasertätigkeit ein, und es wird ein kurzer Puls mit einer sehr hohen Energie ausgesendet.

Es wird zwischen passiven [163] und aktiven Güteschaltern [171] unterschieden. Bei aktiven Güteschaltern werden durch Anlegen einer Spannung an einen akustooptischen Modulator oder an eine Pockelszelle die Resonatorverluste verändert. In dieser Arbeit wurde eine Pockelszelle verwendet, auf deren Funktionsprinzip genauer in 5.5 eingegangen wird. Bei einer Pockelszelle können sehr kurze Schaltzeiten im ns-Bereich erreicht werden, die für die unten angesprochene regenerative Verstärkung erforderlich sind.

Die Ratengleichungen vereinfachen sich ebenfalls, da nach der Güteschaltung die Verstärkung durch stimulierte Emission für alle Resonatormoden sehr groß und nahezu gleich ist. Man kann also die Kopplung zwischen den Moden vernachlässigen und $\phi = \sum_i \phi_i$ ansetzen. Wird weiterhin berücksichtigt, daß sich die Querschnitte innerhalb der spektralen Bandbreite des Lasers nur geringfügig ändern, und setzt man die entsprechenden Werte bei der Zentralwellenlänge an, folgt dann für die Ratengleichungen beim Alexandrit-Laser

$$\frac{dN_2}{dt} = \phi(-c\sigma_s N_2 + c\sigma_a N_1) - \frac{N_2}{\tau_f} + R_p \quad (3.19)$$

$$\text{und} \quad \frac{d\phi}{dt} = 2^* c \frac{L_k}{L^*} (\sigma_s N_2 - \sigma_{2a} N_2 - \sigma_a N_1) \phi - \frac{\phi}{\tau_c}. \quad (3.20)$$

Es wird die gleiche Nomenklatur wie bei den im vorherigen Abschnitt eingeführten Ratengleichungen verwendet. Zusätzlich muß bei Alexandrit eine parasitische Absorption aus dem angeregten Zustand mit dem Querschnitt σ_{2a} berücksichtigt werden. Der Faktor 2^* drückt aus, ob es sich um einen linearen oder einen Ringresonator handelt. Für einen Ringresonator gilt $2^* = 1$, ansonsten ist $2^* = 2$.

Aus diesen Gleichungen können folgende Schlüsse gezogen werden (für eine ausführliche Herleitung s. [158]): Nähert man den Blitzlampenpuls durch einen Rechteckpuls mit der Länge t_b an, so liefert die Integration der Gl. (3.19) die Besetzung des Laserniveaus

$$N_2(t_b) = R_p t_b \frac{1 - \exp(-\frac{t_b}{\tau_f})}{\frac{t_b}{\tau_f}} =: R_p t_b g\left(\frac{t_b}{\tau_f}\right). \quad (3.21)$$

Der Pumpwirkungsgrad wird durch den Quotienten $N(t_b)/(R_p t_b)$ ausgedrückt, so daß für die Dauer des Pumpimpulses etwa $1/2 \tau_f < t_b < \tau_f$ gelten sollte. Dieses wurde auch für das Alexandrit-Lasersystem in 5.2 bestätigt. Ferner kann die Verzögerung zwischen Einschalten des Güteschalters zum Zeitpunkt t_0 und Aussenden des Laserpulses errechnet werden, die als *Pulsaufbauzeit* oder *pulse build-up time* t_a bezeichnet wird. Ist ϕ_p die Photonenflußdichte im entstandenen Puls bzw. ϕ_0 die Photonenflußdichte, die sich zum Startzeitpunkt t_0 in den Resonatormoden befinden, so folgt durch Integration von Gl. (3.20)

$$t_a = \frac{t_u}{2^* L_k [(\sigma_s - \sigma_{2a} + \sigma_a) N_0 - \sigma_a N] - \mathcal{V}_g} \cdot \ln\left(\frac{\phi_p}{\phi_0}\right) \quad (3.22)$$

$$\approx \frac{t_u}{\mathcal{V}_g (v - 1)} \cdot \ln\left(\frac{\phi_p}{\phi_0}\right). \quad (3.23)$$

Bei der Herleitung dieser Gleichungen wurde der Zerfall des Laserniveaus durch Fluoreszenz vernachlässigt, da im allgemeinen $t_a \ll \tau_f$ ist. t_u ist die Zeit und \mathcal{V}_g der gesamte Verlust nach einem Resonatorumlauf ausschließlich der Absorption im aktiven Medium. Dabei gilt $\tau_c = t_u/\mathcal{V}_g$. Ferner wurde das Verhältnis $v = N_0/N_{sch}$ eingeführt, wobei N_{sch} die Schwellenbesetzung ist, die notwendig ist, um eine Verstärkung zu erreichen. Mit N_0

wird die Anzahldichte der Atome im Laserniveau zum Zeitpunkt t_0 bezeichnet. v ist eine wichtige Größe zur Beschreibung des Betriebes in der Güteschaltung und wird Inversionsverhältnis genannt. Ist etwa η die Effizienz, mit der die Anzahl der invertierten Atome für die Lasertätigkeit genutzt werden, so gilt die implizite Gleichung

$$1 - \eta(v) = \exp\{-v\eta(v)\}. \quad (3.24)$$

Eine Untersuchung der Funktion zeigt, daß $\eta(1.2) = 0.3$ und $\eta(5) \approx 1$ ist; η strebt also schnell gegen eins bei wachsendem v . Es ist daher im Prinzip eine hohe Besetzungsinversion anzustreben, um eine gute Effizienz zu erreichen. Die Leistung P_{max} am Maximum des ausgekoppelten Pulses beträgt

$$P_{max} = [v - 1 - \ln(v)] \cdot \frac{N_{sch} A L_k h \nu}{\tau_c}, \quad (3.25)$$

wobei A die Querschnittsfläche der Resonatormode und h das Plancksche Wirkungsquantum ist, und die Dauer t_p des Laserpulses

$$t_p = \frac{v\eta(v)}{v - 1 - \ln(v)} \tau_c. \quad (3.26)$$

Auch P_{max} und t_p hängen stark nichtlinear von v ab. Wie zu erwarten ist, strebt die Pulsdauer für große v gegen die Resonatorlebensdauer τ_c . Um kurze Pulse und einen effizienten, stabilen Laserbetrieb zu erhalten, sollte also einerseits das Inversionsverhältnis möglichst groß gewählt werden. Andererseits erreicht man dann schnell die Zerstörschwellen der Optiken, so daß ein Kompromiß zwischen stabilem Laserbetrieb und niedriger Belastung der Optiken anzustreben ist.

Es hat sich gezeigt, daß die oben aufgeführten Gleichungen sehr gute Näherungen für den Laserbetrieb mit Güteschaltung darstellen. Das bedeutet aber auch, daß tatsächlich die Kopplung der Moden auf obige Weise durchgeführt werden darf und verschiedene longitudinale Moden eine nahezu gleich große Verstärkung erfahren. Daraus folgt ein schwieriges Problem, vor das die Entwickler von schmalbandigen, abstimmbaren, gepulsten Lasersystemen seit langer Zeit gestellt werden. Durch die hohe Verstärkung vieler Moden wird die spektrale Breite des Pulses sehr groß, und es wird eine Wellenlängenselektion innerhalb des Resonators auf wenige Moden so gut wie unmöglich. Deshalb ist es bis heute nicht gelungen, ein DIAL-System zu entwickeln, das mit Hilfe wellenlängenselektiver Optiken innerhalb eines Resonators die spektralen Spezifikationen für Temperaturmessungen erfüllt. Wie in 2.4.4 gezeigt wurde, erreichen auch die Spezifikationen fast aller im Moment existierenden H₂O-DIAL-Systeme die Grenzen, die von der Tab. (2.1) gesetzt wurden.

3.3.3 Regenerative Verstärkung und „injection seeding“

Neben der Einschränkung der Bandbreite der Laserpulse durch Optiken, die bisher nicht zu zufriedenstellenden Resultaten führte, gibt es zwei weitere, elegantere Möglichkeiten, das Spektrum eines gepulsten Lasers einzuschränken.

Anhand der Gln. (3.19) und (3.20) kann man den Laserbetrieb nicht nur durch wellenlängenselektive Optiken beeinflussen, was sich in einer starken Wellenlängenabhängigkeit von τ_c ausdrücken würde, sondern es kann auch die Anfangsbedingung ϕ_0 für die Photonenflußdichte modifiziert werden. Koppelt man zum Startzeitpunkt t_0 Photonen einer gewissen Frequenz in den Resonator ein, deren Anzahl wesentlich größer als der Anteil der spontanen Fluoreszenz ist, so muß nur die Verstärkung dieser Photonen betrachtet werden. Eine Verstärkung der spontanen Photonen läßt sich dagegen vernachlässigen. Dabei gibt es zwei unterschiedliche Ansätze:

Es wird ein Puls eingekoppelt, dessen Pulsdauer t_p kürzer als die Umlaufzeit t_u im Resonator ist. Dadurch tritt keine Interferenz im Resonator auf, und die Frequenz des Pulses bleibt nahezu unverändert. Der Puls propagiert bei Vorhandensein einer Modenblende wie eine TEM₀₀-Mode des Resonators. Beim Durchgang des Pulses durch das aktive Medium wird er verstärkt und nach Erreichen maximaler Intensität wieder ausgekoppelt. Der Laser arbeitet in diesem Fall wie ein Verstärker eines Pulses bzw. als *regenerativer Verstärker*. In [105, 121] wurde gezeigt, daß zur Untersuchung dieses Verstärkers die Gln. (3.19) und (3.20) verwendet werden können. Der Startwert ϕ_0 ist nun der Anteil der in die Resonatormode eingekoppelten Photonenflußdichte des Pulses zum Zeitpunkt t_0 , während ϕ in die zeitabhängige Photonenflußdichte des Pulses beim Durchlauf durch den Resonator übergeht.

Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß keine Frequenzänderung des eingekoppelten Laserpulses auftritt. Man kann einen stabilen Dauerstrichlaser verwenden, aus dem ein kurzer Puls herausgeschnitten und in den regenerativen Verstärker gesandt wird. Ein Nachteil ist, daß ein sehr kurzer Puls benötigt wird, damit der Resonator des regenerativen Verstärkers nicht zu lang wird und nicht mehr justierbar ist. Der kürzeste Puls, der mit heutiger Technik aus einem Dauerstrichlaser herausgeschnitten werden kann, hat eine volle Halbwertsbreite von etwa 6 ns, so daß ein Ring mindestens 3.3 m lang sein muß, um den Puls effizient in den Resonator einkoppeln zu können (s. 5.5.2). Ob das lang genug ist, um Interferenzen und Frequenzverschiebungen im Resonator zu verhindern, bzw. ob ein solcher Laser justierbar und stabil genug für ein DIAL-System ist, mußte experimentell geklärt werden (s. 5.5.2). Ferner müssen die Zeiten der Ein- und Auskopplung des Pulses permanent im ns-Bereich auf die Schaltzeit des Güteschalters eingestellt werden, um die Kontrolle des Laserspektrums sicherstellen. Außerdem treten aufgrund der kurzen Pulsdauer hohe Intensitäten an den Optiken auf. Damit ist eine Begrenzung der Pulsenergie notwendig, um Zerstörungen der Optiken zu verhindern. Schließlich wird das Spektrum des Laserpulses $\Delta\nu_p$ durch die Kürze des Pulses verbreitert und ist Fourier-limitiert. Dabei gilt

$$\Delta\nu_p \simeq \frac{2 \ln 2}{\pi t_p} \simeq \frac{0.44}{t_p}. \quad (3.27)$$

Ein 6 ns-Puls entspricht also einer Bandbreite von $\Delta\nu_p \simeq 73.5$ MHz, die gem. Tab. (2.1) für DIAL-Messungen geeignet ist. Jedoch ist nur die direkte Detektion des zurückgestreuten Lichtes möglich, bei einem Heterodyn-Nachweis (s. 2.4.3) führt diese Bandbreite zu großen Verlusten. Die Verwendung eines regenerativen Verstärkers schränkt also auch die Wahl des Detektors für das DIAL-System ein.

Die zweite Möglichkeit, mit der die Bandbreite des Laserpulses kontrolliert werden kann, besteht darin, einen Strahl eines Dauerstrichlasers in den Resonator einzukoppeln. Es werden also beim Start des Güteschalters im Resonator Photonen „gesät“, weshalb dieses Verfahren auch „injection seeding“ genannt wird. Im Gegensatz zur regenerativen Verstärkung interferiert der Strahl des Dauerstrichlasers an den Resonatorspiegeln. Dadurch tritt einerseits eine Verschiebung der Frequenz des Laserpulses zur nächstgelegenen Resonatormode auf, andererseits können auch zwei oder mehr Moden gleichzeitig angeregt werden. Das Spektrum besteht also aus einer gewissen experimentell zu bestimmenden Anzahl von longitudinalen Moden mit einem Frequenzabstand gem. Gl. (3.11). Eine ausführliche Einführung in diese Problematik findet man in [97]. Während für regenerative Verstärkung lineare bzw. Ringresonatoren verwendet werden können, sollte bei injection seeding unbedingt nur ein unidirektionaler Ring verwendet werden, um das räumliche Lochbrennen zu verhindern. Anderenfalls werden zu viele longitudinale Moden angeregt [142, 143].

Ein Vorteil des Verfahrens gegenüber der regenerativen Verstärkung ist, daß keine Zeitkontrolle der Einkopplung vonnöten ist. Ferner kann auf das Pulsschneiden verzichtet werden. Auch eine Kontrolle der Auskopplung ist nicht notwendig; diese findet einfach durch einen Resonatorspiegel statt. Außerdem ist die Dauer des Laserpulses bei injection seeding größer, so daß höhere Pulsenergien erreichbar sind. Zur Beschreibung der Lasertätigkeit können ebenfalls die Gln. (3.19) und (3.20) verwendet werden, wobei ϕ_0 nun der Anteil der Photonenflußdichte des Dauerstrichlasers, der in die Resonatormoden eingekoppelt wird, und ϕ die Gesamtphotonenflußdichte im Laserpuls ist. Beide Verfahren wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

3.4 Folgerungen für die Wahl des Lasersystems

Die Analyse der passiven Eigenschaften eines Resonators zeigt, daß das Eigenwertspektrum aus einer Vielzahl von Frequenzen besteht, die die Bedingung (3.10) erfüllen müssen. Das Spektrum kann aber schon durch Verwendung einer Modenblende auf TEM₀₀-Moden eingeschränkt werden.

Aus der Analyse der Ratengleichungen in 3.3.2 folgt, daß eine ausreichende Einschränkung des Spektrums eines gepulsten Lasers mit Hilfe wellenlängenselektiver Elemente für ein H₂O-DIAL-System sehr schwer zu erreichen und nach dem heutigen Stand der Wissenschaft für ein T-DIAL-System gar nicht möglich ist. Um die hohen Anforderungen gem. Tab. (2.1) erfüllen zu können, kann jedoch der Laser aus zwei Teilsystemen aufgebaut werden:

Der erste Teil besteht aus einem Dauerstrichlaser, mit dem im SLM-Betrieb alle Anforderungen in bezug auf das Laserspektrum erfüllt werden. In der Literatur wird dieser Laser auch als *Master-Laser* bezeichnet. Er muß abstimmbar sein, um alle Linien für Wasserdampf- und Temperaturmessungen erreichen zu können, und sollte ein Halbleiter- oder Festkörperlaser sein, da solche Lasermaterialien eine bessere Stabilität und Handhabbarkeit als die bisher verwendeten Farbstofflaser besitzen. Bei Beginn dieser Arbeit zeigte sich, daß keine Diodenlaser in dem für H₂O-DIAL geforderten Wellenlängenbereich

vorhanden waren und als Festkörperlaser nur ein Ti:Saphir-Laser in Frage kam. Der Aufbau und die Untersuchung dieses Lasers wird in Kapitel 4 vorgestellt.

Der zweite Teil wirkt wie ein gepulster Verstärker des Dauerstrichlasers, der folglich im gleichen Wellenlängenbereich eine Verstärkung aufweisen muß. Dieser ist der sogenannte *Slave-Laser*. Zu Beginn dieser Arbeit existierten zwei Festkörpermateriale, die diese Eigenschaft erfüllten: Ti:Saphir und Alexandrit. Aus hauptsächlich zwei Gründen fiel die Wahl auf Alexandrit:

Der Alexandrit-Kristall kann aufgrund seiner höheren Lebensdauer des Laserniveaus effizient mit Blitzlampen gepumpt werden. Im Gegensatz dazu muß der Ti:Saphir-Kristall entweder mit Blitzlampen einer sehr viel kürzeren Pulsdauer, was eine Reduzierung der Lebensdauer der Lampen um etwa einen Faktor 10 verursacht, oder mit einem energiereichen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser gepumpt werden. Diese Pumplaser waren zwar zu Beginn dieser Arbeit kommerziell erhältlich, jedoch war das Verhalten von Ti:Saphir beim Pumpen mit Nd:YAG-Lasern in der Literatur kaum untersucht worden. Dagegen waren mit Blitzlampen gepumpte Alexandrit-Laser kommerziell erhältlich. Weiterhin sind die erreichbaren Pulsenergien bei beiden aktiven Medien vergleichbar, jedoch ist der Querschnitt für stimulierte Emission bei Alexandrit etwa eine Größenordnung geringer. Damit ist die Pulsaufbauzeit beim Alexandritlaser länger, was einen effizienteren Transfer der Photonen in die Resonatormoden, einen niedrigeren Untergrund in der Laseremission durch spontane Fluoreszenz und damit eine höhere spektrale Reinheit des Alexandrit-Lasers erwarten ließ.

Zur Kontrolle des Spektrums des Alexandrit-Lasers sind die beiden in 3.3.3 vorgestellten Methoden verwendbar und wurden in 5.5.2, 5.5.3 und 5.6 untersucht. Beide besitzen den Vorteil, daß die Einschränkung des Spektrums nicht durch zerstöranfällige wellenlängen-selektive Optiken verursacht, sondern einfach durch Einkopplung eines Dauerstrichlasers durchgeführt wird. Geeignete Resonatoren für den Alexandrit-Laser wurden mit der in 3.2 vorgestellten Methode berechnet.

Kapitel 4

Der Ti:Saphir–Ringlaser

4.1 Der Ti:Saphir–Kristall

Die Verwendung eines Ti:Saphir–Kristalls als aktives Medium wurde zuerst 1982 von MOULTON demonstriert [117]. Das Verhalten dieses Lasers kann mit einem Vier–Niveau–System beschrieben werden, und es gelten im Dauerstrichbetrieb die Ratengleichungen (3.17) und (3.18) auf S. 23. Nur sehr reine und nahezu von Störstellen freie Kristalle lassen sich als Lasermedium verwenden. Diese können nun mit in jüngerer Zeit neu entwickelten Verfahren hergestellt werden [98, 135].

Der Kristall besteht aus Ti^{3+} –Ionen, mit denen Saphir (Al_2O_3) dotiert wurde. Saphir besitzt eine rhomboedrische Gitterstruktur mit einer 3–zähligen Inversionsachse, die als c –Achse bezeichnet wird. Der Kristall ist damit optisch einachsig. In dem umgebenden Kristallfeld werden die Energieniveaus der Ti^{3+} –Ionen aufgespalten. Es entsteht eine Absorptionsbande im Bereich von 400–600 nm, deren spektrale Breite durch Elektron–Phonon–Kopplung an das umgebende Kristallfeld zustandekommt [119]. Der Absorptionsquerschnitt σ_a ist maximal bei etwa 500 nm, so daß als Pumpquelle Argon–Ionen–Laser oder frequenzverdoppelte Nd:YAG–Laser in Frage kommen.

Auch der Querschnitt für stimulierte Emission σ_s bildet durch Elektron–Phonon–Wechselwirkung mit dem umgebenden Kristallfeld eine Bande zwischen 600 nm und 1100 nm mit einem Maximum bei 800 nm. Der Ti:Saphir–Laser ist damit der momentan über den größten Wellenlängenbereich abstimmbare Laser und gehört zu der Gruppe der sogenannten vibronischen Laser. σ_a und σ_s sind beide polarisationsabhängig, wobei die Polarisationsrichtung in bezug auf die c –Achse des Kristalls angegeben wird. Eine Darstellung der Kristallachsen und eine Untersuchung dieser Polarisierungseffekte findet man in [110].

Die spektralen Verläufe von σ_a und σ_s werden in [119] gezeigt. Aus diesen kann man ersehen, daß beide Querschnitte im Vergleich zur senkrechten Polarisierung um einen Faktor 3 größer sind, wenn das Licht parallel zur c –Achse des Kristalls polarisiert ist. σ_a beträgt $9.3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ [5] bei 500 nm, und für σ_s wurde ein Wert von $4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ bei 800 nm bestimmt [119]. Aus dieser Polarisationsabhängigkeit folgt, daß ein linear polarisierter Pumplaser verwendet werden sollte. Außerdem ist die Laseremission ebenfalls parallel zur

c-Achse polarisiert. Damit können wellenlängenselektive Optiken im Resonator eingesetzt werden, die die Polarisation des Laserstrahls ausnutzen (s. 4.3).

Der Abstimmbereich wird zum einen in Richtung kürzerer Wellenlängen durch die einsetzende Grundzustandsabsorption und zum anderen in beiden Richtungen durch das Abfallen von σ_s beschränkt. Ein weiterer wichtiger Effekt, der die Lasertätigkeit beeinflusst, ist eine Restabsorption innerhalb des Abstimmbereichs, die durch $[\text{Ti}^{3+}][\text{Ti}^{4+}]$ -Ionenpaare verursacht wird [135, 4]. Diese ist maximal bei 800 nm, so daß man als Maß für die Kristall-Qualität die *figure of merit* (FOM) eingeführt hat, die als Verhältnis der Absorption bei 490 nm zur Absorption bei 800 nm definiert wird. In den Ratengleichungen wird die Restabsorption durch den Querschnitt σ_r berücksichtigt.

Es wurde ein Kristall mit einer FOM > 100 verwendet, der mit einer Anzahlichte der Titan-Ionen von $N \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dotiert wurde. Er besitzt die Abmessungen $7.5 \times 3 \times 1.5 \text{ mm}$ (Länge \times Breite \times Höhe). Der Brechungsindex beträgt $n_k = 1.813$ und die Lebensdauer τ_f des Laserniveaus etwa $3.15 \mu\text{s}$ [119]. Sie ist nahezu temperaturunabhängig von 0–200°C.

4.2 Der Argon-Ionen-Laser

Der Ti:Saphir-Kristall wird mit einem Argon-Ionen-Laser der Fa. Spectra-Physics Modell 166 gepumpt. Der Laser arbeitet auf mehreren Wellenlängen im Bereich von $500 \pm 15 \text{ nm}$. Das Strahlprofil entspricht nahezu einer TEM₀₀-Mode; die Abweichungen hängen von der Qualität der Laserröhre ab. Die maximale Leistung beträgt 5 W bei linearer Polarisation.

Aus den oben angesprochenen Eigenschaften des Ti:Saphir-Kristalls folgt die Wahl der Pumpanordnung, die in Abb. (4.1) auf S. 33 dargestellt ist. Dazu wird der Kristall so geschnitten, daß zum einen die c-Achse in der Einfallsebene liegt, die bei Einfall des Lasers unter dem Brewster-Winkel von dessen Richtungsvektor und dem Normalenvektor der Oberfläche aufgespannt wird. Zum anderen steht die c-Achse senkrecht auf der Propagationsrichtung des Lasers im Kristall. In der Einfallsebene polarisiertes Licht wird dann mit sehr geringen Verlusten in den Kristall eingekoppelt und ist im Kristall parallel zur c-Achse polarisiert, in der die Absorption maximal ist. Die Polarisationsrichtung des Argon-Ionen-Lasers wird mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Platte in diese Ebene gedreht und die Pumpintensität durch Fokussierung des Pumplaserstrahls mit der Linse FL, die eine Brennweite von 88.3 mm besitzt, erhöht. Die Linse kann verschoben werden, um die Lage des Fokus und damit die Justierung zu optimieren. Vorher passiert der Strahl des Argon-Ionen-Lasers den dichroitisch beschichteten Resonatorspiegel R2, der eine hohe Transmission für die Wellenlänge des Pumplasers, aber eine hohe Reflektivität für die Wellenlängen des Ti:Saphir-Lasers besitzt.

Mit Hilfe der Ratengleichungen läßt sich die Pumpleistung P_{sch} berechnen, die notwendig ist, um die Laserschwelle zu erreichen. Die Pumprate R_p lautet

$$R_p = \eta_p \frac{P_p \alpha_p}{h \nu_p A_p}, \quad (4.1)$$

dabei ist η_p die Pumpeffizienz, P_p die Pumpleistung in der Querschnittsfläche A_p und $\alpha_p = N \sigma_a(\nu_p)$. ν_p ist die Frequenz des Pumplasers. Dann folgt mit Anwendung der Gl. (3.17)

$$N_{2s} = \eta_p \frac{P_p \alpha_p \tau_f}{h \nu_p A_p}. \quad (4.2)$$

Unter der Voraussetzung, daß Pump- und Laserstrahl in der TEM₀₀-Mode arbeiten, kann man aus den Gln. (3.7) und (3.18) die wichtige Beziehung

$$P_{sch} = \frac{n_k \pi h \nu_p}{2 \eta_p \sigma_s \tau_f} \frac{\mathcal{T}_{as} + \mathcal{V} + L_k \sigma_a N + \frac{\alpha_p L_k}{\text{FOM}}}{1 - \exp\{-\alpha_p L_k\}} (\omega_k^2 + \omega_p^2) \quad (4.3)$$

herleiten [118, 66]. n_k und L_k sind der Brechungsindex bzw. die Länge des Kristalls, \mathcal{T}_{as} die Transmission des Auskoppelspiegels und \mathcal{V} der Verlust an den optischen Elementen ausschließlich der Absorption im Kristall und des Verlustes am Auskoppelspiegel nach einem Umlauf. Mit ω_k bzw. ω_p werden die Strahlradian von Laser- und Pumpstrahl im Kristall bezeichnet. Für σ_s und σ_a sind die Werte an der Laserwellenlänge einzusetzen. Diese Gleichung gilt für Ringresonatoren mit niedriger Transmission des Auskoppelspiegels (für eine Verallgemeinerung auf lineare Resonatoren s. Gl. (5.4) auf S. 67).

Aus Gl. (4.3) folgt die Design-Philosophie für ein System mit niedriger Pumpschwelle und damit hoher Effizienz: Die Strahlradian im Kristall sollten möglichst klein, der Kristall möglichst kurz und bei einer großen FOM hoch dotiert sein. Ein neuer Kristall mit nahezu doppelter Dotierung und einer FOM > 300 wurde bestellt, um die Pumpschwelle weiter senken zu können.

Es wird sich zeigen, daß mit dem Argon-Ionen-Laser ein relativ zuverlässiger Betrieb des Ti:Saphir-Lasers möglich ist. Ein Nachteil dieses Pumplasers ist die hohe Leistungsaufnahme von etwa 13 kW, die großteils durch ein Kühlgerät wieder abgeführt werden muß. Ferner besitzt die Laserröhre eine kurze Lebensdauer von etwa einem Jahr und der Laserkopf eine große Abmessung von 0.15 m × 1.4 m, was für Feldmessungen mit dem DIAL-System hinderlich ist. Deshalb ist geplant, diesen Laser in Zukunft durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser zu ersetzen, der eine viel bessere Effizienz besitzt. Da diese Laser jedoch geringere Ausgangsleistungen haben, soll mit dem oben erwähnten neuen Kristall und einem Auskoppelspiegel mit geringerer Transmission die Pumpschwelle entscheidend abgesenkt werden.

4.3 Der Ringresonator

Die Abb. (4.1) zeigt den schematischen Aufbau des Resonators. Die optischen Komponenten stammen bis auf das Luftspaltetalon LE von einem kommerziell erhältlichen Laser von Schwartz Electro-Optics. Eine ausführlichere Beschreibung dieses Lasertyps findet sich in [146].

Der Ti:Saphir-Laser wird auf die oben beschriebene Weise von dem Argon-Ionen-Laser kollinear gepumpt. Der Kristall wurde auf einen wassergekühlten Kupferblock geklebt, um

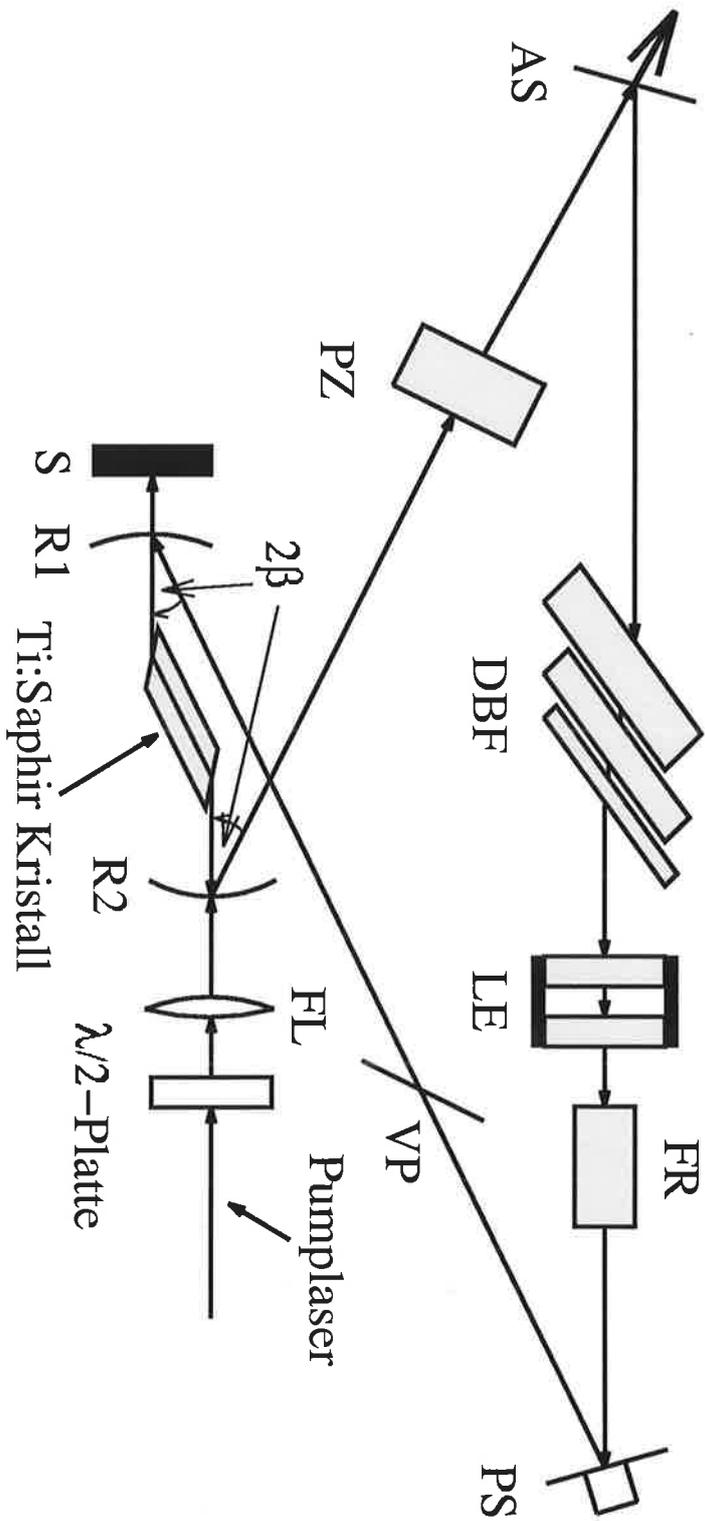


Abbildung 4.1: Der Aufbau des Ti:Saphir-Ringlasers.

FL: Fokussierlinse, R1, R2: gekrümmte Resonatorspiegel, S: Strahlstopper, PZ: Pockelszelle, AS: Astigmatisierungselement, DBF: doppelbrechender Filter, LE: Luftspaltetalon, FR: Faraday-Rotator, PS: auf Piezo-Kristall montierter Spiegel, VP: Verzögerungsplatte. Um eine Astigmatisierungskorrektur zu erhalten, muß der Einfallswinkel β auf 9.75° eingestellt werden.

die Wärme, die bei der Einstrahlung des Pumpasers entsteht, abzuleiten. Der Ringresonator besteht aus den gekrümmten Spiegeln R1 und R2, die einen Krümmungsradius von 10 cm und eine Reflektivität von $\mathcal{R} = 99.9\%$ im Wellenlängenbereich von 700–820 nm besitzen. Auf die gleiche Weise ist der Spiegel SP beschichtet. Er ist außerdem auf einem Piezo-Translator montiert, der für die aktive Stabilisierung des Lasers verwendet wird (s. 4.5). Der Auskoppelspiegel AS besitzt eine Transmission von etwa 3.5% für den gleichen Wellenlängenbereich. In dieser Region kann damit der Laser abgestimmt werden.

Der Astigmatismus, der durch R1, R2 und die Brewster-Oberflächen des Kristalls verursacht wird, kann vollständig kompensiert werden, indem die Einfallswinkel des Laserstrahls auf R1 bzw. R2 auf $\beta = 9.75^\circ$ eingestellt werden [94].

Der Faraday-Rotator FR verursacht in Verbindung mit einer Verzögerungsplatte VP eine Drehung der Polarisation von ungefähr 12° in Rückwärtsrichtung [82]. Da die Verstärkung des aktiven Mediums polarisationsabhängig ist und damit höhere Verluste in Rückwärtsrichtung auftreten, ist eine unidirektionale Lasertätigkeit gewährleistet, und das räumliche Lochbrennen wird verhindert.

Eine Wellenlängenselektion durch einen doppelbrechenden Filter DBF [184, 74], der aus drei Quarzkristallplatten besteht, ist notwendig, um die spektrale Bandbreite des Lasers zu minimieren. Die Transmissionskurve dieses Elementes ist so stark frequenzabhängig, daß ausreichend große Unterschiede in der Verstärkung benachbarter longitudinaler Moden bestehen und damit durch ihre nichtlineare Verstärkung nur eine Mode anschwingen kann (s. 3.3.1). Mit dem DBF kann man stets eine SLM-Tätigkeit des Ringlasers erreichen, die in 4.4 demonstriert wird.

Auf die Abstimmung des Lasers, die durch eine Drehung vom DBF und vom LE bewerkstelligt wird, und den Verlauf der Transmissionskurven dieser Elemente wird in 4.6 eingegangen. Die Funktion des LE besteht darin, eine Feinabstimmung des Lasers um longitudinale Modenabstände zu erreichen, was mit dem DBF alleine nicht möglich ist.

Der Laserstrahl ist horizontal zur Zeichenebene polarisiert. Mit Hilfe einer an der Pockelszelle PZ angelegten Spannung kann eine Änderung des Polarisationszustandes induziert werden, die in Verbindung mit dem DBF einen Frequenzsprung verursacht. Damit wird die On-/Offline-Frequenzumschaltung durchgeführt (s. 4.7).

Mit dem Formalismus, der in 3.2 vorgestellt wurde, läßt sich die Propagation der TEM₀₀-Mode im Resonator berechnen. Damit kann die Divergenz des Ti:Saphir-Lasers in Abhängigkeit von den Resonatorparametern bestimmt werden, was später für die Einkopplung in den Alexandrit-Laser von Wichtigkeit ist. Ferner benötigt man diese Information, um die minimale Pumpleistung P_{sch} gem. Gl. (4.3) und die Strahlanpassung des Pumpasers an die Lasermode zu erhalten.

Legt man die Referenzebene hinter R2 in Propagationsrichtung, lautet die ABCD-Matrix

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2l_1^*}{R} & l_2^* + l_1^* \left(1 - \frac{2l_2^*}{R}\right) \\ -\frac{2}{R} - \frac{2}{R} \left(1 - \frac{2l_1^*}{R}\right) & -\frac{2l_2^*}{R} + \left(1 - \frac{2l_1^*}{R}\right) \left(1 - \frac{2l_2^*}{R}\right) \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

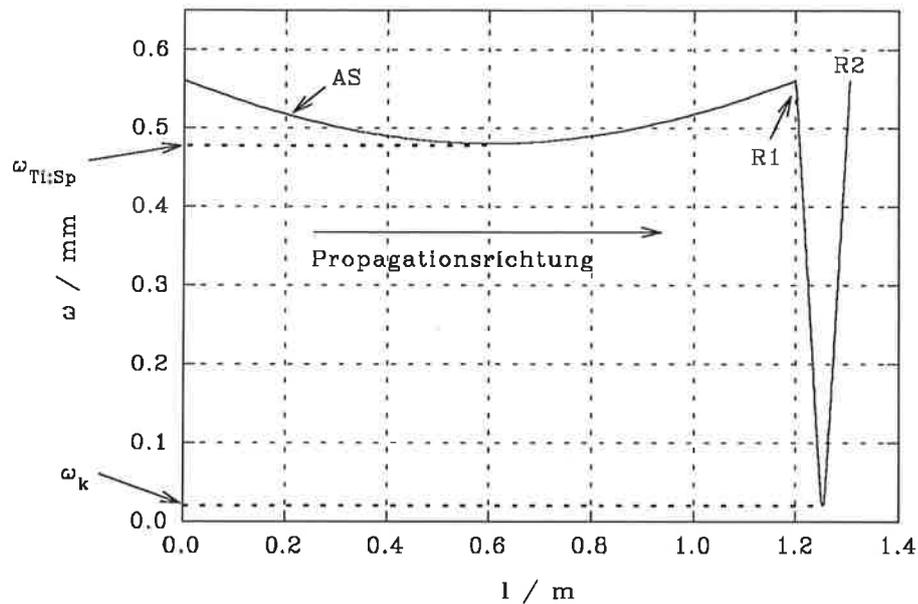


Abbildung 4.2: Der Verlauf der TEM₀₀-Mode im Ti:Saphir-Laser für $l_1^* = 1.2$ m und $l_2^* = 0.1$ m in Abhängigkeit vom Abstand l von der Referenzebene. Eingezeichnet ist ferner die Lage der Strahltaillen und die Positionen des Auskoppelspiegels sowie der gekrümmten Resonatorspiegel.

R ist der Krümmungsradius von R1 bzw. R2, und l_2^* und l_1^* sind die optischen Weglängen von R2 nach R1 bzw. von R1 nach R2 in Propagationsrichtung. Die Abb. (4.2) zeigt einen typischen Strahlverlauf der Eigenmode für eine Weglänge von $l_2^* = 1.2$ m, die bei diesem Aufbau verwendet wurde. Dabei ist l der Abstand von der Referenzebene. Es entstehen zwei Strahltaillen, die beide aus Symmetriegründen in der Mitte der optischen Weglängen zwischen den Spiegeln R1 und R2 liegen. Bei der Gesamtlänge des Resonators von etwa 1.3 m besitzt diese TEM₀₀-Mode bei einer Wellenlänge von 730 nm einen Strahlradius von ungefähr $20 \mu\text{m}$ im Kristall und der ausgekoppelte Strahl eine Strahltaille von $\omega_{\text{Ti:Sp}} = 0.46$ mm bzw. eine Divergenz von $\theta_{\text{Ti:Sp}} = 0.5$ mrad (s. Gl. (3.9)). Da der AS vor $\omega_{\text{Ti:Sp}}$ liegt, befindet sich die Taile außerhalb des Resonators.

Die Abb. (4.3) und (4.4) zeigen $\theta_{\text{Ti:Sp}}$ und ω_k in Abhängigkeit von l_1^* und l_2^* . Man sieht, daß l_1^* ein kritischer Parameter ist. Es muß gelten $R < l_1^* < Rl_2^*/(l_2^* - R)$, andernfalls ist der Resonator instabil. Die Abhängigkeit von l_2^* ist dagegen gering, und l_2^* kann damit z. B. durch Einbau zusätzlicher optischer Komponenten geändert werden, ohne den Strahlverlauf stark zu beeinflussen. Etwa das gleiche Resultat für die Strahltaille ergibt sich, wenn man diese für den Fokus des Argon-Ionen-Laser im Kristall errechnet. Damit erfüllt der gepumpte Bereich gleichzeitig die Funktion einer Modenblende. Tatsächlich wurde bei korrekter Justierung immer ein TEM₀₀-Betrieb erreicht, so daß die spektrale Bandbreite der Laseremission sehr gering ist (s. 4.4). Bei der Verwendung eines anderen Pumpasers ist deshalb darauf zu achten, daß diese Anpassung des Pumpstrahls an die Eigenmode erhalten bleibt.

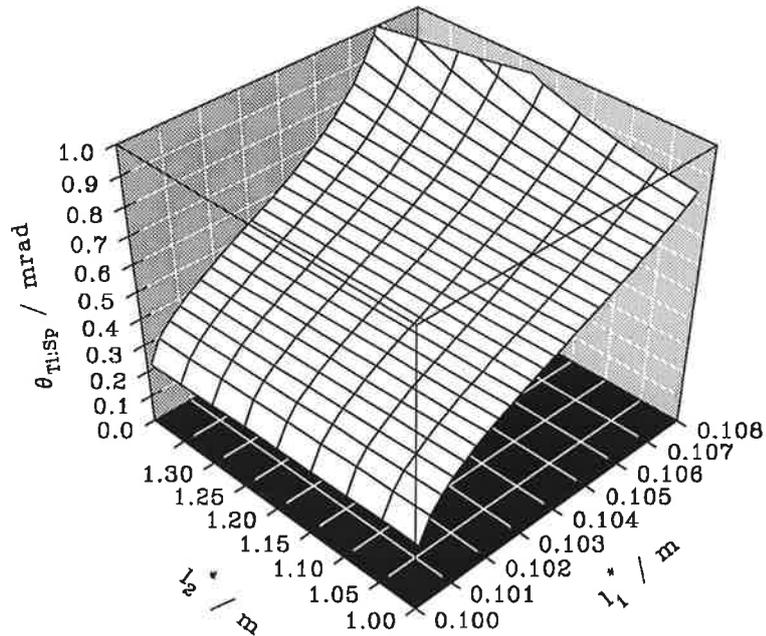


Abbildung 4.3: Die Divergenz des Ti:Saphir-Laserstrahls $\theta_{Ti:Sp}$ in Abhängigkeit von l_1^* und l_2^* .

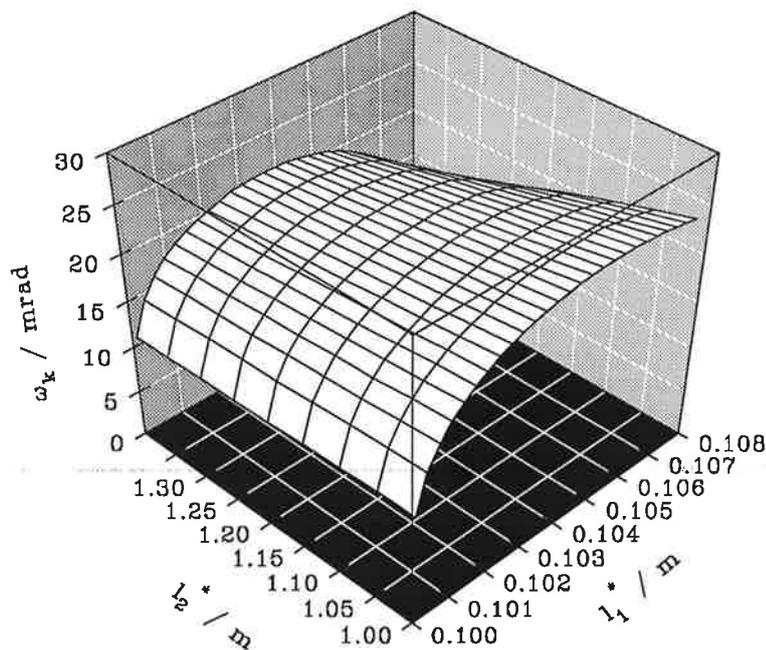


Abbildung 4.4: Der Radius der Strahltaile im Ti:Saphir-Kristall ω_k in Abhängigkeit von l_1^* und l_2^* .

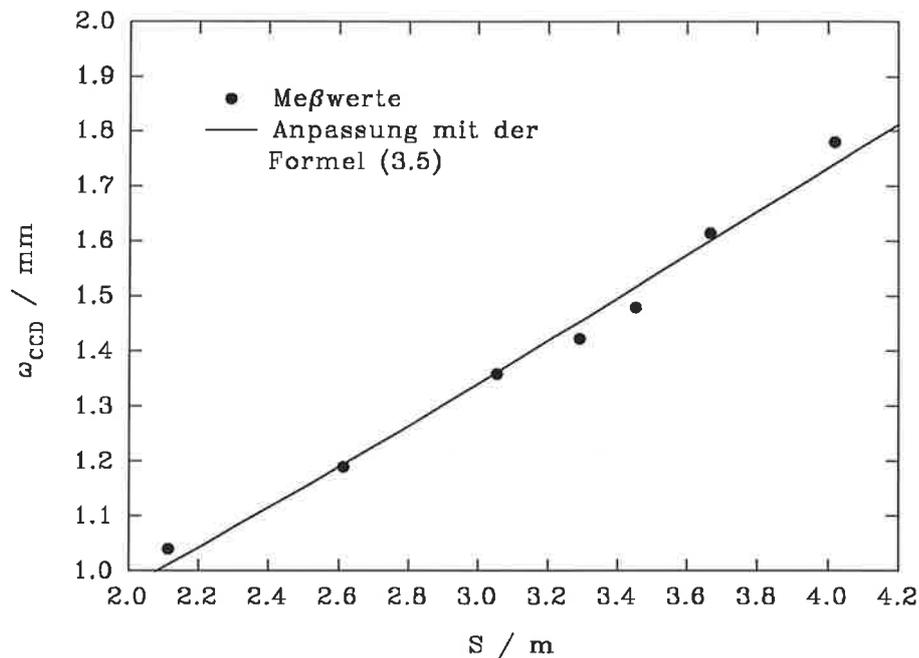


Abbildung 4.5: Die Bestimmung der Divergenz des Ti:Saphir-Lasers.

Mit der Angabe von Schwartz Electro Optics von $l_1^* \approx 102 \text{ mm}$ ist eine Divergenz von $\theta_{\text{Ti:Sap}} \approx 0.48 \text{ mrad}$ zu erwarten, die schwach um $\pm 0.02 \text{ mrad}$ bei einer Längenänderung von l_2^* um $\pm 0.2 \text{ m}$ variiert. Die Divergenz wurde zusätzlich experimentell bestimmt, um die Berechnungen zu verifizieren. Dazu wurde der Strahlradius des Ti:Saphir-Laserstrahls für verschiedene Abstände S von einer beliebigen Referenzebene mit einem CCD-Array (Strahlanalyse-System 256D von Exitech) gemessen. Da der Abstand des Arrays von der Strahltaile nicht bekannt war, wurden die Meßwerte an die Formel (3.5) mit $z = S - S_0$ angepaßt. Es ergab sich $S_0 = 2.61(15) \text{ m}$, $\omega_{\text{Ti:Sap}} = 0.51(1) \text{ mm}$ bzw. $\theta_{\text{Ti:Sap}} = 0.46(1) \text{ mrad}$. Letzterer Wert stimmt gut mit den Berechnungen überein, so daß er für die folgenden Analysen benutzt wurde.

Bei guter Justierung und Reinigung der Optiken beträgt P_{sch} typischerweise 2 W . Die Abb. (4.6) zeigt die hinter dem AS gemessene Leistung $P_{\text{Ti:Sap}}$ des Ti:Saphir-Lasers in Abhängigkeit von der Pumpleistung P_p bei einer Wellenlänge von 729 nm . Das Meßgerät stammt von der Fa. Newport (Modell.815). Die Leistung P_p wurde mit dem internen Leistungsmeßgerät des Argon-Ionen-Lasers bestimmt. Man erkennt leichte Abweichungen von der theoretischen linearen Abhängigkeit, die in diesem Fall durch leistungsabhängige Änderungen im Strahlprofil des Pump lasers zustandekamen. P_{sch} beträgt etwa 2.3 W und die Steigung η_s der Kurve, die sogenannte *slope-efficiency*, 46 mW/W , also etwa 5% . Diese Steigung ist wesentlich geringer als der typischerweise gemessene Wert von $\eta_s \approx 10 \%$ bei 729 nm [146, 66]. Die Abweichung kommt in diesem Fall vermutlich durch die schlechteren Strahleigenschaften des Pump lasers zustande, die sich in den oben angesprochenen Schwankungen im Strahlprofil äußerte. Jedoch sind diese Ausgangsleistungen bei weitem ausreichend, um den Ringlaser als Master-Laser für den Alexandrit-Laser einzusetzen.

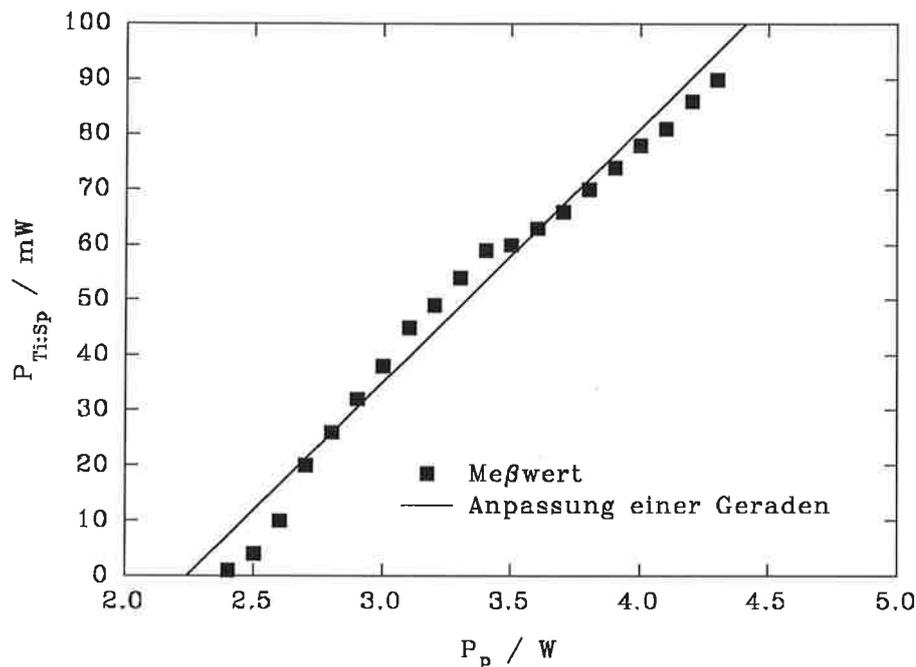


Abbildung 4.6: Die Leistung des Ti:Saphir-Lasers $P_{Ti:Sp}$ in Abhängigkeit von der Pumpleistung P_p .

4.4 Die passive Frequenzstabilität

Unter einer passiven Stabilisierung versteht man Maßnahmen, die die Frequenzstabilität des Lasers ohne eine aktive Rückkopplung erhöhen.

Zunächst können Frequenzverschiebungen durch eine Dejustierung des Resonators oder des Argon-Ionen-Laserstrahls entstehen. Deshalb wurden für die Einkopplung des Pump lasers und für den Ringresonator Spiegeljustierungen von Aerotech mit sehr guter thermischer Stabilität verwendet. Bei Messungen mit dem Ti:Saphir-Laser wurden damit keine Effekte beobachtet, die auf eine Dejustierung zurückzuführen waren.

Ferner entstehen Frequenzverschiebungen durch Änderungen der optischen Weglänge im Resonator. Da diese durch akustische Schwingungen verursacht werden können, wurde der gesamte Aufbau des Lasersystems auf Schwingungsdämpfern installiert. Weiterhin können Frequenzänderungen durch Temperaturdriften auftreten. Dabei muß zwischen einer Änderung der optischen Weglänge im Resonator, die gem. Gl. (3.11) zu einer Frequenzverschiebung führt, und einer Verschiebung der Transmissionskurven der wellenlängenselektiven Elemente unterschieden werden. Der erstere Effekt kann durch Verwendung einer aktiven Stabilisierung nahezu ausgeschaltet werden (s. 4.5). Eine Analyse des zweiten Effektes zeigte, daß ein vorher im Resonator vorhandenes Quarzetalon mit einer hohen Temperaturempfindlichkeit durch das Luftspaltetalon LE ersetzt werden mußte, dessen Verschiebung der Transmissionskurve in Abhängigkeit von der Temperatur zwei Größenordnungen geringer ist. Die verbleibende benötigte Temperaturstabilität beträgt nunmehr 0.5 K und wird durch eine Verschiebung der Transmissionskurve des

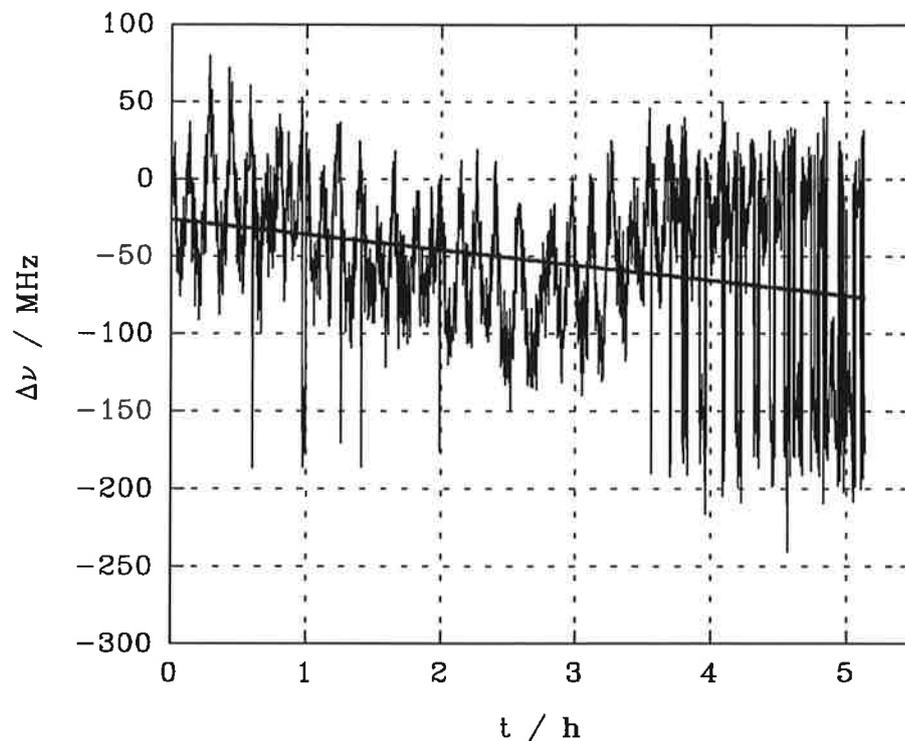


Abbildung 4.7: Die passive Frequenzstabilität des Ti:Saphir-Lasers. Sie wurde mit einem konfokalen Interferometer mit einer Zeitauflösung von 10 s gemessen. Die Anpassung einer Geraden liefert als Abschätzung der Frequenzdrift der wellenlängenselektiven Elemente einen Wert von etwa 10 MHz/h.

doppelbrechenden Filters DBF in Abhängigkeit von der Temperatur vorgegeben. Um diese Stabilität zu erreichen, wurde der Ti:Saphir-Laser in einer aus Isoliermaterial bestehenden Box untergebracht und mit einer Temperaturstabilisierung von der Fa. Omron versehen, die eine Genauigkeit von $\pm 0.1^\circ\text{C}$ besitzt.

Eine weitere Quelle für Frequenzsprünge kann das Auftreten von Absorption innerhalb des Resonators sein. Hier ist zu beachten, daß bei DIAL-Messungen der Ti:Saphir-Laser auf das Maximum einer Absorptionslinie eines atmosphärischen Gases abgestimmt wird, was zu erhöhten Verlusten für diese Wellenlänge bei einem Resonatorumlauf führt. Im ungünstigsten Fall läßt sich der Laser gar nicht auf diese Linie abstimmen, sondern springt zur nächsten Etalonmode. Dieser Effekt wurde bei der Abstimmung auf Wasserdampf-Linien angetroffen und muß vermieden werden, indem die Box entweder getrocknet oder mit einem Gas gespült wird, das keinen Wasserdampf enthält. In dieser Arbeit wurden nur Wasserdampf-Messungen durchgeführt, so daß es ausreichte, die Box mit Trockenperlen zu entfeuchten. Bei Temperaturmessungen muß vermutlich eine Stickstoffspülung vorgesehen werden, die aber im Rahmen dieser Arbeit noch nicht implementiert wurde.

Nach diesen Maßnahmen wurde die Frequenzstabilität des Ti:Saphir-Lasers über einen großen Zeitbereich und mit hoher Auflösung untersucht. Dieses ist notwendig, da das Spektrum permanent die Anforderungen für DIAL-Messungen zu erfüllen hat. Der Effekt

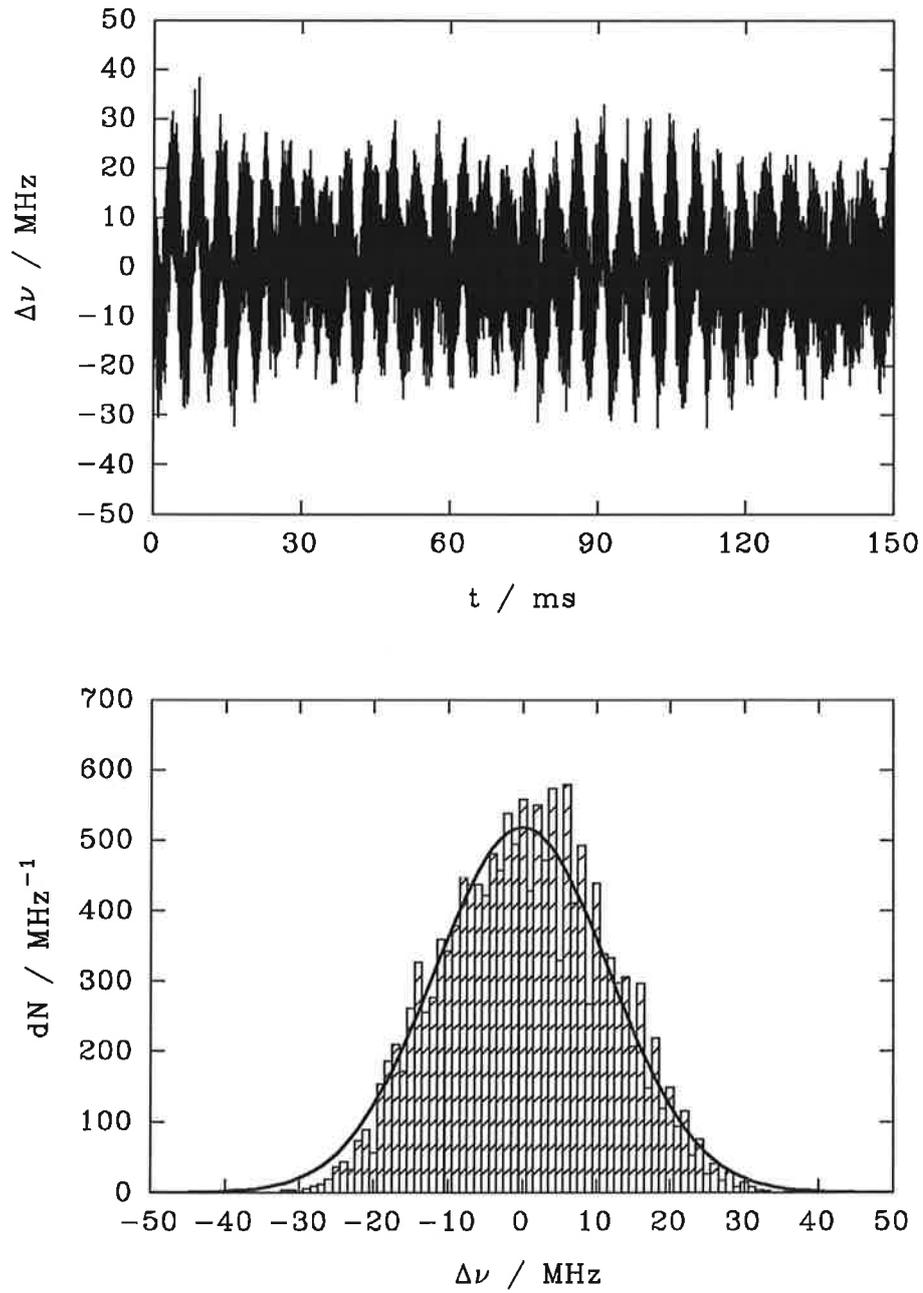


Abbildung 4.8: Die Frequenzstabilität des Ti:Saphir-Lasers gemessen mit einer Zeitauflösung von $10\ \mu\text{s}$. Die untere Abbildung zeigt die Statistik der Frequenzverteilung. Sie kann offensichtlich gut durch eine Normalverteilung angenähert werden.

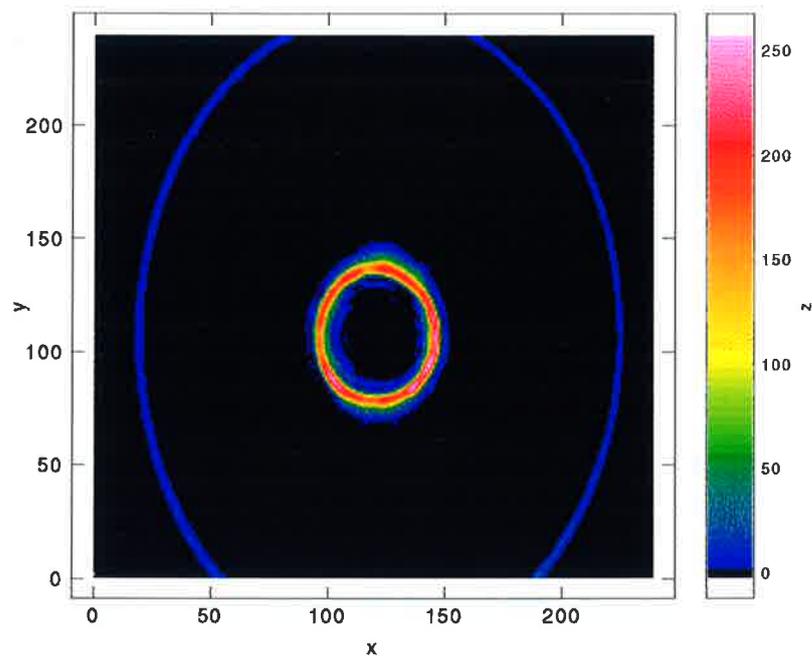


Abbildung 4.9: Das Spektrum des Ti:Saphir-Lasers gemessen mit einem hochauflösenden Fabry-Perot-Interferometer. Es treten keine transversalen Moden auf.

der Wasserdampfabsorption wurde berücksichtigt, indem der Laser bei allen Messungen auf eine der stärksten Absorptionslinien, die bei H₂O-DIAL-Messungen verwendet werden, bei $\tilde{\nu}_{\text{H}_2\text{O}} = 13718.58 \text{ cm}^{-1}$ abgestimmt wurde.

Abb. (4.7) zeigt die Langzeituntersuchung mit einer Zeitauflösung von 10 s. Die Messung wurde mit einem konfokalen Interferometer durchgeführt, auf das in 4.5.2 eingegangen wird. Man sieht, daß über einen Zeitraum von 5 Stunden die Frequenzdrift $\Delta\nu \leq 250 \text{ MHz}$ ist. Dieses Verhalten ist reproduzierbar, wenn beim Einschalten des Ti:Saphir-Lasers eine Aufwärmzeit von einer halben Stunde berücksichtigt wird. Man erkennt ein Sägezahnmuster, das durch die Temperaturstabilisierung verursacht wird, und kann eine Frequenzverschiebung von $\approx 50 \text{ MHz}$ bei einer Temperaturänderung von 0.1 K abschätzen. Die verbleibende Instabilität kommt überwiegend durch longitudinale Modensprünge zustande. Diese beruhen darauf, daß die Resonatorlänge nicht stabilisiert wurde und dann Modensprünge in der Umgebung des Transmissionsmaximums vom LE auftreten müssen. Eine Abschätzung der Drift vom LE liefert die Anpassung einer Geraden, und man erhält einen Wert von 10 MHz/h.

Die Kurzzeitstabilität zeigt Abb. (4.8). Die Zeitauflösung betrug $10 \mu\text{s}$. Der Hauptteil der Frequenzänderung kommt durch Oszillationen mit einer maximalen Amplitude von etwa 30 MHz zustande. Eine Untersuchung des Spektrums dieser Frequenzschwankungen ergab, daß die hochfrequenten Oszillationen durch weißes Rauschen auf den Signalleitungen verursacht werden und die Meßgenauigkeit auf etwa 10 MHz beschränken. Der Rest

des Spektrums besteht hauptsächlich aus 50-Hz-Anteilen und harmonischen Schwingungen. Die Ursache der letzteren Oszillationen lieferte ein Vergleich mit dem Spektrum der Intensitätsschwankungen des Argon-Ionen-Lasers. Die Spektren sind nahezu identisch, so daß die niederfrequenten Schwingungen offensichtlich durch vom Pumplaser induzierte Brechungsindexänderungen im Ti:Saphir-Kristall zustandekommen. Dieser Effekt kann durch Stabilisierung der Intensität des Argon-Ionen-Lasers reduziert werden. Diese Maßnahme ist geplant, wurde aber im Rahmen dieser Arbeit noch nicht durchgeführt.

Die untere Abbildung zeigt die Funktion $dN(\nu)$, die die Anzahl der Werte in einem 1-MHz-Frequenzintervall um die Frequenz ν wiedergibt. Man sieht, daß die Frequenzschwankungen nahezu normalverteilt sind, wobei die Anpassung eine Standardabweichung von ≈ 15 MHz ergibt. Eine Erhöhung der Zeitauflösung bis zu 50 ns brachte keine neuen Resultate.

Schließlich zeigt die Abbildung (4.9) das Spektrum des Ti:Saphir-Lasers, das mit einem hochauflösenden Fabry-Perot-Interferometer RC110 von Burleigh gemessen wurde. Es handelt sich um ein planes Interferometer aus Super-Invar, das sich in einem temperaturstabilisierten Gehäuse (RC75 von Burleigh) befindet. Es besitzt eine theoretische Finesse von 100, die von der Ebenheit der verwendeten Spiegel bestimmt wird. Die Reflektivität der Spiegel beträgt 97.5% und der Spiegelabstand $d_{FP} = 12.5$ cm. Die spektrale Breite eines Interferenzringes kann mit Hilfe der Formeln (B.2) und (B.6) bestimmt werden, und es folgt

$$\Delta\nu_{FP} = \frac{c}{d_{FP}} \frac{D_1 \Delta D}{(D_2 - D_1)(D_1 + D_2)}. \quad (4.5)$$

Dabei sind D_1 und D_2 die Durchmesser der Ringe erster und zweiter Ordnung und ΔD die FWHM des Ringes erster Ordnung. Entnimmt man die Werte der Abbildung (4.9), ergibt sich eine hohe Auflösung von $\Delta\nu_{FP} = 20$ MHz. Die minimale spektrale Breite bei optimaler Justierung ergibt sich aus Formel (B.4), in die \mathcal{F} und d_{FP} des verwendeten Interferometers eingesetzt werden müssen. Es ergibt sich ein Wert von $\Delta\nu_{FP,min} \approx 12$ MHz. Man kann also davon ausgehen, daß die gemessene Breite der Ringe auflösungsbegrenzt ist, da immer noch Justierfehler für eine Verringerung der Finesse sorgen. Dieses Ergebnis stimmt mit Messungen überein, die in [146] durchgeführt wurden und eine Bandbreite des Lasers von weniger als 5 MHz lieferten. Da der hier verwendete Aufbau mit dem in [146] beschriebenen nahezu übereinstimmt, kann man für den Ti:Saphir-Laser ebenfalls eine Bandbreite von ≈ 5 MHz ansetzen. Ferner läßt sich mit den Gln. (3.16) und (4.4) ein transversaler Modenabstand von 75 MHz bestimmen. Mit dem Interferometer wären diese Moden ohne weiteres aufzulösen gewesen. Da sie im Spektrum nicht auftauchen, kann Laserbetrieb in der TEM₀₀-Mode spezifiziert werden.

Zusammenfassend wurde in diesem Abschnitt bei der Untersuchung des Ti:Saphir-Lasers festgestellt, daß er in der TEM₀₀-Mode arbeitet, die Standardabweichung der Kurzzeitfrequenzstabilität 15 MHz, die passive Langzeitstabilität 250 MHz und die Bandbreite etwa 5 MHz beträgt. Damit erfüllt er schon in diesem Zustand die spektralen Spezifikationen für ein H₂O-DIAL-System. Desweiteren wurde die Grundvoraussetzung, eine komfortable aktive Stabilisierung durchführen zu können, mit den oben angesprochenen Maßnahmen

Tabelle 4.1: Die Spezifikationen der für die aktive Stabilisierung verwendeten Geräte. Ausgenommen sind der Hochspannungsverstärker HV2 und das Referenz-Interferometer RI, die im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

Gerät	Hersteller und Bezeichnung	Spezifikationen
REFPD, ETPD	PDA150/M von Thorlabs	Bestehend aus Photodiode und Verstärker Verstärkung mit Potentiometer regelbar Spannungsbereich 0–10 V Bandbreite Verstärker 50 MHz Dunkelrauschen spezifiziert auf 600 μ V
AD/DA-Wandler	Rhotron	Auflösung 12 Bit Spannungsbereich 0–10 V Wandelrate AD-Wandler 3 μ s Wandelrate DA-Wandler 5 μ s
Rhobus	Rhotron	Datentransferrate 500 μ s Multiplexbetrieb
Computer	Atari Mega ST2	
Piezo-Translator	Physik Instrumente P-810.10	Resonanzfrequenz 22 kHz Nennausdehnung 15 μ m bei 100 V
HV-Verstärker HV1	Physik Instrumente P-863.10	Piezo-Treiber 1:10 Spannungsverstärker eines externen -2–12 V Signals

geschaffen. Es reicht nun aus, durch aktive Stabilisierung der Resonatorlänge die Frequenzstabilität zu erhöhen. Longitudinale Modensprünge sind vor Ablauf von ungefähr 10 h Meßzeit aufgrund der guten passiven Stabilisierung nicht zu erwarten.

4.5 Die aktive Frequenzstabilität

4.5.1 Der Aufbau der aktiven Stabilisierung

Bei einer aktiven Stabilisierung wird die Abweichung von einer Referenzfrequenz mit hoher Genauigkeit und Zeitauflösung gemessen und durch Änderung der optischen Weglänge im Resonator wieder ausgeglichen. Die Phasenänderung im Resonator kann mit verschiedenen Methoden durchgeführt werden [16, 44, 168]. Die Wahl der Methode ergibt sich aus der Geschwindigkeit, mit der diese Änderung vorgenommen werden soll, und der Frequenzgenauigkeit, die man erzielen möchte. Im vorliegenden Fall kam es nicht auf eine schnelle Stabilisierung an, da die passive Kurzzeitstabilität schon die geforderten Spezi-

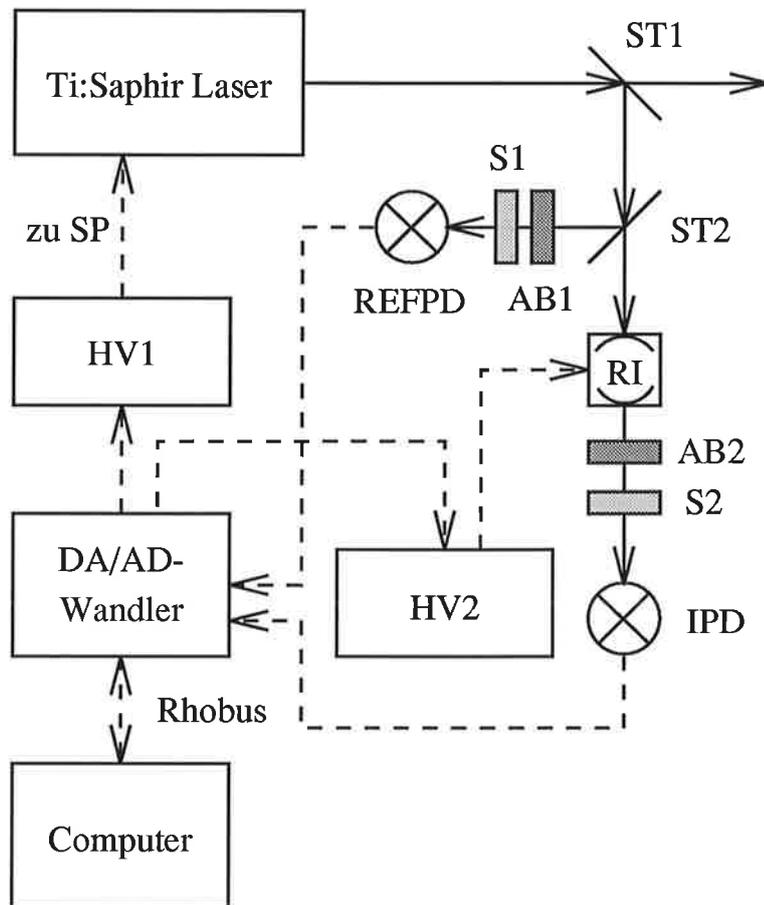


Abbildung 4.10: Der Aufbau für die aktive Stabilisierung des Ti:Saphir-Lasers. ST1, ST2: Strahlteiler, AB1, AB2: Abschwächer, S1, S2: Streuscheiben, RI: Referenz-Interferometer, REFPD: Referenz-Photodetektor, IPD: Interferometer-Photodetektor, HV1: Hochspannungsverstärker für den Piezospiegel, SP: Resonatorspiegel auf einem Piezo-Translator, HV2: Hochspannungsverstärker für das Referenz-Interferometer. Rhobus: Datenleitung.

fikationen erfüllte. Deshalb wurde der Schwerpunkt darauf gelegt, die Langzeitstabilität weiter zu verbessern und nicht darauf, die 15 MHz-Schwankungen weiter zu reduzieren.

Dazu standen zu Beginn dieser Arbeit Materialien zur Verfügung, mit denen eine Änderung der optischen Weglänge analog zu einem in [168, 15] vorgestellten Verfahren durchgeführt werden konnte. Den Aufbau der Stabilisierung zeigt die Abb. (4.10). Ein Teil des Ti:Saphir-Laserstrahls wird mit dem Strahlteiler ST1 ausgekoppelt und mit einem weiteren Strahlteiler ST2 aufgespalten. Diese Strahlen werden auf den sich hinter einem Abschwächer AB1 befindlichen Referenz-Photodetektor REFPD gelenkt bzw. durch das Referenz-Interferometer RI über einen weiteren Abschwächer AB2 auf den Interferometer-Photodetektor IPD geschickt. Die Streuscheiben S1 und S2 sorgen für eine justierungempfindliche Ausleuchtung der Photodetektoren.

Zieht man nun von beiden Photodetektorsignalen einen konstanten Spannungsoffset ab und bildet dann den Quotienten zwischen dem IPD- und dem REFPD-Signal, dann erhält man bis auf einen konstanten Faktor die Transmission vom RI. Eine Transmissionsänderung am RI ist aber ein Maß für eine Frequenzänderung des Lasers (s. Gl. (B.1)), so daß diese festgestellt und durch eine Resonatorlängenänderung ausgeglichen werden kann. Die Resonatorlänge wird verändert, indem über einen Hochspannungsverstärker HV1 die Spannung an einem Piezo-Translator, auf dem der SP montiert ist, variiert wird.

Mit Hilfe des Hochspannungsverstärkers HV2 kann über einen Ausgang des DA-Wandlers der Spiegelabstand im RI variiert und damit die Transmissionskurve bei jeder beliebigen Frequenz des Ti:Saphir-Lasers auf einen bestimmten Wert eingestellt werden. Zur Auswertung der Signale stand ein 12 Bit-AD/DA-Wandler und ein Atari Mega ST Computer zur Verfügung. Die Spezifikationen der verwendeten Geräte sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

4.5.2 Das Referenz-Interferometer

Für die aktive Stabilisierung wird ein Referenz-Signal benötigt, mit dem sich Abweichungen von einer Soll-Frequenz registrieren lassen. Dazu kann entweder das Signal von Absorptionslinien ausgenutzt [32, 72] oder ein Interferometer verwendet werden, dessen Transmission empfindlich von der Frequenz abhängt. Letzteres wird in dieser Arbeit eingesetzt, da damit der Ti:Saphir-Laser an jeder beliebigen Frequenz mit hoher Zeitauflösung stabilisiert werden kann.

Es standen ein konfokales Interferometer CFT-25 und ein Rampengenerator RC-45, der dem Hochspannungsverstärker HV2 aus dem vorherigen Abschnitt entspricht, von der Fa. Burleigh zur Verfügung. Dieses Referenz-Interferometer RI besitzt ein Super-Invar-Gehäuse, das mit einem O-Ring zur Druckstabilisierung abgedichtet ist. Zusätzlich wird das Gehäuse mit einer Heizmatte in Verbindung mit einem Wärmefühler temperaturstabilisiert. Die Abweichungen der Temperatur im Interferometer sind zu < 0.01 K spezifiziert.

Zur Untersuchung des RI werden im folgenden die Formeln aus Anh. B herangezogen. Die Spiegel besitzen einen Krümmungsradius von 25 mm, und der Abstand d_{RI} muß genau auf diesen Wert justiert werden, um den Kontrast zu optimieren. Die FSB beträgt dann 3 GHz. Der Kontrast hängt hauptsächlich von der Reflektivität der Spiegel, die in diesem

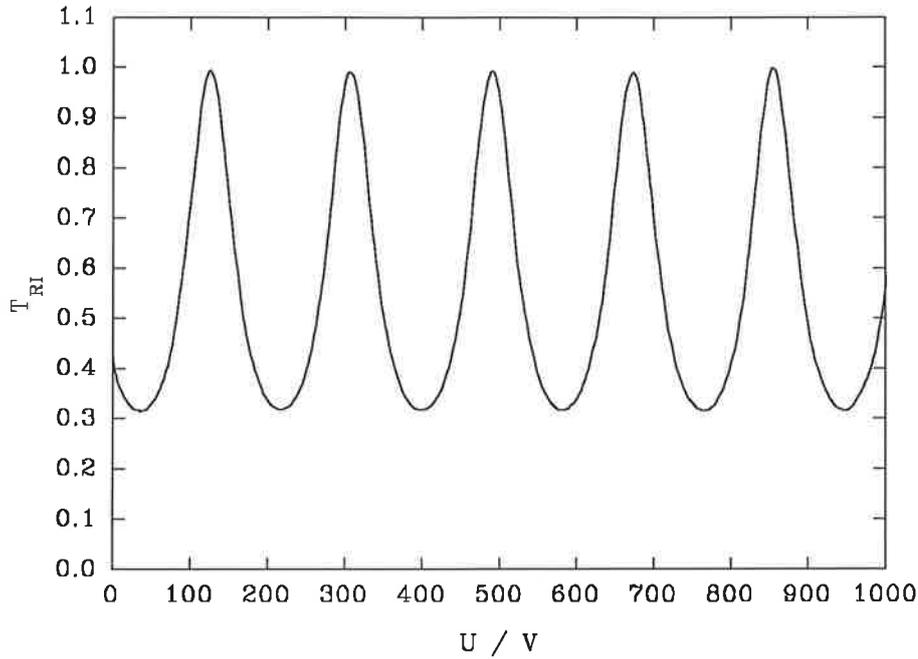


Abbildung 4.11: Die Transmission des Referenz-Interferometers gemessen mit dem Ti:Saphir-Laser. Es wurde die Spannung mit dem Rampengenerator durchgeföhren und über 10 Kurven gemittelt.

Fall $\mathcal{R} \approx 52\%$ bei 730 nm betröhgt, und von der Justierung ab. Man erhöhlt $\mathcal{K} \approx 2$ und stellt fest, daß dieses Interferometer eine relativ schwache Frequenzabhängigkeit der Transmission besitzt, was von der geringen Reflektivität der Spiegel herröhrt. Mit Hilfe der Formeln (B.1) und (B.11) läßt sich die Transmissionskurve \mathcal{T}_{RI} in Abhängigkeit von der Spannung U am HV2 berechnen, falls eine Frequenzänderung des einfallenden Strahls vernachlässigt werden kann:

$$\mathcal{T}_{RI}(U) = \frac{\mathcal{T}_{max,k}}{1 + \mathcal{K} \sin^2 \left[\frac{4\pi\nu}{c} \left(d_{RI} + \frac{U}{V} 10^{-9} \text{ m} \right) \right]}, \quad (4.6)$$

Dabei wurde $\cos\vartheta \approx 1$, $n \approx 1$ und eine Nennausdehnung des Piezos von $1 \mu\text{m}/1000 \text{ V}$ angesetzt. Mit HV2 kann eine lineare Spannungsrampe von 0–1000 V innerhalb einer Zeitdauer bis zu 20 ms durchgeföhren und \mathcal{T}_{RI} mit dem Ti:Saphir-Laser gemessen werden, da dessen Frequenzänderungen in diesem Zeitraum gering sind. Die Abb. (4.11) zeigt eine über 10 Kurven gemittelte Transmission, die am Maximum auf 1 normiert wurde. Man liest einen Kontrast von $\mathcal{K} \approx 2$ ab, der mit dem obigen theoretischen Wert übereinstimmt und die gute Justierung des Interferometers belegt. Dieser Wert wurde in den weiteren Berechnungen benutzt.

Es stellt sich die Frage, welchen Wert \mathcal{T}_{RI} haben muß, um die bestmögliche Sensitivität gegenüber Frequenzänderungen zu erhalten. Dieses ist offensichtlich dann erfüllt, wenn

$d\mathcal{T}_{RI}/d\nu$ maximal bzw. $d^2\mathcal{T}_{RI}/d\nu^2 = 0$ ist. Man erhält

$$\frac{d\mathcal{T}_{RI}}{d\nu} \propto \frac{-\mathcal{K} \frac{8\pi d_{RI}}{c} \sin\left(\frac{4\pi d_{RI}}{c} \nu\right) \cos\left(\frac{4\pi d_{RI}}{c} \nu\right)}{\left[1 + \mathcal{K} \sin^2\left(\frac{4\pi d_{RI}}{c} \nu\right)\right]^2} \quad \text{und} \quad (4.7)$$

$$\frac{d^2\mathcal{T}_{RI}}{d\nu^2} = 0 \quad \text{für} \quad \sin^2\left(\frac{4\pi d_{RI}}{c} \nu\right) = \frac{2 + 3\mathcal{K}}{4\mathcal{K}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{8\mathcal{K}}{(2 + 3\mathcal{K})^2}}\right). \quad (4.8)$$

Setzt man die entsprechenden Werte in Gl. (4.6) ein, so beträgt die Transmission an der Stelle mit der maximalen Steigung $\mathcal{T}_m \approx 0.79$. Sie hängt nur schwach von \mathcal{K} ab. In der Umgebung dieses sogenannten Lockpunktes gilt nach Benutzen von Gl. (4.7) die einfache Faustformel

$$\Delta\nu = \pm \frac{\mathcal{T} - \mathcal{T}_m}{\mathcal{T}_m} \cdot 1000 \text{ MHz}. \quad (4.9)$$

Diese Beziehung wurde bei den folgenden Frequenzmessungen und bei den Messungen, die in Abb. (4.7) und (4.8) dargestellt wurden, benutzt. Das Vorzeichen hängt davon ab, ob $d\mathcal{T}_{RI}/d\nu$ positiv oder negativ ist.

Die Transmission bei einer festen Frequenz kann geändert werden, indem die Spannung über den HV2 an dem Piezo-Translator, auf dem sich einer der Interferometer-Spiegel befindet, variiert wird. Es kann also bei jeder Frequenz des Ti:Saphir-Lasers der Wert \mathcal{T}_m mit der maximalen Steigung eingestellt werden. Dieses ist von großer Wichtigkeit, da damit die Stabilisierung auf jeder beliebigen Absorptionslinie von H_2O und O_2 durchführbar ist.

Schließlich muß noch darauf eingegangen werden, welche passive Stabilität das RI selbst besitzt. Eine Änderung der optischen Weglänge im Interferometer führt zu einer Verschiebung der Transmissionskurve, was als Frequenzänderung fehlinterpretiert werden könnte. Burleigh selbst gibt eine passive Drift von weniger als 2 MHz/h an. Dieser Wert kann aber anhand einer Rechnung nicht nachvollzogen werden. Bildet man das Differential von Gl. (B.11), so stellt man fest, daß der Hauptteil einer Drift von der Temperaturabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten des Piezo-Translators herrührt. Druckänderungen wurden wegen der Abdichtung des Gehäuses vernachlässigt. Die Rechnung liefert mit Daten von [35] $\Delta\nu_{RI} \approx 1.3 \Delta T \text{ GHz K}^{-1}$. Verläßt man sich also auf die Temperaturstabilität von 0.01 K, so kann man die passive Drift des RI auf $< 20 \text{ MHz}$ spezifizieren.

4.5.3 Demonstration der aktiven Stabilisierung

Aus den vorherigen Betrachtungen ergibt sich folgende Vorgehensweise: Es wird die Routine für die aktive Stabilisierung gestartet und über den AD-Wandler die Spannung an den Photodioden IPD und REFPD abgefragt. Die vorher bestimmten Spannungsoffsets werden abgezogen und der Quotient aus der IPD- und der REFPD-Spannung gebildet. Daraufhin wird durch Spannungsänderung an dem RI-Spiegel die Transmission auf etwa

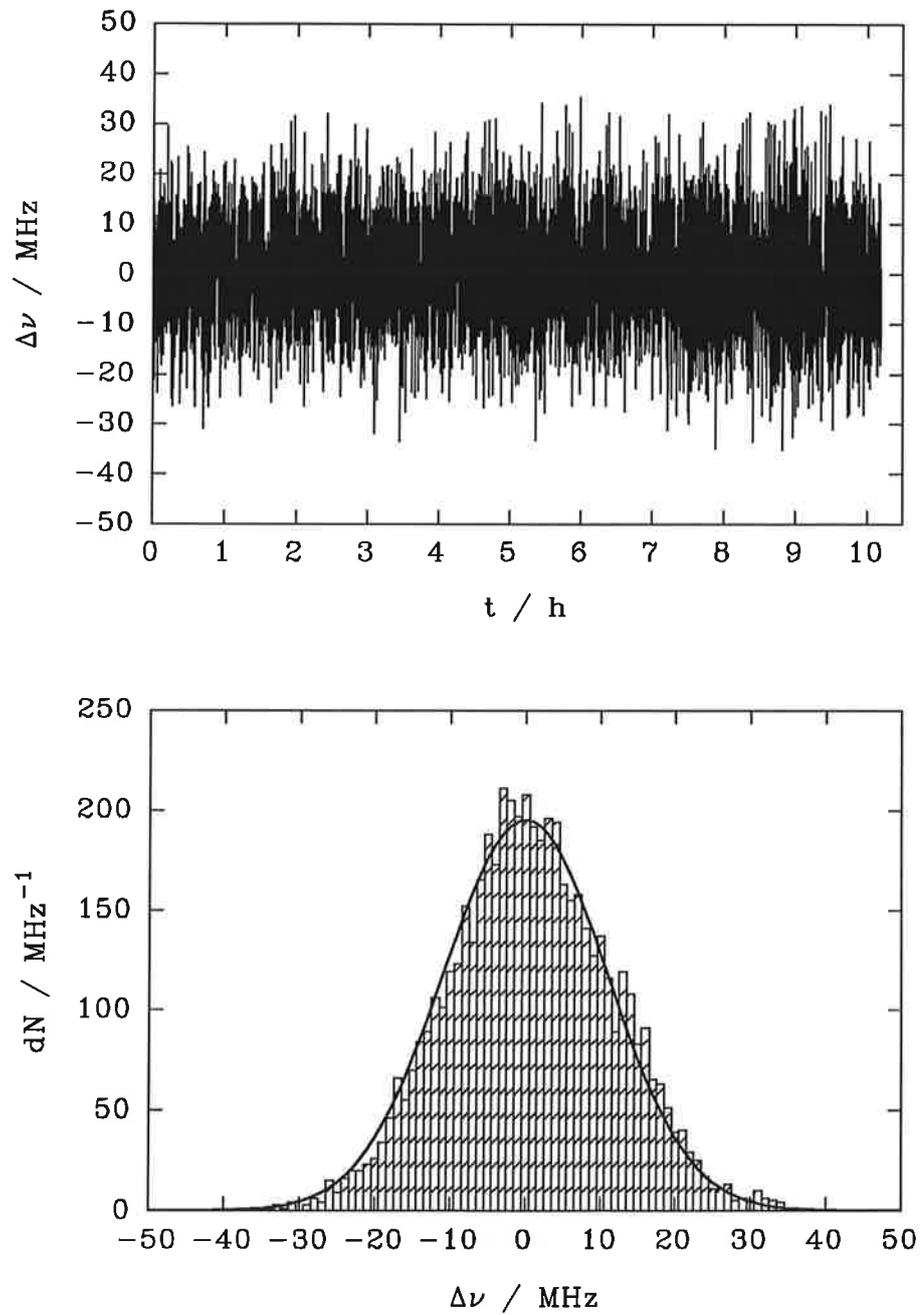


Abbildung 4.12: Die Langzeit-Frequenzstabilität des Ti:Saphir-Lasers bei aktiver Stabilisierung.

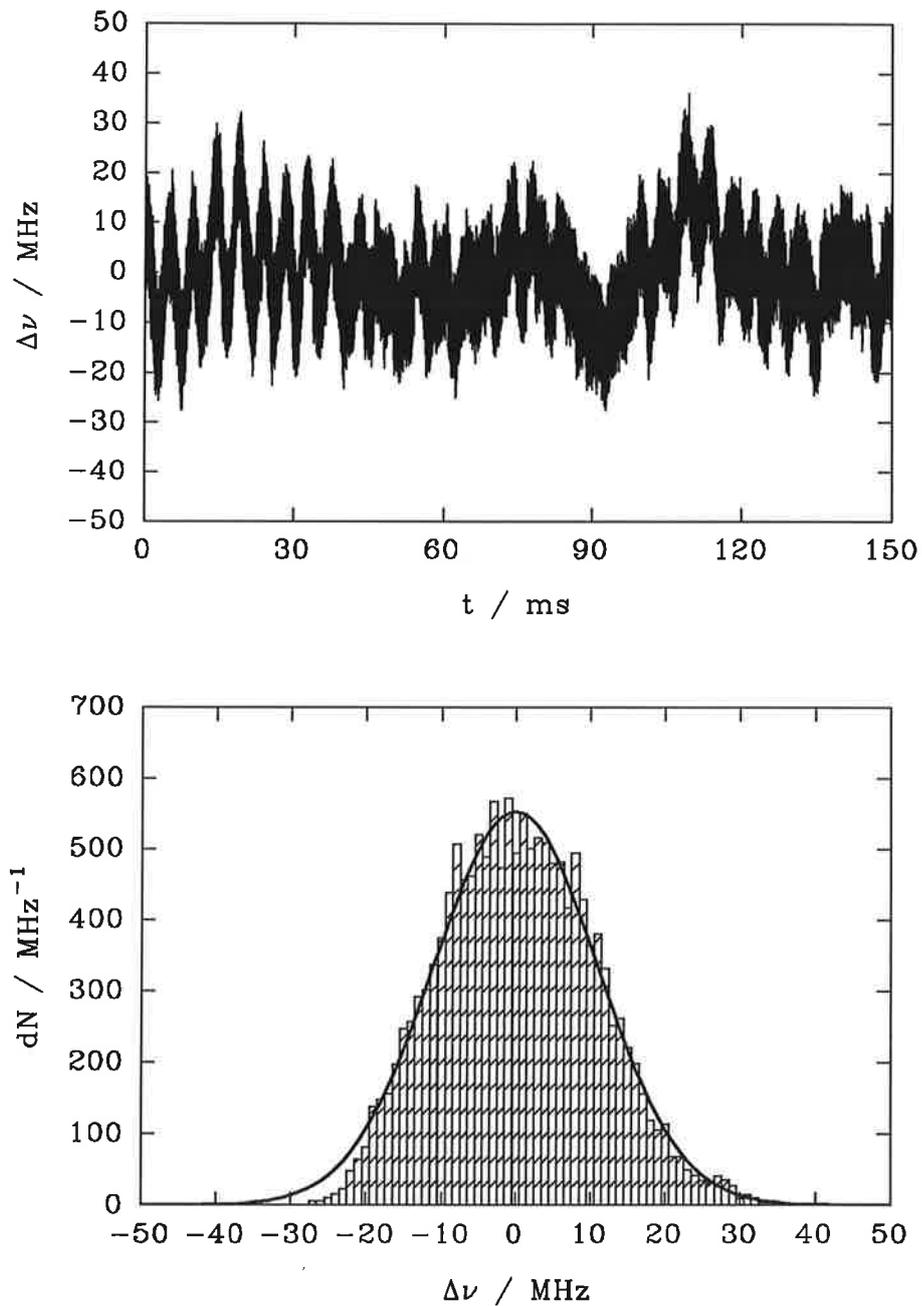


Abbildung 4.13: Die Frequenzstabilität des aktiv stabilisierten Ti:Saphir-Lasers gemessen mit einer Zeitauflösung von $10\ \mu\text{s}$. Die untere Abbildung zeigt die Statistik der Frequenzverteilung. Sie kann auch hier gut durch eine Normalverteilung angenähert werden.

0.8 eingestellt. Diese Einstellung kann von dem Steuercomputer in Verbindung mit dem DA-Wandler erfolgen, da der HV2 auch als Hochspannungsverstärker arbeitet und einen 0–10 V-Eingang besitzt, der im HV2 um einen Faktor 100 verstärkt wird (s. Abb. (4.10) auf S. 44).

Startet man nun das Programm für die aktive Stabilisierung, so wird zunächst die Transmission über 10 Werte gemittelt und als Transmission am Lockpunkt \mathcal{T}_m definiert. Danach wird eine Schleife durchlaufen, in der permanent \mathcal{T}_{RI} gemessen wird. Je nach Vorzeichen der Abweichung vom Lockpunkt und Steigung der Transmissionskurve, die natürlich vorgegeben werden muß, wird eine Spannungsänderung an einem Ausgang des DA-Wandlers durchgeführt, über den HV1 an den SP weitergegeben und die optische Weglänge im Resonator stabilisiert. Für die Frequenzänderung, die durch Längenänderung vom SP verursacht wird, kann das Differential von Gl. (3.11) herangezogen werden, und es folgt

$$\Delta\nu_{SP} = \nu \cos(9.75^\circ) \frac{3 \cdot 10^{-6} \text{ m}}{L^*} \cdot \frac{\Delta U_{DA}}{V} \quad (4.10)$$

$$\approx \frac{\Delta U_{DA}}{\text{mV}} \text{ MHz} . \quad (4.11)$$

9.75° ist der Auftreffwinkel auf den SP und ΔU_{DA} die Spannungsänderung am Ausgang des DA-Wandlers in mV, wobei die Verstärkung des HV1 von 1:10 berücksichtigt wurde. Auch hier erhält man eine einfache Beziehung. Die Spannungsänderung in mV entspricht der Frequenzänderung in MHz. Als Schrittweite für die Verstellung wurde etwa 10 mV bzw. eine Frequenzänderung von 10 MHz gewählt, um einerseits eine durch das Signalrauschen fehlerhaft interpretierte Frequenzabweichung nur geringfügig weiter zu vergrößern, aber andererseits auch schnelle Frequenzänderungen abfangen zu können. Die Geschwindigkeit der Stabilisierung bei optimaler Programmierung konnte gemessen werden, indem ein Spannungssignal am Multiplexer des AD-Wandlers abgegriffen wurde. Es ergab sich, daß alle 500 μs ein Kanal abgefragt wird, was dem Maximum der Datentransferrate des RhoBus entspricht (s. Tab. (4.1)). Es wird also etwa jede Millisekunde die Resonatorlänge nachgestellt. Dieses ist die höchste Geschwindigkeit, die man mit diesem Aufbau realisieren kann.

Die Frequenzgenauigkeit, die mit dieser aktiven Stabilisierung erreicht wird, demonstrieren die Abb. (4.12) und (4.13). Bei dieser Messung wurde die Frequenz des Lasers wieder auf die starke Wasserdampf-Absorptionslinie bei $\tilde{\nu}_{H_2O} = 13718.58 \text{ cm}^{-1}$ abgestimmt. Abb. (4.12) zeigt, daß der Laser aktiv mit einer Genauigkeit von 15 MHz über eine Zeitdauer von mehr als 10 Stunden stabilisiert werden kann. Das ist eine Verbesserung um mehr als eine Größenordnung gegenüber der passiven Stabilität. Diese Messung erfolgte allerdings relativ zum Lockpunkt des RI, so daß eine eventuelle Drift des RI von $< 20 \text{ MHz}$ berücksichtigt werden muß. Die Statistik der Langzeit-Frequenzschwankungen entspricht etwa der in Abb. (4.8) und (4.13) gezeigten.

Abschließend läßt sich festhalten, daß die aktive Stabilisierung die Kurzzeitstabilität der passiven bewahrt, jedoch durch Verhinderung von longitudinalen Modensprüngen die 15 MHz-Stabilität auf einen Zeitraum von mehr als 10 Stunden ausdehnt. Dieses gilt auch, wenn die Frequenz des Lasers auf eine starke Wasserdampf-Absorptionslinie abgestimmt

ist. Damit ist es gelungen, mit dem Ti:Saphir-Laser alle geforderten Spezifikationen für ein H₂O- und T-DIAL-System in bezug auf die spektrale Stabilität zu erfüllen.

4.6 Abstimmung des Ringlasers

Nach Tab. (2.1) muß der Laser nicht nur eine hohe Frequenzstabilität besitzen, sondern muß auch mit großer Genauigkeit auf eine Vielzahl von Absorptionslinien abstimmbare sein. Dazu werden der doppelbrechende Filter DBF, das Luftspaltetalon LE sowie der Piezospiegel SP eingesetzt. Um eine automatische und schnelle Abstimmung zu gewährleisten, wurde ein Programm in der Computersprache C entwickelt, in dem alle Elemente mit dem Atari-Computer angesprochen werden (s. Anh. C).

4.6.1 Grobabstimmung

Die Grobabstimmung des Lasers erfolgt mit Hilfe des DBF. Er besteht aus drei Platten aus kristallinem Quarz, auf die der Laserstrahl im Brewster-Winkel auftrifft. Die Platten des optisch einachsigen Materials sind so geschnitten, daß die optische Achse jeweils parallel zur Kristalloberfläche verläuft. Die Normalenvektoren der Oberflächen liegen in der Ebene, in der der Laser polarisiert ist (s. Abb. (4.1) auf S. 33). Der Lichtstrahl wird in dem Quarzkristall in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Lichtstrahl aufgespalten. Beim Verlassen des Kristalls überlagern sich beide Strahlen. Die Transmission für einen in der Einfallsebene polarisierten Strahl ist maximal, wenn die Weglängendifferenz zwischen den Strahlen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist. Andernfalls liegt eine elliptische Polarisation vor, und der Strahl erleidet höhere Verluste an anderen Brewster-Oberflächen, die sich im Strahlengang befinden. Eine Abstimmung ist möglich, indem die Platte mit dem Normalenvektor als Rotationsachse gedreht wird. Dabei ändert sich aufgrund der Doppelbrechung der Weglängenunterschied der Teilstrahlen, und die Transmissionskurve verschiebt sich.

Die Transmission \mathcal{T}_{DBF} bezogen auf horizontal polarisiertes Licht kann mit den Eigenwerten κ der sogenannten *Jones-Matrix* bestimmt werden [34, 129, 20]. Folgt man der Berechnung aus [20], so erhält man eine Abschätzung für die Transmission für den Spezialfall, daß die Projektion der optischen Achse des Kristalls auf die senkrecht auf dem Laserstrahl stehende Ebene einen Winkel von 45° gegenüber der Einfallsebene einnimmt:

$$|\kappa|^2 = \mathcal{T}_{DBF} \approx \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \left[1 - \frac{2b^2}{1-b^2} \tan^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\right] \quad (4.12)$$

$$\text{mit } \delta = 2\pi\xi \frac{\nu}{c} d_{DBF}, \quad b = \frac{2n_o}{n_o^2 + 1} \quad \text{und} \quad \xi = n_a \cos\beta_a - n_o \cos\beta_o. \quad (4.13)$$

d_{DBF} ist die Dicke der Platte des DBF, n_o der ordentliche, n_a der außerordentliche Brechungsindex und β_o bzw. β_a sind die entsprechenden Brechungswinkel in der Platte. Bei anderen Winkeln der optischen Achse als 45° wird die Frequenzselektion etwas schwächer.

Ein DBF besitzt eine wesentlich stärkere Frequenzselektivität als ein Lyot-Filter, der mit senkrecht einfallendem Licht betrieben wird. Für letzteren ist nur der erste Term in Gl. (4.12) maßgeblich [106].

Für die Frequenzen der Transmissionsmaxima ergibt sich:

$$\nu_{DBF} = \frac{m c}{\xi d_{DBF}}, \quad m > 0. \quad (4.14)$$

Der DBF besteht nun aus mehreren Platten, deren Dicken ganzzahlige Vielfache voneinander im Verhältnis 1:4:16 sind. Deshalb bestimmt die dünnste Platte, die in diesem Fall eine Dicke von etwa 0.5 mm hat, den FSB. Mit den Daten für die Brechungsindizes aus [34] erhält man einen FSB von ungefähr 110 nm, so daß dieser Filter den spezifizierten Abstimmbereich des Ti:Saphir-Lasers von 120 nm etwas einschränkt.

Die Transmission in der Umgebung eines Maximums wird von der dicksten Platte bestimmt, und als Näherungsformel ergibt sich mit Gl. (4.12)

$$\mathcal{T}_{DBF}(\Delta\nu) \approx 1 - 1.1 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\Delta\nu}{\text{GHz}} \right)^2. \quad (4.15)$$

Diese Stärke der Frequenzabhängigkeit ist eine Abschätzung nach oben, da bei einem realen DBF die optischen Achsen nicht exakt zueinander justiert und die Plattendickenverhältnisse nicht genau ganzzahlige Vielfache sind.

Im Vergleich dazu erhält man bei dem LE eine schärfere Frequenzselektion, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Mit dem DBF kann also eine GrobAbstimmung des Lasers mit einer Auflösung von 50 GHz, dem FSB des LE, durchgeführt werden, während das LE für die Feinabstimmung um longitudinale Modenabstände zuständig ist.

Die Verschiebung des Transmissionsmaximums in Abhängigkeit vom Winkel γ der optischen Achse des DBF, also die Abstimmkurve, erhält man mit Gl. (4.14) und nach Berechnung von $\xi(\gamma)$. Mit Benutzung der Formeln für n_a und n_o aus [34] folgt

$$\xi \simeq 0.0119 - 3.5 \cdot 10^{-3} \cos^2 \gamma, \quad (4.16)$$

wobei $\gamma = 0^\circ$ gilt, wenn die Projektion der optischen Achse der Kristalls auf die auf dem Laserstrahl senkrecht stehende Ebene parallel zur vertikalen Polarisationsrichtung des Lasers ist. Sei γ_0 der Startwert bei einer Abstimmung, λ_0 die zugehörige Wellenlänge, $\xi_0 = \xi(\gamma_0)$ und $\Delta\gamma$ der Rotationswinkel bezogen auf den Startwert, so folgt dann für die Wellenlängenänderung $\Delta\lambda_{DBF} = \lambda - \lambda_0$:

$$\Delta\lambda_{DBF} \simeq \lambda_0 \frac{3.5 \cdot 10^{-3}}{\xi_0} \left[\sin^2(\Delta\gamma) \cos(2\gamma_0) + \sin(2\Delta\gamma) \frac{\sin(2\gamma_0)}{2} \right]. \quad (4.17)$$

Eine Analyse dieser Formel zeigt, daß einerseits der FSB von 110 nm bei einer Drehung von etwa 20° durchgeföhren wird und es andererseits eines Drehwinkels im Mikroradbereich bedarf, um eine GHz-Auflösung zu erreichen. Deshalb wird zur Drehung eine motorgetriebene Mikrometerschraube eingesetzt, damit ein großer Verstellweg mit einer

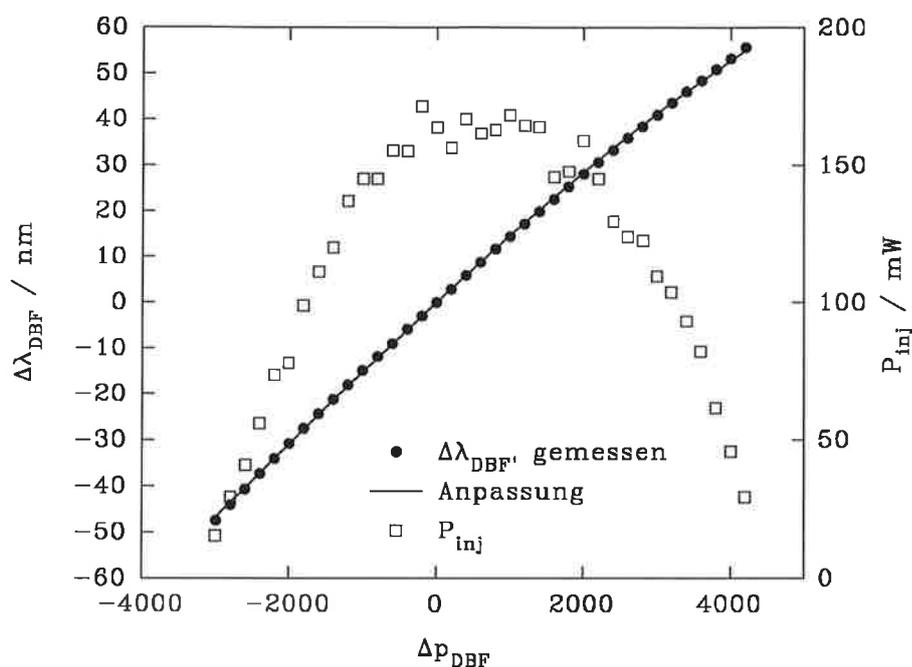


Abbildung 4.14: Die Abstimmkurve $\Delta\lambda_{DBF}$ und die in den Alexandrit-Laser eingekoppelte Leistung des Ti:Saphir-Lasers P_{inj} gemessen bei einer Pumpleistung von 4 W in Abhängigkeit von der Änderung der Schrittmotorposition Δp_{DBF} . Die Anpassung der theoretischen Kurve aus Gl. (4.17) mit $\lambda_0 = 760$ nm und $p_{0,DBF} = 3776.7$ liefert $\gamma_0 = 54.72(2)^\circ$.

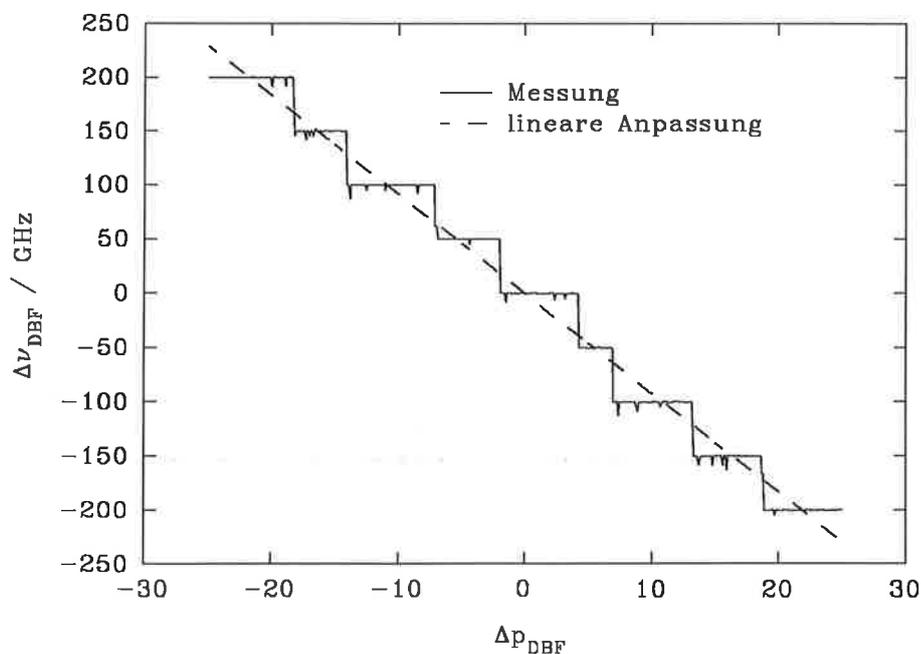


Abbildung 4.15: Eine höher aufgelöste Abstimmkurve zeigt für einen kleinen Abstimmbereich eine nahezu lineare Abhängigkeit. Man erkennt gut die 50 GHz-Modensprünge des Luftspaltetalons.

hohen Auflösung erreicht wird und eine Steuerung mit dem Computer durchgeführt werden kann. Bei der Mikrometerschraube handelt es sich um eine Encoder Mike MM25 mit einem Steuergerät 18011 von der Fa. LOT, die über die serielle V24-Schnittstelle des Atari-Computers angesprochen wird.

Die Abb. (4.14) zeigt die Abstimmkurve des Ti:Saphir-Lasers über den gesamten Abstimmbereich bei einer Pumpleistung von $P_p = 4$ W. Dabei wurde die Wellenlängenänderung in Abhängigkeit von der Positionsänderung der Mikrometerschraube $\Delta p_{DBF} = p_{DBF} - p_{0,DBF}$ aufgetragen, die proportional zum Drehwinkel $\Delta\gamma$ ist. Die Wellenlängenmessung wurde mit einem Burleigh Wavemeter durchgeführt, das ein Michelson-Interferometer mit einer Frequenzgenauigkeit von 0.01 cm^{-1} ist. Dessen Werte wurden mit Hilfe einer IEEE-Schnittstelle in Verbindung mit dem Atari-Computer ausgelesen (s. auch Abb. (4.17) auf S. 56). Der Laser kann von 710–810 nm mit dem DBF abgestimmt werden. Die Leistung wurde an der Stelle gemessen, an der der Ti:Saphir-Laser in den Alexandrit-Laser eingekoppelt wird. Sie wird im folgenden mit P_{inj} bezeichnet und ist nicht gleich $P_{Ti:Sp}$, da P_{inj} durch die wellenlängenabhängige Transmission der sich zwischen dem AS und dem Meßgerät befindlichen Optiken modifiziert wird. P_{inj} ist maximal bei etwa 770 nm.

Die Abb. (4.15) zeigt eine höher aufgelöste Abstimmkurve mit $\tilde{\nu}_0 = 13727.28 \text{ cm}^{-1}$ und $p_{0,DBF} = 1722.9$. Man erkennt die einzelnen Etalonmodensprünge mit dem Frequenzabstand von 50 GHz und eine nahezu lineare Abhängigkeit der Frequenzänderung für kleine Drehwinkel. Die Breite der Stufen hängt von den Resonatorumlaufverlusten bei den eingestellten Frequenzen ab. Die Anpassung einer linearen Funktion liefert $\Delta\nu_{DBF} \simeq 9.2 \text{ GHz } \Delta p_{DBF}$. Da die kleinste Schrittweite $\Delta p_{DBF} = 0.1$ beträgt, kann eine Frequenz also mit einer Genauigkeit von etwa 1 GHz eingestellt werden.

Um die Frequenz des Lasers auf das Maximum einer Absorptionslinie grob abzustimmen, wird computergesteuert eine Abstimmkurve in einem ± 150 GHz-Bereich um die Frequenz des Linienzentrums durchgeföhrt, eine lineare Anpassung an die Daten durchgeföhrt, der Wert p_{H_2O} mit $\tilde{\nu}_{H_2O} = \tilde{\nu}(p_{H_2O})$ bestimmt und danach die Position des DBF auf diesen Wert eingestellt. Man kann nun davon ausgehen, daß die Frequenz bis auf etwa 1 GHz auf das Linienzentrum abgestimmt ist, und die Feinabstimmung starten.

4.6.2 Feinabstimmung

Durch Entwicklung der Formel (B.1) erhält man die Frequenzabhängigkeit der Transmissionskurve vom LE in der Umgebung eines Maximums:

$$\mathcal{T}_{LE}(\Delta\nu) \approx 1 - 6 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\Delta\nu}{\text{GHz}} \right)^2. \quad (4.18)$$

Die Transmissionsänderung dieser Funktion in Abhängigkeit von der Frequenz ist einen Faktor 2 stärker als beim DBF (s. Gl. (4.15)), so daß das Etalon die longitudinale Resonatormode selektiert. Mit der entsprechenden Auflösung von etwa 220 MHz, dem Resonatormodenabstand $\Delta\nu_m$ des Lasers, erfolgt nun die Abstimmung des Lasers auf das

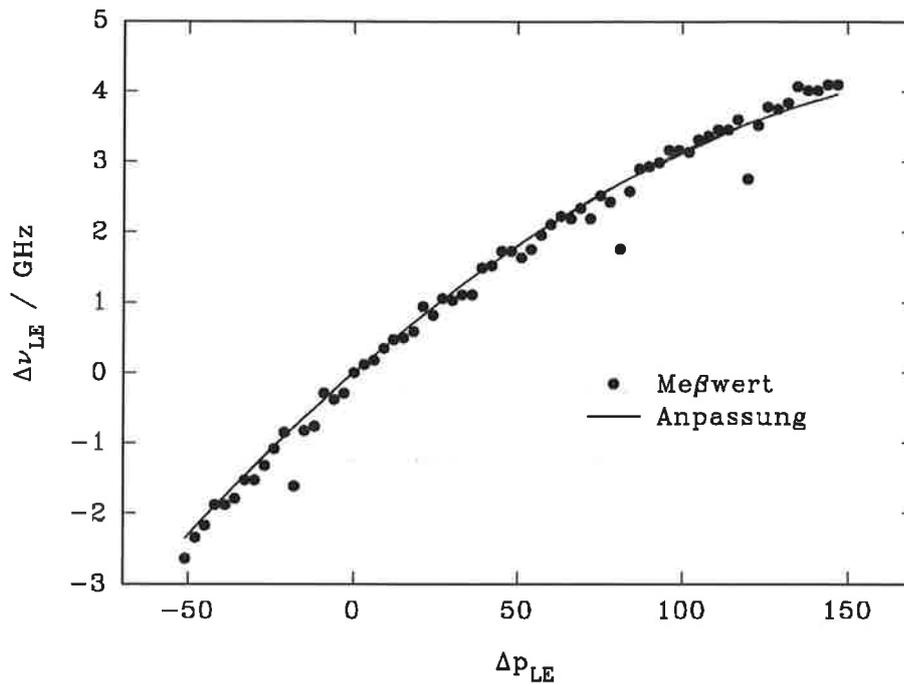


Abbildung 4.16: Eine hochauflösende Abstimmkurve des Ti:Saphir-Lasers, die durch Drehung des Luftspaltetalons gemessen wurde. Die Anpassung der theoretischen Kurve aus Gl. (4.19) liefert $\vartheta_0 = -4.6(2)$ mrad.

Maximum der Absorptionslinie. Sie wird über eine Kippung des LE mittels einer zweiten computergesteuerten Mikrometerschraube MM25 bewerkstelligt. Die Abstimmkurve erhält man unter Verwendung der Gln. (B.2) und (B.6), und es folgt

$$\Delta\nu_{LE} \simeq -\frac{\nu_0}{2} [(\Delta\vartheta + \vartheta_0)^2 - \vartheta_0^2], \quad (4.19)$$

dabei ist analog zur Gl. (4.17) ϑ_0 der Auftreffwinkel bei dem Start einer Abstimmung, ν_0 die Frequenz, $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_0$ der Drehwinkel und $\Delta\nu_{LE} = \nu - \nu_0$ die Frequenzänderung. Hierbei wurde berücksichtigt, daß der Einfallswinkel ϑ des Laserstrahls nahezu 0° sein muß, da ansonsten keine ausreichende konstruktive Interferenz im LE aufgrund des kleinen Strahldurchmessers stattfindet. Darauf ist bei einer Abstimmung immer zu achten, und dann kann der Auftreff- mit dem Drehwinkel gleichgesetzt werden.

Die Abb.(4.16) zeigt eine Abstimmkurve für $\tilde{\nu}_0 = 13717.16 \text{ cm}^{-1}$ und $p_0 = 13977.7$. Man sieht, daß die Kurve selbst für kleine Drehungen nichtlinear ist. Die Anpassung der theoretischen Kurve aus Gl. (4.19) mit $\Delta\vartheta = a \Delta p_{LE}$ demonstriert die Genauigkeit der Formel und liefert $\vartheta_0 = -4.6(2)$ mrad bzw. $a = 2.2(1) \cdot 10^{-5}$. Da $\Delta\vartheta = \Delta l/l$ gilt, wobei $l = 40 \text{ mm}$ die Länge des Hebels der Verstelleinheit und Δl die Längenänderung der Mikrometerschraube ist, erhält man für die kleinste mögliche Schrittweite von $\Delta p_{LE} = 0.1$ eine Längenänderung von $\Delta l \approx 90 \text{ nm}$. Diese stimmt gut mit der spezifizierten minimalen Längenänderung von 100 nm überein.

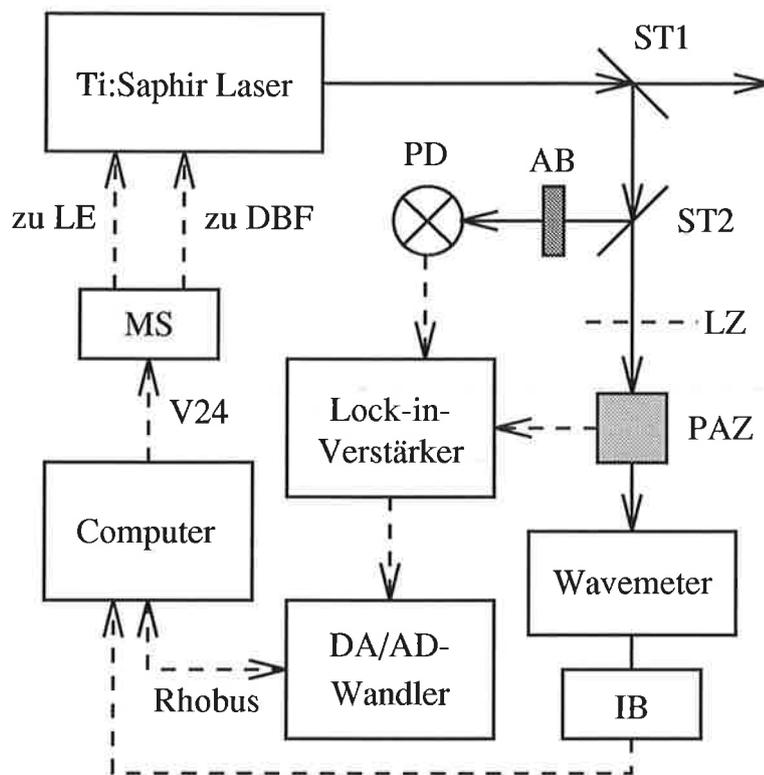


Abbildung 4.17: Der Aufbau für die Feinabstimmung des Ti:Saphir-Lasers.

ST1, ST2: Strahlteiler, AB: Abschwächer, PD: Photodetektor, LZ: Lichtzerhacker, PAZ: photoakustische Zelle, IB: IEEE-Bus-Steuerung, V24: V24-Schnittstelle, MS: Steuerung Mikrometerschraube.

Um den Laser auf die Frequenz des Maximums des Absorptionsquerschnittes, die mit $\tilde{\nu}_{H_2O}$ bezeichnet wird, einzustellen, könnte eine Absorptionszelle benutzt werden [32, 72]. Bei den zu untersuchenden Gasen sind jedoch sehr lange Absorptionsstrecken bzw. Zellen mit großen Abmessungen notwendig, um eine zufriedenstellende Genauigkeit zu erreichen. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau, der in Abb. (4.17) gezeigt wird, wird dagegen der photoakustische Effekt genutzt [124].

Ein Teil des Ti:Saphir-Laserstrahls wird mit einem Strahlteiler ausgekoppelt und auf einen Referenzdetektor PD (PDA150/M von Thorlabs), durch eine photoakustische Zelle PAZ (PAS-100 von der Fa. Burleigh) und zum Wavemeter geschickt. Diese Zelle besitzt eine kleine Abmessung von $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, so daß ein kompakter Aufbau realisiert werden konnte. Sie wurde evakuiert und dann mit Wasserdampf bei etwa 20°C gesättigt. Sendet man einen Laserpuls durch die PAZ, so wird durch die Absorption und die darauffolgende Energierelaxation eine Druckfluktuation und somit ein akustisches Signal erzeugt, das proportional zum Absorptionsquerschnitt ist. Stimmt man also den Laser ab und mißt in Abhängigkeit von der Frequenz das akustische Signal mit einem Mikrophon,

so lassen sich Linienprofile messen [22, 57]. Hier wird die photoakustische Spektroskopie von Wasserdampf genutzt, um das Maximum der Absorption zu detektieren, so daß keine absolute Eichung des Meßsignals erforderlich ist. Dazu wird der Ti:Saphir-Strahl zerhackt, um Signalpulse zu erzeugen. Diese Pulse liefern jedoch aufgrund des geringen Absorptionsquerschnittes von Wasserdampf so kleine Signale, daß sie mit einem Lock-in-Verstärker (SR510 von Stanford Research Systems) detektiert werden müssen. Das Signal des Referenzdetektors wird vom Lock-in-Verstärker zur Intensitätsnormierung genutzt und schließlich das zum Absorptionsquerschnitt proportionale Meßsignal, das eine Spannung zwischen 0 und 10 V besitzt, zum AD-Wandler gegeben.

Die Suche nach dem Maximum wird folgendermaßen durchgeführt: Nachdem der DBF auf das Maximum grob abgestimmt wurde, wird die Frequenz des Ti:Saphir-Lasers etwa 3 GHz oberhalb von $\tilde{\nu}_{H_2O}$ eingestellt, was durch manuelle Einstellungen an der Mikrometerschraube und durch Ablesen des Wavemeters erfolgt. Der Startwert für die Feinabstimmung ist dadurch am schnellsten einzustellen, so daß eine Automatisierung dieses Vorganges nicht vorgesehen wurde. Daraufhin wird die Feinabstimmung gestartet und die Position der Mikrometerschraube p_{LE} , die über die Steuerung MS in Verbindung mit der seriellen V24-Schnittstelle des Computers angesprochen wird, mit einer festen Schrittweite durchgeföhren. In Abhängigkeit von p_{LE} werden die Frequenz des Wavemeters, das Signal des Lock-in-Verstärkers und die Transmission durch das Referenz-Interferometer \mathcal{T}_{RI} gespeichert. Die Abstimmung wird gestoppt, wenn die Frequenz des Wavemeters etwa 3 GHz unterhalb von $\tilde{\nu}_{H_2O}$ liegt.

Danach muß mit hoher Genauigkeit die Position des Maximums bestimmt werden. Bei den Messungen, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde ein Glättungs- und Differenzierprogramm benutzt, um das Maximum zu finden. Die Abb. (4.18) zeigt mit diesem Verfahren vorgenommene Abstimmungen über drei bei DIAL-Messungen oft verwendete Wasserdampf-Absorptionslinien und die Transmission \mathcal{T}_{RI} bei einer Leistung des Ti:Saphir-Lasers in der PAZ von etwa 100 mW. Die Position des Maximums wurde mit dem Differenzierprogramm bestimmt und die Daten relativ zu dieser Position aufgetragen. Eine Abschätzung der Genauigkeit der Maximumbestimmung kann durch Anpassung einer Gauß-Funktion erfolgen. Für alle Messungen war die Abweichung der Maxima der Gauß-Funktion und der des Differenzierprogramms kleiner als 100 MHz. In Zukunft wird die Anpassung der Gauß-Funktion in das Programm implementiert werden, um die Genauigkeit der Maximumsuche zu erhöhen.

Um Hystereseeffekte zu vermeiden, wird danach der Schrittmotor zurückgeföhren, bis das Signal des Lock-in-Verstärkers den Maximumwert wieder erreicht hat. Eine Kontrolle dieses Verfahrens kann mit dem ermittelten Transmissionswert vom RI am Maximum durchgeführt werden. Es stellte sich heraus, daß die Abweichung der eingestellten Frequenz etwa ± 110 MHz von der Frequenz des Maximums betrug. Dieses ist die höchste Genauigkeit, die bei einer Abstimmung mit einer Auflösung von 220 MHz erreicht werden kann.

Insgesamt läßt sich also festhalten, daß sich bei sorgfältiger Durchführung dieses Verfahrens der Ti:Saphir-Laser mit der geforderten Frequenzgenauigkeit von ± 210 MHz auf das Linienzentrum einer Wasserdampf-Absorptionslinie einstellen läßt. Die Zeitdauer der Abstimmung beträgt etwa 5 min.

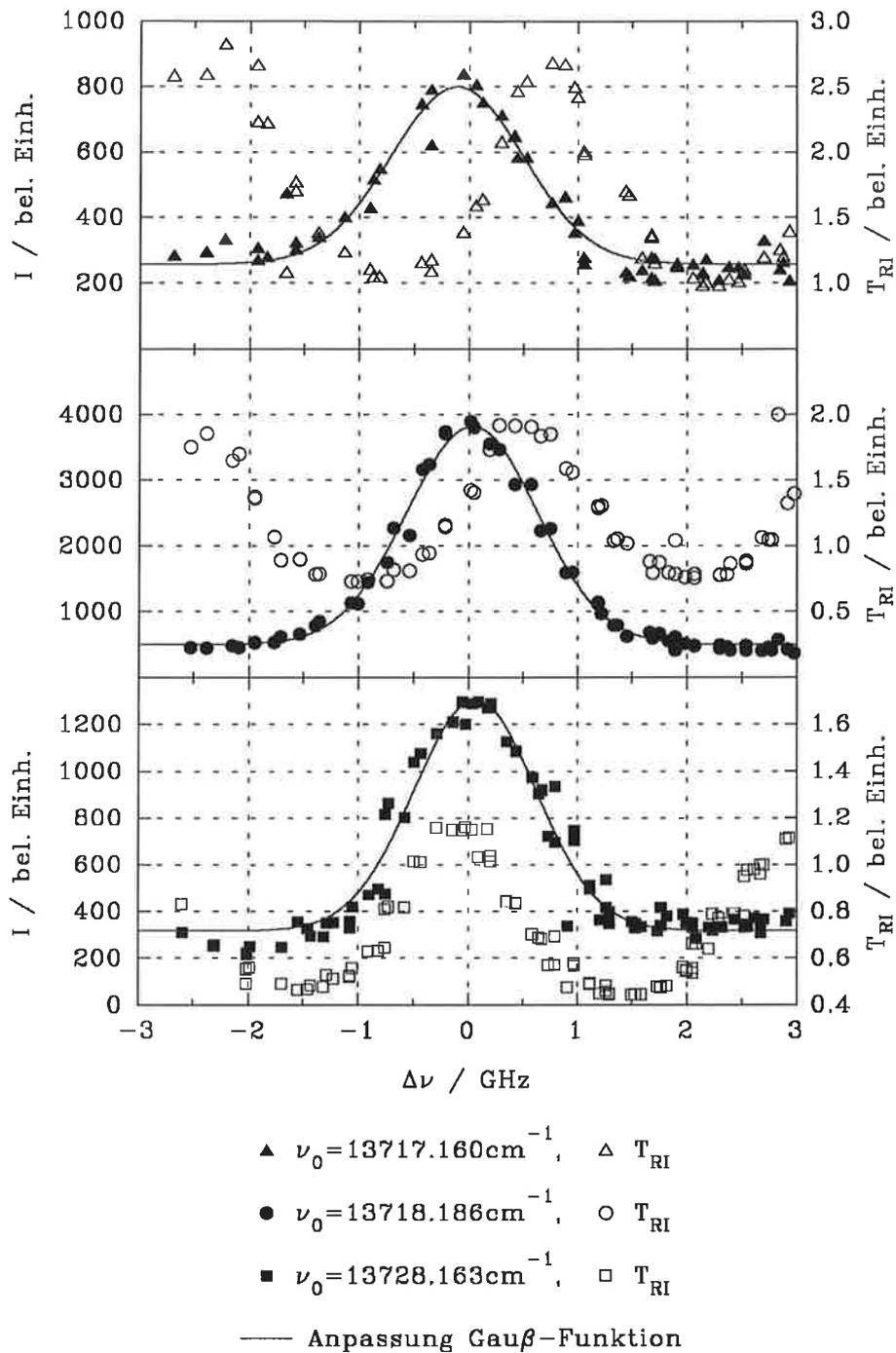


Abbildung 4.18: Abstimmung des Ti:Saphir-Lasers über drei Wasserdampfabsorptionslinien. Aufgetragen ist das Signal an der PAZ, die Anpassung einer Gauß-Funktion an die Daten und die nicht normierte Transmission T_{RI} vom RI.

4.6.3 Feinstabstimmung

Nach der Feinstabstimmung verbleibt immer noch ein Restfehler, der von der nicht kontinuierlichen Frequenzänderung des Ti:Saphir-Lasers herrührt. Eine feinere Auflösung kann aber durch eine Resonatorlängenänderung mit Hilfe des Piezospiegels SP erreicht werden. Dazu wird der Laser nach der Abstimmung auf das Maximum aktiv stabilisiert und durch Spannungsänderung an einem Spiegel vom RI eine Verschiebung der Transmissionskurve induziert, die durch eine entsprechende Frequenzverschiebung des Ti:Saphir-Lasers ausgeglichen wird. Insgesamt ist die resultierende Phasenänderung $\Delta\varphi$ in RI null, da die Transmission am Lockpunkt konstant bleiben muß. Aus Formel (B.11) folgt also

$$\Delta\varphi_{RI} = 0 = \Delta\nu d_{RI} + \Delta d_{RI} \nu . \quad (4.20)$$

Daraus resultiert mit der nominellen Ausdehnung des Piezos von $1\mu\text{m}/1000\text{V}$ im RI und der Spannungsänderung ΔU in *least significant bits* (LSB) am DA-Wandler, wobei 1 LSB 2.44 mV entspricht,

$$\Delta\nu \simeq -4 \frac{\Delta U_{DA}}{\text{LSB}} \text{ MHz} . \quad (4.21)$$

Dieses Verfahren wurde im Steuerprogramm in der Routine für die aktive Stabilisierung implementiert, mit der durch 5 LSB-Spannungsänderungen Feinstabstimmungen mit einer Auflösung von 20 MHz durchgeführt werden können. Damit wird eine Abstimmgenauigkeit von ca. ± 110 MHz erreicht, da Fehler durch eine Abstimmung des Ti:Saphir-Lasers um longitudinale Modenabstände vermieden werden.

Der verbleibende Fehler hängt hauptsächlich davon ab, wie genau das Linienzentrum gefunden wird. Wie oben angesprochen wurde, wird die Genauigkeit der Maximumsuche mit der Anpassung einer Gauß-Funktion erhöht werden. Eine Abschätzung der letztlich erreichbaren Genauigkeit ist schwierig. Geht man aber davon aus, daß der Fehler von 100 MHz durch die Maximumssuche mit der Gauß-Funktion nahezu vermieden wird und nimmt eine Ungenauigkeit von ± 20 MHz an, so kann der gesamte Fehler inklusive eines Fehlers durch die Feinstabstimmung auf höchstens ± 40 MHz abgeschätzt werden. Die gleiche Genauigkeit läßt sich auch mit einer manuellen Feinstabstimmung in der Umgebung eines Maximums erreichen.

4.7 Die Frequenzumschaltung

Schließlich muß das Lasersystem zwei Frequenzen alternierend emittieren, die das für das DIAL-Verfahren benötigte On- und Offline-Signal liefern. Dazu wurden bisher meistens zwei Lasersysteme benutzt, die jeweils auf die On- und Offline-Frequenzen abgestimmt waren. Bei Lasersystemen im nahen IR wird lediglich bei der CNRS und der DLR ein Lasersystem benutzt und eine Pockelszelle als Schalter [31] oder eine Drehung eines Gitters zur Frequenzselektion verwendet [48].

Der Vorteil bei der Benutzung nur eines Lasersystems liegt zum einen in dem erheblich geringeren finanziellen Aufwand und zum anderen in dem wesentlich geringeren Justieraufwand für das Lasersystem und das Teleskop des Detektorsystems. Deshalb wurde

entschieden, nur einen Master- und Slave-Laser zu verwenden und eine Frequenzumschaltung vorzusehen. Um eine möglichst gute Reproduzierbarkeit zu erreichen, wird die Schaltung in dem Master-Laser vorgenommen. Hier hat die Eigenmode genügend Zeit, nach dem Schaltvorgang auf die neue Frequenz einzuschwingen. Außerdem wurde die Methode aus [31] übernommen und ein elektro-optischer Schalter verwendet. Dabei handelt es sich um die Pockelszelle PZ aus Abb. (4.1).

Zunächst wurden Versuche mit einer planparallelen Pockelszelle PZ7 von der Fa. Gsänger durchgeführt. Diese wirkte jedoch zugleich als Interferometer und verursachte starke Frequenzinstabilitäten. Deshalb wird nun eine PZ BPZ8 von Gsänger, die im Brewster-Winkel betrieben wird. Sie ist schwieriger zu justieren, da sie einen großen Parallelversatz des Lichtstrahls im Resonator verursacht, sie besitzt jedoch den weiteren Vorteil, daß sie über eine höhere Transmission von $> 99\%$ verfügt.

Der Kristall in der PZ ist ohne Anlegen einer Spannung optisch einachsig. Der Laserstrahl wird zunächst so justiert, daß er längs dieser Achse im Kristall propagiert, damit keine statische Drehung der Polarisation und keine Frequenzänderung auftritt. Bei Anlegen einer Spannung tritt ein elektro-optischer Effekt zweiter Ordnung auf und der Kristall wird doppelbrechend, wobei die Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Teilstrahl proportional zum elektrischen Feld im Kristall ist [185]. Die PZ wirkt dann wie eine weitere Kristallplatte des doppelbrechenden Filters DBF und sorgt insgesamt für eine Verschiebung und Deformierung der DBF-Transmissionskurve. Es tritt ein Frequenzsprung von 50 GHz zur nächsten Mode des Luftspaltetalons LE bei Anlegen einer bestimmten Spannung auf.

Die Abbildung (4.19) zeigt den Aufbau für die Frequenzumschaltung. Mit einem Puls-generator P (DG535 von Stanford Research Systems) wird ein Spannungspuls erzeugt und über den Hochspannungsverstärker HV3 (Physik Instrumente P-864.00) an die PZ weitergegeben. Es können mit der Verstärkung von 1:100 des HV3 bis zu 400 V-Pulse erzeugt werden. Ein zweiter Puls wird an den AD-Wandler gegeben, um die aktive Stabilisierung des Ringlasers während der Umschaltung zu stoppen. Die Abb. (4.20) zeigt die resultierende Transmissionsänderung an dem Referenz-Interferometer RI mit zwei Zeitauflösungen. In der oberen Abbildung erkennt man die Repetitionsrate der Umschaltung, die in diesem Fall 10 Hz betrug. Die untere zeigt in höherer Zeitauflösung, wie der Frequenzsprung dem Spannungspuls folgt, der 150 V bei einer Pulsdauer von 10 ms betrug. Es treten bei dem Frequenzsprung transiente Effekte im Millisekundenbereich auf, die vermutlich durch Schwingungen auf dem Spannungssignal an der PZ hervorgerufen werden. Damit die aktive Stabilisierung nicht durch diese Effekte beeinträchtigt wird, wurde das Kontrollsignal an den AD-Wandler um ± 5 ms verlängert. Ferner stellt man fest, daß der Frequenzsprung etwa 1 ms nach dem Spannungspuls auftritt. Somit beträgt die maximale Frequenz der Umschaltung in dem vorliegenden Aufbau 1 kHz.

Typische Spannungswerte betragen 150–200 V, um einen Frequenzsprung von einem FSB des LE zu erreichen. Dabei ist die resultierende Frequenzänderung bei diesem Aufbau stets positiv. Bei Anlegen der doppelten Spannung können auch reproduzierbare Sprünge um zwei FSB verursacht werden. Dieses ist notwendig, wenn in dem 50 GHz-Abstand von der Online-Frequenz eine weitere Absorptionslinie liegt. Letzteres ist z. B. bei der Absorptionslinie mit $\tilde{\nu}_{H_2O} = 13717.17 \text{ cm}^{-1}$ der Fall.

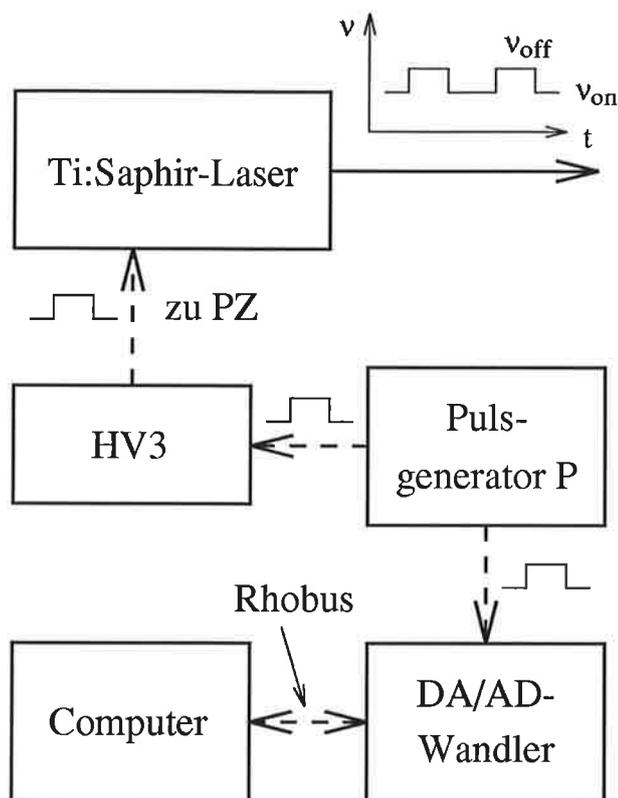


Abbildung 4.19: Der Aufbau für die Frequenzumschaltung im Ti:Saphir-Laser. Die Ansteuerung von PZ erfolgt über den Pulsgenerator P in Verbindung mit dem Hochspannungsverstärker HV3. Der Puls an den AD-Wandler dient zum Starten und Stoppen der aktiven Stabilisierung auf der Online-Frequenz.

Da die hohen Anforderungen an die Frequenzstabilität nur für die Online-Frequenz gelten, wird während der Umschaltung die aktive Stabilisierung gestoppt, indem der Kanal des AD-Wandlers, an den der in Abb. (4.19) dargestellte Spannungspuls angelegt wird, permanent abgefragt wird. Dieses verlangsamt etwas die aktive Stabilisierung, jedoch konnten keine Änderungen der in den vorherigen Abschnitten dargelegten Spezifikationen des Ringlasers festgestellt werden.

Im Dauerbetrieb bis zu 10 Stunden mit aktiver Stabilisierung auf der Online-Frequenz zeigte sich, daß mit dieser Methode eine hochreproduzierbare Umschaltung durchgeführt werden kann.

4.8 Zusammenfassung der Spezifikationen

Es wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Ti:Saphir-Ringlaser aufgebaut und ein Computerprogramm entwickelt, mit dem sich der Laser abstimmen, aktiv stabilisieren und in

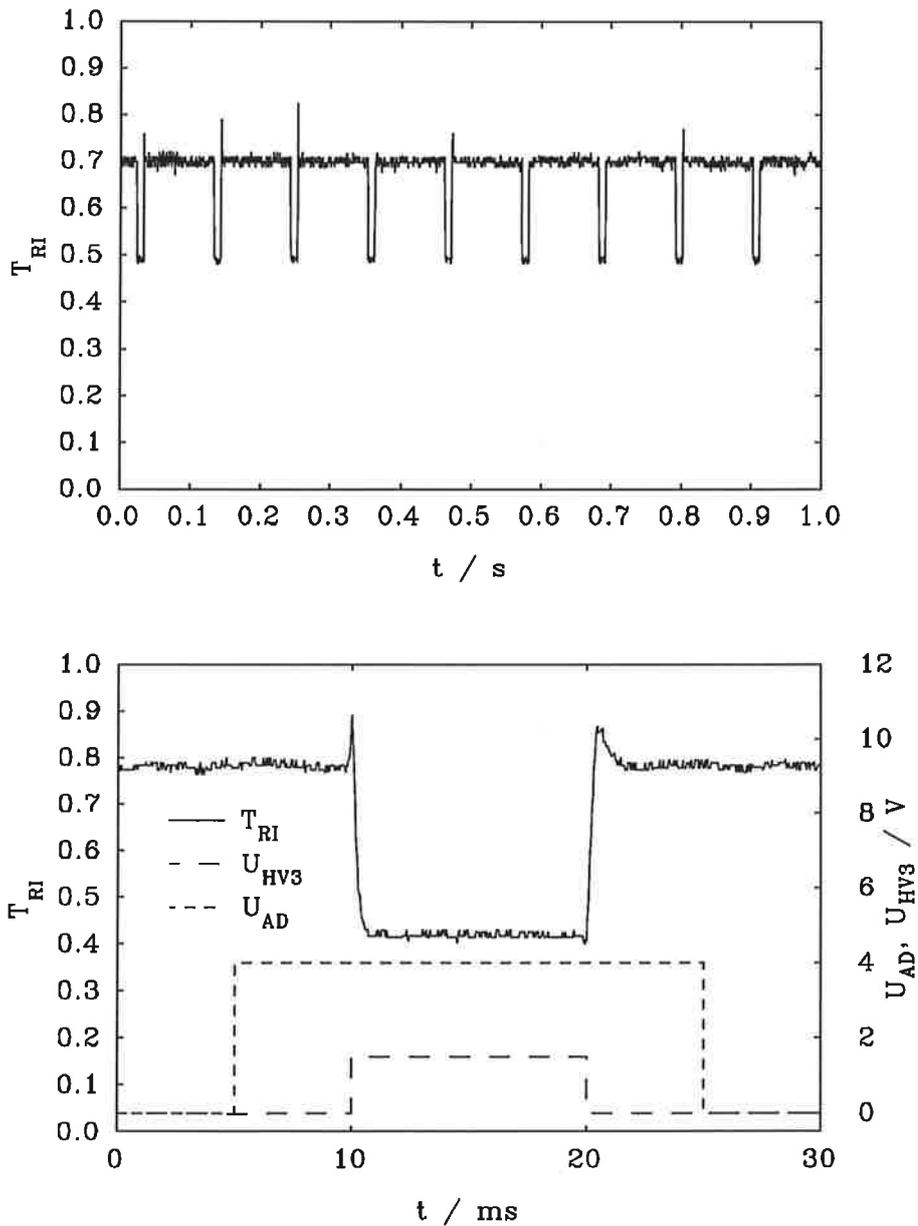


Abbildung 4.20: Die Frequenzumschaltung des Ti:Saphir-Lasers im Betrieb mit dem Pulsgenerator. Aufgetragen ist die Transmission vom RI mit niedriger und mit hoher Zeitaufösung. Die Pulsdauer betrug 10 ms und die Spannung 150 V am HV3. Weiterhin sind die Pulse an den HV3 und den AD-Wandler aufgetragen.

Tabelle 4.2: Die Spezifikationen des Ti:Saphir-Ringlasers.

Leistung	etwa 100 mW bei 4 W Pumpleistung und einer Wellenlänge von 730 nm
Abstimbarkeit	710–810 nm bei 4 W Pumpleistung
Strahlprofil	TEM ₀₀
spektrale Bandbreite	≈ 5 MHz
Divergenz	≈ 0.46 mrad
passive Frequenzdrift	≈ 10 MHz/h
passive Kurzzeit-Frequenzstabilität	Standardabweichung 15 MHz
aktive Langzeit-Frequenzstabilität	< 20 MHz für eine Zeitdauer von mehr als 10 Stunden
aktive Kurzzeit-Frequenzstabilität	Standardabweichung 15 MHz
Genauigkeit der Abstimbarkeit auf eine Absorptionslinie	± 40 MHz mit Hilfe einer photoakustischen Zelle und Feinstabimmung des Ti:Saphir-Lasers
Frequenzumschaltung	mit einer Pockelszelle im Ringresonator, Frequenzabstand zwischen der On- und Offline-Frequenz auf 50 GHz oder 100 GHz einstellbar, Repetitionsrate bis zu 1 kHz

der Frequenz umschalten läßt. Die Struktur dieses Programmes, das in der Sprache C geschrieben wurde, ist im Anh. C skizziert.

Die Spezifikationen des Lasers zeigt Tab. (4.2). Vergleicht man diese Werte mit Tab. (2.1), so stellt man fest, daß alle Anforderungen bezüglich der spektralen Eigenschaften für ein H₂O-DIAL- und ein T-DIAL-System erfüllt sind. Momentan wird ein für ein T-DIAL ausreichendes automatisiertes Abstimmverfahren mit Hilfe einer Gauß-Funktion in das Steuerprogramm implementiert.

Anhand der Abb. (4.8) und (4.13) läßt sich die maximale Frequenzschwankung in einem Zeitintervall von 100 μ s abschätzen. Nähert man den Hauptanteil der Schwankungen durch eine Sinus-Funktion mit einer Amplitude von 30 MHz und einer Frequenz von 200 Hz an, so folgt $\Delta\nu < 2.5$ MHz in 100 μ s. Damit wäre der Ti:Saphir-Laser auch als lokaler Oszillator für Windmessungen mit dem Heterodyn-Verfahren mit einer Genauigkeit von besser als 1.5 m/s bis in eine Höhe von 15 km geeignet (s. 2.4.3). Die Genauigkeit dieser Abschätzung, die im Moment durch das Rauschen auf den Photodetektorsignalen limitiert ist, soll in Zukunft durch eine Messung mit einem Referenz-Interferometer mit einer größeren Finesse erhöht und die Kurzzeit-Frequenzstabilität im Rahmen einer Diplomarbeit weiter verbessert werden.

Kapitel 5

Der Alexandrit-Laser

5.1 Der Alexandrit-Kristall

Der Alexandrit-Laser war einer der ersten bei Raumtemperatur abstimmbaren Festkörperlaser, was 1978 von WALLING gezeigt wurde [172, 173].

Das aktive Medium besteht aus Aluminiumchrysoberill (BeAl_2O_4), das mit Cr^{3+} -Ionen dotiert wurde. Der Kristall besitzt eine orthorhombische Struktur und ist optisch zweiachsig [42]. Die Aufspaltung der Cr^{3+} -Energieniveaus in dem umgebenden Kristallfeld führt zu zwei vibronisch verbreiterten Absorptionsbanden, die sich jeweils von 300–500 nm mit einem Maximum bei 420 nm und von 500–700 nm mit einem Maximum bei 600 nm erstrecken. Der Absorptionsquerschnitt σ_a ist polarisationsabhängig und beträgt bei einer Polarisation des Lichtes entlang der sogenannten b-Achse etwa $1.4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ bei 590 nm. Eine Darstellung des Verlaufes der Absorptionsbanden findet man in [174].

Das Niveauschema hat bei Alexandrit einen komplizierteren Charakter. Zum einen kann Lasertätigkeit mit einer Wellenlänge von 680 nm aus einem sogenannten Speicherniveau mit einer Lebensdauer von $\tau_s = 6.6 \text{ ms}$ erzielt werden. Da dieser Übergang direkt in den Grundzustand stattfindet, handelt es sich wie beim Rubin-Laser um ein Drei-Niveau-System mit geringer Effizienz. Zum anderen kann ein um $\Delta E = 800 \text{ cm}^{-1}$ energetisch höher gelegener Zustand aus dem Speicherniveau thermisch besetzt werden. Von diesem Zustand, der eine Lebensdauer von $\tau_l = 6.6 \mu\text{s}$ hat, findet ein vibronisch verbreiteter Übergang in den Grundzustand statt, und es kann abstimmbare Lasertätigkeit erzielt werden. Als Besetzung des Laserniveaus N_2 muß also die Kombination der Besetzung des Speicherniveaus und der thermischen Besetzung des höher gelegenen Zustands angesehen werden, so daß die Lebensdauer des Laserniveaus τ_f temperaturabhängig wird. Man erhält [40]

$$\tau_f = \frac{\left(1 + \exp\left\{\frac{\Delta E}{k_B T}\right\}\right) \tau_l \tau_s}{\tau_s + \exp\left\{\frac{\Delta E}{k_B T}\right\} \tau_l} \quad (5.1)$$

k_B ist die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur des Alexandrit-Kristalls.

Der Querschnitt für stimulierte Emission σ_s ist ebenfalls temperaturabhängig und fast eine Größenordnung höher für eine Polarisation parallel zur b-Achse im Vergleich zu anderen Polarisationsrichtungen, so daß die Laserstrahlung entlang dieser Achse stets polarisiert ist. σ_s bildet eine Bande von 700–800 nm mit einem Maximum bei etwa 750 nm. Eine Erhöhung der Kristalltemperatur führt einerseits zu einer Verschiebung des Maximums zu größeren Wellenlängen und andererseits zu einer Erhöhung von σ_s . Z. B. gilt bei 750 nm und 70°C $\sigma_s = 1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ und $d\sigma_s/dT \approx 8.3 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2/\text{K}$ [174]. Eine Temperaturerhöhung von 50°C führt also schon zu einer signifikanten Zunahme von σ_s um etwa 40 %.

Entscheidend wird die Alexandrit-Lasertätigkeit von der sogenannten *excited state absorption* (ESA) beeinflusst. Ionen, die sich nach dem Pumpprozeß in einem angeregten Zustand befinden, können durch Absorption der Laserstrahlung oder des Pumplichtes in weitere energetisch höher gelegene Zustände übergehen. Das führt zu einer Reduktion der Besetzungsinversion und einer Erniedrigung der Verstärkung. Zur Beschreibung der Lasertätigkeit können die Ratengleichungen (3.19) und (3.20) auf S. 25 herangezogen werden, in denen die ESA durch den Querschnitt σ_{2a} berücksichtigt ist. Eine Restabsorption existiert nicht, so daß für Alexandrit $\sigma_r = 0$ ist. Die ESA reduziert den Abstimmbereich und die wellenlängenabhängige Verstärkung in beiden Richtungen. Deshalb war sie Gegenstand ausführlicher Untersuchungen [150, 152]. In Richtung kürzerer Wellenlängen wird der Abstimmbereich weiterhin durch die einsetzende Grundzustandsabsorption limitiert [151].

Aus diesen Eigenschaften, die in [174] zusammengefaßt sind, folgt, daß die optimale Temperatur des Kristalls für ein H₂O-DIAL-System bei 720–730 nm ca. 60°C betragen sollte. Bei einer Temperaturerhöhung wird die Verstärkung in diesem Wellenlängenbereich sogar geringer. Die Betriebstemperatur für ein T-DIAL-System bei 770 nm sollte möglichst hoch sein. Sie wird durch das Kühlwasser begrenzt und kann bis zu 90°C betragen. Die Lebensdauer τ_f ist bei diesen Temperaturen um mehr als eine Größenordnung länger als bei Ti:Saphir und beträgt 190 μs bzw. 150 μs (s. Gl. (5.1)). Zum effizienten Pumpen sind Laser geeignet, die auf einer Wellenlänge im Bereich hoher Absorption – also ungefähr 600 nm – emittieren. Jedoch sind weder Festkörperlaser noch Diodenlaser mit hohen Leistungen in diesem Wellenlängenbereich bisher entwickelt worden. Lediglich die Möglichkeit, Alexandrit mit Laserdioden zu pumpen, wurde in [139, 140] gezeigt. Alexandrit kann aber auch effizient mit Blitzlampen gepumpt werden. Wie in Formel (3.21) gezeigt, sollte zunächst die Pulsdauer der Blitzlampen der Lebensdauer des Laserniveaus entsprechen, was ohne weiteres technisch machbar ist. Ferner ist eine effiziente Anregung durch das Pumplicht aufgrund der spektral breiten Absorptionsbanden möglich. Schließlich kommen die große Härte, hohe chemische Stabilität und gute Wärmeleitfähigkeit des Kristalls zum Tragen, die dem Rubin ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) sehr ähnlich sind. Alexandrit kann mit einer absorbierten Leistung pro Längeneinheit von 60 W/mm belastet werden, die 5-mal höher als bei Nd:YAG ist [174], und es wurde schon Laserbetrieb mit Pulsenergien der Blitzlampen von mehr als 600 J demonstriert [125]. Aus diesen Gründen war Alexandrit der erste kommerziell erhältliche mit Blitzlampen gepumpte abstimmbare Festkörperlaser.

Der verwendete Laserstab stammt von der Fa. Light Age und hat eine Länge von 110 mm und einen Durchmesser von 5 mm. Der Brechungsindex beträgt $n_k = 1.74$. Die Propa-

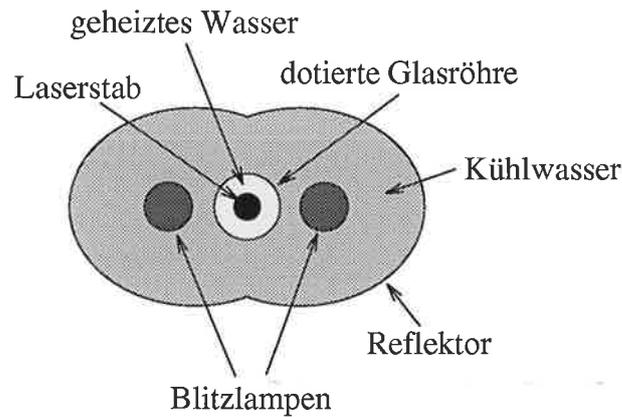


Abbildung 5.1: Die Konstruktion der Pumpkammer für den Alexandrit-Laser.

gationsrichtung verläuft entlang der c -Achse. Der Stab ist mit 0.12 % Cr^{3+} dotiert, was einer Anzahldichte von $N \approx 4.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ entspricht. Zur Lasertätigkeit tragen allerdings nur etwa 80 % dieser Ionen bei. Diese Anzahl besetzt bei dem Herstellungsprozeß die sogenannte *Spiegel-Position*, während der Rest die *Inversionsposition* besetzt, aus der ein Dipolübergang verboten ist [125].

5.2 Die Pumpkammer

Die Pumpkammer, in der die Anregung des Alexandritstabes stattfindet, ist das Kernstück des Lasers und bestimmt entscheidend die Effizienz und Stabilität der Lasertätigkeit. Sie stammt aus einem kommerziell erhältlichen Alexandrit-Laser PAL101 der Fa. Light Age, aus dem auch die Treiberelektronik für die Blitzlampen entnommen wurde. Die maximale Pulsenergie, die diese Elektronik liefern kann, beträgt etwa 200 J und die maximale mittlere Leistung 4 kW. Damit ist die Repetitionsrate der Blitzlampen auf 20 Hz bei hohen Pulsenergien beschränkt.

Die Abb. (5.1) zeigt einen Querschnitt durch die Pumpkammer. Es werden zwei in Reihe geschaltete Xenon-Blitzlampen LC6790 von der Fa. ILC verwendet, die jeweils im äußeren Brennpunkt eines doppelt elliptischen Reflektors angeordnet sind. Die spezifizierte Lebensdauer der Blitzlampen beträgt $10^7 - 10^8$ Pulse. Im gemeinsamen Brennpunkt dieser Ellipsen befindet sich der Laserstab. Der Reflektor besitzt an der Außenseite eine Silberbeschichtung. Es handelt sich somit um eine *spekulare* Pumpkammer, die sehr effizient das von den Blitzlampen emittierte Licht in den Stab reflektiert. Um den Stab befindet sich eine mit Samarium dotierte Glasröhre. Die Dotierung dient zur Absorption von Pumplicht im fernen UV, das ansonsten die Pumpeffizienz verringern würde. Außerdem zirkuliert in dieser Röhre ein zwischen 20°C und 90°C regelbarer Wasserkreislauf, so daß über die Temperatur die Verstärkung dem Wellenlängenbereich angepaßt werden kann. Ein zweiter Wasserkreislauf, der innerhalb und außerhalb des Reflektors verläuft, sorgt in Verbindung mit einem Wärmetauscher für die notwendige Kühlung. Beide Kreisläufe

arbeiten mit bidestilliertem Wasser, um eine Absorption des Pumplichtes zu minimieren und die Lebensdauer des empfindlichen Reflektors zu erhöhen.

Es ist wichtig zu betrachten, welche Parameter entscheidenden Einfluß auf einen effizienten Laserbetrieb haben. Dazu benötigt man die Pumprate R_p , die sich ähnlich wie in Formel (4.1) berechnen läßt [91]:

$$R_p = \eta_p \frac{P_p(t)}{h \bar{\nu} V_A} \quad (5.2)$$

η_p ist die Pumpeffizienz, die sich aus drei Faktoren zusammensetzt. Diese sind die optische Effizienz η_o , mit der die elektrische Energie der Blitzlampen in Licht umgewandelt wird, die Effizienz der Pumpkammer η_{pk} , mit der das Licht in den Stab reflektiert wird, und die Absorptionseffizienz η_a , die ein Maß dafür ist, welcher Anteil des Lichtes im Stab zur Anregung der Ionen in das Laserniveau genutzt wird. Mit $P_p(t)$ wird die zeitabhängige Blitzlampenleistung und mit V_A das Volumen des Laserstabes bezeichnet. $\bar{\nu}$ ist die mittlere Frequenz der von der Blitzlampe emittierten Photonen gewichtet mit der Absorption des Alexandritstabes

$$\bar{\nu} = \frac{\int \phi_b(\nu) \nu [1 - \exp\{-N \sigma_a(\nu) d_b\}] d\nu}{\int \phi_b(\nu) [1 - \exp\{-N \sigma_a(\nu) d_b\}] d\nu} \quad (5.3)$$

wobei ϕ_b das Spektrum und d_b der Durchmesser der Blitzlampe ist. Als typischer Wert ergibt sich $\bar{\nu} \approx 6 \cdot 10^{14}$ Hz [134]. Dieses Resultat ist nahezu temperaturunabhängig. Nähert man den Blitzlampenpuls durch einen Rechteckpuls mit Zeitdauer t_b und Energie E_p an, so führt die Kombination der Gleichungen (3.19), (3.20), (3.21) und (5.2) auf die Blitzlampenenergie E_{sch} , die notwendig ist, um die Laserschwelle zu erreichen:

$$E_{sch} = \left[g \left(\frac{t_b}{\tau_f} \right) \right]^{-1} h \bar{\nu} \frac{V_A}{2^* L_k (\sigma_s - \sigma_{2a} + \sigma_a)} \frac{-\ln(1 - T_{as}) + \mathcal{V} + 2^* L_k \sigma_a N}{\eta_p} \quad (5.4)$$

Der Faktor 2^* drückt aus, ob es sich um einen Ringresonator oder einen linearen Resonator handelt. Bei einem Ring wird das aktive Medium bei jedem Umlauf einmal durchlaufen, und es gilt $2^* = 1$; dagegen ist bei einem linearen Resonator $2^* = 2$. T_{as} ist die Transmission des Auskoppelspiegels und \mathcal{V} der Verlust bei einem Resonatorumlauf ohne Absorption im Laserstab und ausschließlich des Verlustes am Auskoppelspiegel. Für die Querschnitte sind die entsprechenden Werte an der Laserwellenlänge einzusetzen.

Die Pulsenergie der Blitzlampen kann mit der Kapazität des in der Treiberelektronik verwendeten Kondensators von $50 \mu\text{F}$ zu

$$E_p = 25 \mu\text{F} U^2 \quad (5.5)$$

bestimmt werden. Die Spannung U läßt sich direkt am Gerät ablesen. t_b wurde mit einem Photodetektor gemessen und betrug etwa $200 \mu\text{s}$. Damit konnten die benötigten Schwellenenergien für die Wellenlängen 730 nm und 750 nm bei einer Temperatur von 60°C unter Verwendung der Daten aus [134, 174, 152, 151] errechnet und in Tab. (5.1) zusammengefaßt werden. Bei beiden Wellenlängen liegt die Schwelle für einen Ringresonator ungefähr

Tabelle 5.1: Die Schwellenenergien E_{sch} an den Blitzlampen zum Pumpen des Alexandrit-Lasers bei zwei Wellenlängen und einer Temperatur von 60°C .

Wellenlänge / nm	Resonatortyp	E_{sch} / J
730	linear	$41.0 \cdot [-\ln(1 - \mathcal{T}_{as}) + \mathcal{V} + 0.072] / \eta_p$
730	Ring	$82.0 \cdot [-\ln(1 - \mathcal{T}_{as}) + \mathcal{V} + 0.036] / \eta_p$
750	linear	$15.3 \cdot [-\ln(1 - \mathcal{T}_{as}) + \mathcal{V}] / \eta_p$
750	Ring	$30.6 \cdot [-\ln(1 - \mathcal{T}_{as}) + \mathcal{V}] / \eta_p$

einen Faktor 2 höher. Bei 730 nm macht sich schon die Grundzustandsabsorption im Laserstab bemerkbar, so daß höhere Dotierungen nicht empfehlenswert sind.

Ferner stellt man fest, daß nach Anpassung der optimalen Betriebstemperatur η_p ein wichtiger Parameter ist, der E_{sch} bestimmt. Er liegt je nach Qualität der Pumpkammer typischerweise zwischen 5 und 10 % [134, 40]. Werte, die darunter liegen, sind nicht tolerierbar, da die Blitzlampen dann die erforderliche E_{sch} nicht mehr erreichen können. Weiterhin muß \mathcal{V} durch eine sehr sorgfältige Wahl der Beschichtungen und eine Minimierung der Anzahl der optischen Komponenten gering gehalten werden. Schließlich darf der Auskoppelgrad insbesondere bei einem Ringresonator und bei 730 nm nicht zu groß gewählt werden. Z. B. folgt für einen Ringresonator $E_{sch} = 25 \text{ J} / \eta_p$ bei Verwendung der Werte $\mathcal{T}_{as} = 20\%$, $\mathcal{V} = 5\%$ und $\lambda = 730 \text{ nm}$. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit kein Versuch unternommen, die schwierige Messung von η_p durchzuführen, da ohnehin keine Alternative zu der Pumpkammer zur Verfügung stand. Da η_p für die verwendete Pumpkammer also unbekannt war, war es zu Beginn dieser Arbeit anhand dieser Abschätzung keineswegs klar, ob die Laserschwelle überhaupt für ein H_2O -DIAL-System bei Verwendung eines Ringresonators erreichbar war. Wird andererseits \mathcal{T}_{as} zu gering gewählt, so erreicht man schnell die Zerstörungsschwellen optischer Komponenten im Resonator. Hier waren experimentell die optimalen Werte für \mathcal{T}_{as} und E_p zu finden.

Neben dem Vorteil der hohen Effizienz besitzt eine spekulare Pumpkammer auch gewisse Nachteile. Durch die Reflexion des Lichtes in den Stab hinein kann der gepumpte Bereich von Puls zu Puls durch Turbulenzen im Kühlwasser und Energieschwankungen der Blitzlampen sowohl räumlich als auch in der Verstärkung fluktuieren. Dieser Effekt kann untersucht werden, indem ein Dauerstrichlaser durch die optische Achse des Stabes justiert und der Laserstrahl während des Blitzlampenpulses mit einem CCD-Array in einer Entfernung von einigen Metern hinter der Pumpkammer beobachtet wird. Mit dem zur Verfügung stehenden CCD-Array konnte in Echtzeit die Ablenkung des Laserstrahls bei jedem Puls mit einem Monitor und einem Computer untersucht werden. Gemessen wurde die Standardabweichung der Puls-zu-Puls-Strahlableitung in bezug auf die Mittelwertposition auf dem CCD-Array. Teilt man diese Standardabweichung durch den mittleren Strahlradius, so ist der resultierende Wert nahezu unabhängig von der Entfernung zum CCD-Array und kann als Strahlinstabilität oder *pointing instability* PI der Pumpkam-

mer definiert werden. Die PI nahm stark mit wachsendem E_p zu und betrug z. B. bei 150 J 50 %. Teilweise wichen Einzelschüsse mehr als doppelt so stark von diesem Wert ab, was schon mit bloßem Auge auf einem Schirm beobachtet werden konnte. Deshalb kann man davon ausgehen, daß die Stabilität des Lasers hauptsächlich von der PI der Pumpkammer abhängt. Um einen stabilen Betrieb zu ermöglichen, wurde angestrebt, einen möglichst geringen Wert für E_p – was auch die Lebensdauer der Blitzlampen erhöht – und eine kurze Resonatorlänge zu erhalten. Jedoch war insbesondere bei regenerativer Verstärkung hier ein Kompromiß anzustreben, da dieser Verstärker eine gewisse minimale Resonatorlänge erforderte (s. 5.5.2).

In Zukunft ist geplant, eine Pumpkammer mit einem diffusen Reflektor von der Fa. Big-Sky zu verwenden. Bei einem diffusen Reflektor ist eine wesentlich geringere PI und ein räumlich homogeneres Pumpen des Laserstabes zu erwarten. Außerdem ist der diffuse Reflektor wesentlich unempfindlicher und hat eine größere Lebensdauer, was für einen Routinebetrieb des Lasersystems von großer Wichtigkeit ist. Offensichtlich besitzt diese Pumpkammer auch die zum Erreichen der Laserschwelle hohe Effizienz [41]. Dieses wird experimentell überprüft werden.

5.3 Die thermische Linse

5.3.1 Theorie

Durch den Pumpprozeß entsteht eine Erwärmung des Alexandrit-Kristalls, die vor allem von zwei Faktoren bestimmt wird: zum einen von stoßinduzierten, strahlungslosen Übergängen der Ionen aus dem Pump- in das Laserniveau und zum anderen von der Quanteneffizienz der Fluoreszenz, die kleiner als eins ist. Die Wärme wird von dem Stab über die Seiten- und Endflächen an die Umgebung – in diesem Fall an das Kühlwasser – abgegeben. Nutzt man die Zylindersymmetrie der Pumpanordnung aus und nimmt an, daß der Kristall gleichmäßig an der Mantelfläche gekühlt wird und die Stabendflächen isoliert sind, so kann die resultierende Temperaturverteilung im Stab durch die Lösung der Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\rho_A c_p}{K_A(T)} \frac{dT}{dt} = \frac{d^2T}{dr^2} + \frac{dT}{r dr} + \frac{Q(r, t)}{K_A(T)} \quad (5.6)$$

errechnet werden [39]. ρ_A ist die Dichte, c_p die spezifische Wärmekapazität, Q die Wärmequellendichte und K_A der Wärmeleitkoeffizient des Stabes. Mit r wird der Abstand von der Stabmitte bezeichnet. Obwohl Q im allgemeinen eine zeitabhängige Funktion ist, was schon allein von der gepulsten Anregung durch die Blitzlampen herrührt, so kann man trotzdem zeigen, daß bei Repetitionsraten > 10 Hz eine Relaxation in einen quasi-stationären Gleichgewichtszustand stattfindet und der Pumpimpuls nur eine kleine Störung dieses Zustandes verursacht [76, 162]. Man kann also in erster Näherung ansetzen: $dT/dt = 0$. Wird ferner angenommen, daß der Stab homogen gepumpt wird, also Q konstant ist, und vernachlässigt man die Temperaturabhängigkeit von K_A , so kann die Gl. (5.6) integriert werden, wobei sich ein parabolisches Temperaturprofil ergibt [90].

Dieses verursacht wiederum ein Brechungsindexprofil $n_k(r)$, das durch folgende Formel beschrieben werden kann [90, 89]:

$$n_k(r) = n_{k,0} - c_1 \epsilon P_p r^2 =: n_{k,0} - \frac{2n_{k,0}}{b^2} r^2 \quad \text{mit} \quad c_1, b > 0. \quad (5.7)$$

Der Stab wirkt also wie ein Medium mit einem quadratischen Brechungsindexprofil, dessen Propagationsmatrix in Anh. A angegeben ist. c_1 setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der erste rührt von einer radialen Änderung des Brechungsindex durch das Temperaturprofil und der zweite von einer spannungsinduzierten Änderung des Brechungsindexellipsoides her. Damit ist c_1 polarisationsabhängig. ϵ drückt aus, daß die Erwärmung im allgemeinen proportional zur eingestrahlten Pumpleistung ist. Insbesondere bei Alexandrit kann aber ϵ durch die ESA selbst wieder von der Pumpenergie abhängen (s. u.). Zu dem Profil des Brechungsindex kommt noch eine Krümmung der Endflächen durch die thermische Ausdehnung des Stabes hinzu. Alle Effekte führen dazu, daß der Stab wie eine dicke Linse mit einer Brennweite f_t und zwei Hauptebenen h betrachtet werden kann, und man erhält [92, 86]

$$h \simeq \frac{L_k}{2n_k} \quad (5.8)$$

$$\text{und} \quad \frac{1}{f_t} \simeq c_2 \epsilon P_p = c_2 \epsilon \nu_b E_p. \quad (5.9)$$

Diese Näherungen gelten für $L_k \ll b$, was bei den aufgewendeten Pumpleistungen immer erfüllt ist [90]. Die Hauptebenen liegen immer im Stab mit dem Abstand h von den Endflächen, und die Brechkraft $1/f_t$ ist proportional zu P_p , falls ϵ konstant ist. c_2 ist wieder polarisationsabhängig; im folgenden muß aber nur die für die Lasertätigkeit wichtige Polarisationsrichtung entlang der b -Achse des Kristalls betrachtet werden. Mit ν_b wird die Repetitionsrate der Blitzlampen bezeichnet. Dadurch, daß das aktive Medium wie eine Linse wirkt, muß die thermisch induzierte Brennweite f_t genau gemessen und unbedingt bei der Bestimmung von Eigenmoden berücksichtigt werden. Nur dann kann ein Resonator mit stabiler TEM₀₀-Lasertätigkeit berechnet werden.

Ist Q nicht mehr konstant und wird die Temperaturabhängigkeit von K_A berücksichtigt, treten sphärische Aberrationen bei der Propagation durch den Stab auf, die sich durch Terme höherer Ordnung in r in Gleichung (5.7) bemerkbar machen [73]. Diese komplizierten Effekte wurden in dieser Arbeit nicht untersucht, sondern es wurde versucht, sie zu minimieren, indem zum einen möglichst niedrige Pumpleistungen aufgewendet wurden und zum anderen der Strahlradius der Eigenmode im Stab möglichst klein gewählt wurde.

5.3.2 Messungen

Den Aufbau zur Messung der quasi-stationären thermischen Linse zeigt die Abb. (5.2). Es wurde ein Diodenlaser (Spindler & Hoyer DS750) mit einer Wellenlänge von 750 nm benutzt. Mit einer Strahlaufweitung wurde die Divergenz des Laserstrahls reduziert und

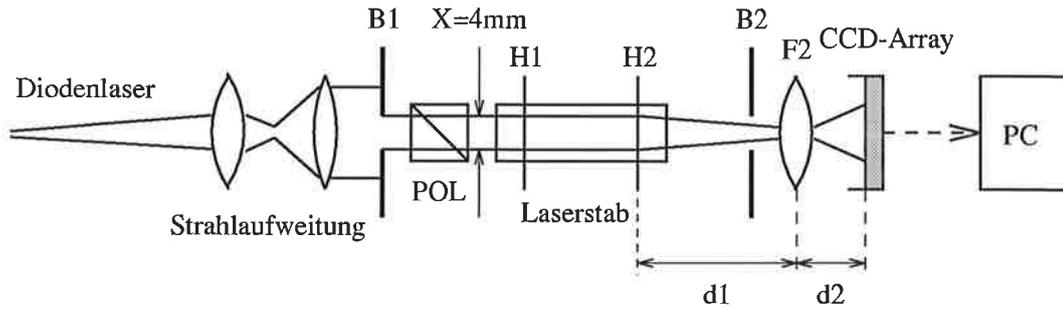


Abbildung 5.2: Der Aufbau für die Messung der quasi-stationären thermischen Linse. B1, B2: Blenden, POL: Polarisator, H1, H2: Hauptebenen der thermischen Linse, F2: Linse, PC: Computer.

zu etwa 0.01 mrad gemessen. Der Laserstrahl wurde mit einer Blende B1 auf einen Durchmesser von $X \approx 4$ mm gebracht, mit dem Polarisator POL parallel zur b-Achse polarisiert und entlang der optischen Achse durch den Alexandrit-Kristall justiert. Mit B1 wurde nur der Teil des Kristalls beleuchtet, der später auch bei der Lasertätigkeit genutzt wurde, und inhomogen angeregte Randbereiche ausgespart, die das Meßergebnis verfälschen könnten. Im Abstand d_1 von der zweiten Hauptebene H2 des Stabes mit der Brennweite f_t befand sich eine konvexe Linse F2 (Newport KPX085) mit der Brennweite $f_2 = 63.5$ mm. Im Abstand d_2 dahinter wurden mit einem CCD-Array jeweils die horizontalen und vertikalen Strahldurchmesser D_x und D_y aufgenommen und ausgewertet. Die Blende B2 hatte stets einen größeren Durchmesser als der Laserstrahl und diente lediglich zur Reduzierung des Fluoreszenz-Untergrundes. Mit F2 konnte die Abhängigkeit von $D_{x,y}$ in bezug auf eine Änderung von f_t wesentlich erhöht werden. Die Funktion $D_{x,y}(f_t)$ läßt sich aufgrund der geringen Divergenz des aufgeweiteten Strahls mit Hilfe der Formeln der geometrischen Optik errechnen. Diese stellen dann eine sehr gute Näherung dar, wenn der Fokus hinter F2 sich nicht zu nahe am CCD-Array befindet. Dieses wurde durch die Wahl von d_1 , d_2 und f_2 sichergestellt. Die Anwendung der Propagationsmatrizen aus Anh. A liefert:

$$D_{x,y} = \left[1 - \frac{d_2}{f_2} \right] X_{x,y} - \left[d_1 \left(1 - \frac{d_2}{f_2} \right) + d_2 \right] X_{x,y} \frac{1}{f_t} =: a_{x,y} - \frac{b_{x,y}}{f_t}. \quad (5.10)$$

Nach sorgfältiger Einstellung von $d_1 = 450(2)$ mm, $d_2 = 25(1)$ mm wurde bei zwei Repetitionsraten von 20 Hz und 25 Hz die Pulsenergie E_p variiert und in Abhängigkeit davon der Strahldurchmesser $D_{x,y}$ gemessen. Es wurde bei jeder Messung der verbliebene Fluoreszenz-Untergrund subtrahiert und als Strahldurchmesser der Wert festgelegt, bei dem die Intensität des Strahlprofils auf $1/e^2$ abgefallen war. Alle Werte wurden jeweils unabhängig voneinander in horizontaler und vertikaler Richtung gemessen, um einen eventuellen Astigmatismus der thermischen Linse zu bestimmen.

Daraufhin kann eine Anpassung an die Daten mit Hilfe der Gln. (5.9) und (5.10) erfolgen, wobei verschiedene Ansätze für ϵ untersucht wurden. Die beste Übereinstimmung ergab sich mit einer Sättigung von Q in der Form $\epsilon \propto \sqrt{E_p}$, die in [45] vorgeschlagen und bei dieser Messung bestätigt wurde. Im Gegensatz zu einem Nd:YAG-Kristall [90] ist also ϵ

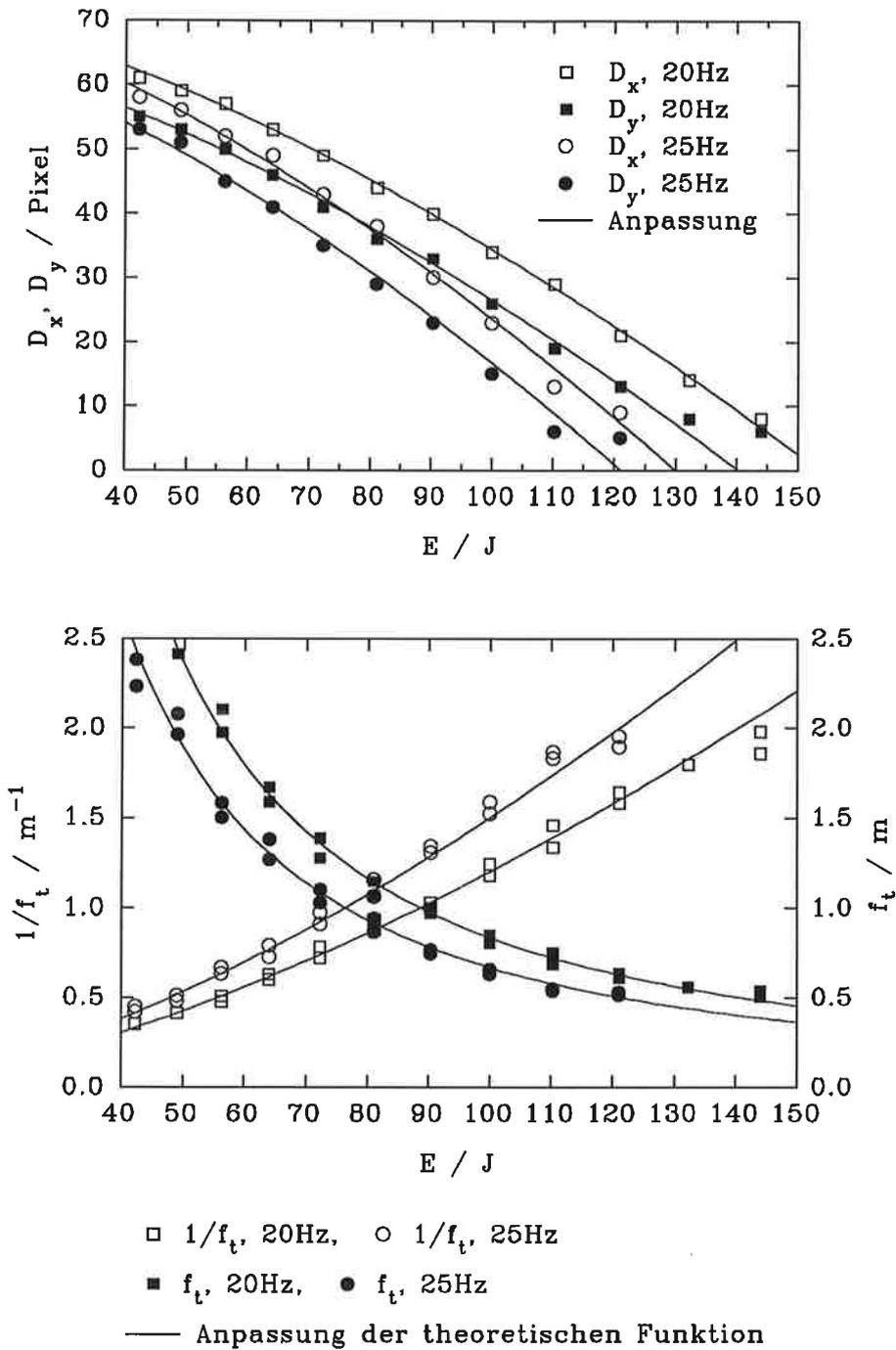


Abbildung 5.3: Der Verlauf von $D_{x,y}$, der Brechkraft und der Brennweite der thermischen Linse in Abhängigkeit von der Pulsenergie der Blitzlampen E_p .

bei Alexandrit keineswegs konstant. Wird dieser Ansatz in Gl. (5.10) unter Verwendung von (5.9) eingesetzt, ergibt sich

$$D_{x,y} = a_{x,y} - d_{x,y} \nu_b E_p^{1.5} . \quad (5.11)$$

Durch Vergleich dieser Formel mit Gl. (5.10) erhält man eine Beziehung für die Brechkraft der thermischen Linse:

$$\frac{1}{f_{t,x,y}} = \frac{d_{x,y}}{b_{x,y}} \nu_b E_p^{1.5} =: c_{x,y} \nu_b E_p^{1.5} . \quad (5.12)$$

Den Verlauf von $D_{x,y}$, $1/f_t$, f_t und die Anpassung der Daten an obige Funktionen in Abhängigkeit von E_p zeigt die Abb. (5.3). Die Abbildung demonstriert die gute Übereinstimmung der Messungen mit dem theoretischen Verlauf. Ferner zeigt sie nochmals, daß eine Kenntnis des Verlaufes von f_t wegen der starken Abhängigkeit von E_p unbedingt erforderlich ist, um die Resonatoreigenschaften zu bestimmen.

Die Strahldurchmesser weichen in x- und y-Richtung voneinander ab, was aber schon bei $E_p = 0$ durch eine leichte Strahldeformation der Fall war, so daß damit noch kein Hinweis auf einen Astigmatismus vorlag. Letzteren erhält man durch Bestimmung von c_x bzw. c_y . Nach einer Fehlerrechnung folgt $c_x = 5.5(2) \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1} \text{ s J}^{-1.5}$ und $c_y = 6.0(2) \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1} \text{ s J}^{-1.5}$. Es liegt also ein leichter Astigmatismus vor, der aber so gering ist, daß er im folgenden vernachlässigt wurde. Als Abschätzung wurde für die weiteren Berechnungen der Mittelwert von $c_{x,y}$ benutzt, so daß sich für die Brennweite der thermischen Linse

$$f_t \simeq 1.74 \cdot 10^4 \nu_b^{-1} E_p^{-1.5} \text{ s}^{-1} \text{ J}^{1.5} \text{ m} \quad (5.13)$$

$$\text{oder } f_t \simeq 0.55 \sqrt{\nu_b} P_p^{-1.5} \text{ s}^{0.5} \text{ kW}^{1.5} \text{ m}, \quad P_p \text{ in kW}, \quad (5.14)$$

ergibt.

Nach dieser Untersuchung wurde die Abweichung der thermischen Linse vom quasi-stationären Verhalten während des Blitzlampenpulses gemessen. In der Literatur kann man hauptsächlich zwei Meßmethoden finden [76, 75]. Der Aufbau, der hier verwendet wurde, wird in Abb. (5.4) dargestellt und verwendet den Ansatz aus [76]. Dazu wurde im gleichen Abstand $d_1 = 0.45 \text{ m}$ von der zweiten Hauptebene eine Lochblende B3 mit einem Radius von $R_B = 0.54 \text{ mm}$ eingebracht, dahinter ein Photodetektor PD justiert und dessen Signal mit einem Oszilloskop SO aufgenommen. Mit dem Radius des Laserstrahls im Stab von $R_l = X/2 \simeq 2 \text{ mm}$ beträgt der Radius nach Fokussierung durch die thermische Linse an der Stelle von B3

$$R_{d_1} = R_l \frac{f_t - d_1}{f_t}, \quad (5.15)$$

wobei wieder die Gültigkeit der geometrischen Optik ausgenutzt wurde. Der Photodetektor, dessen Detektorfläche stets größer als der maximale Strahldurchmesser war, maß also die Spannung

$$U_m(t) = U_{l,m} + U_{u,m} = a I_l(t) \left(\frac{f_t(t)}{f_t(t) - d_1} \right)^2 \pi R_B^2 + U_{u,m} \quad (5.16)$$

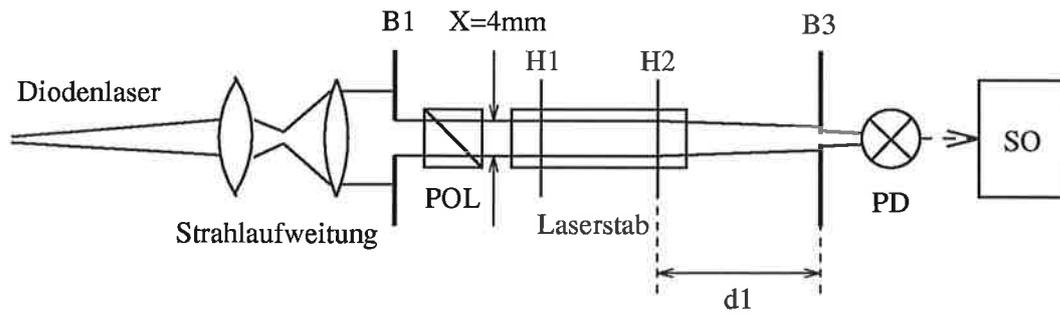


Abbildung 5.4: Der Aufbau für die Messung der zeitabhängigen thermischen Linse. B3: Blende mit Durchmesser von etwa 0.54 mm, PD: Photodetektor, SO: Speicheroszilloskop, für die anderen Abkürzungen s. Abb. (5.2).

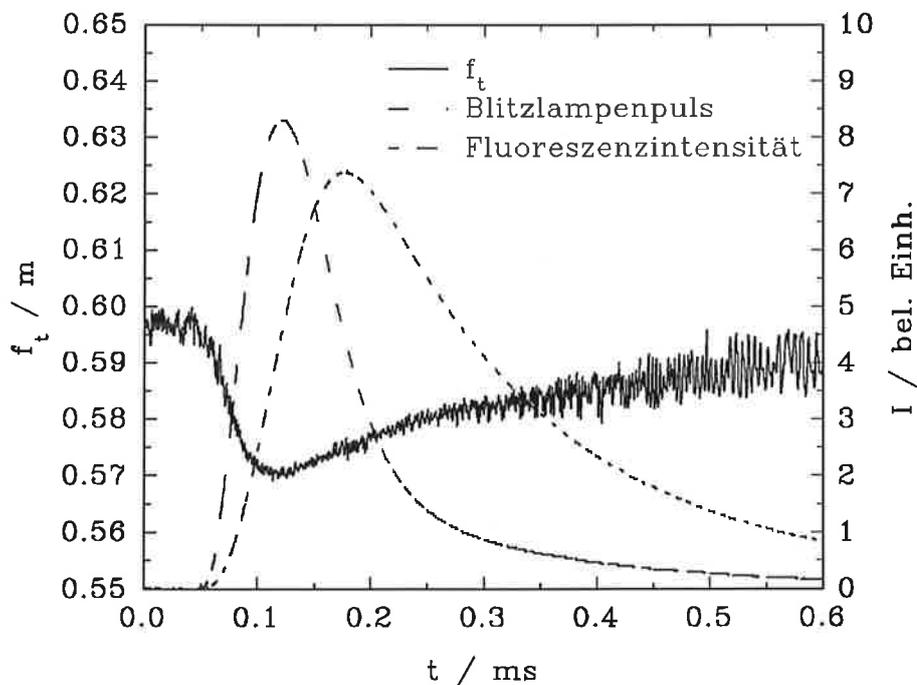


Abbildung 5.5: Der Verlauf von f_t und der Fluoreszenz während des Blitzlampenpulses.

unter der Bedingung $R_B < R_{d_1}$, die stets erfüllt war. Dabei drückt der Index m aus, daß mit Blende gemessen wurde, der Index l bezieht sich auf die Laserleistung und u auf den Fluoreszenzuntergrund. a beinhaltet die Verstärkung und die Effizienz des Detektors, und mit I_l wird die einfallende Intensität des Laserstrahls bezeichnet. Um eine Zeitabhängigkeit von I_l zu eliminieren, wurde bei geöffneter Blende bzw. $R_B \gg R_{d_1}$, was mit dem Index o angegeben wird, nochmals die Spannung

$$U_o(t) = U_{l,o} + U_{u,o} = a I_l(t) \pi R_l^2 + U_{u,o} \quad (5.17)$$

gemessen. Die Spannungen $U_{u,m}$ bzw. $U_{u,o}$ konnten durch Abblenden des Lasers ebenfalls bestimmt werden, und die Kombination der Gleichungen ergibt

$$\mathcal{P}(t) := \sqrt{\frac{U_m - U_{u,m}}{U_o - U_{u,o}}} = \frac{f_t(t)}{f_t(t) - d_1} \frac{R_B}{R_l} \approx \frac{f_t(t)}{f_t(t) - d_1} \cdot 0.135$$

$$\text{oder} \quad f_t(t) = \frac{d_1 \mathcal{P}(t)}{\mathcal{P}(t) - 0.135} \quad (5.18)$$

Anhand von Formel (5.18) sieht man, daß mit dieser Methode sogar eine Absolutbestimmung von f_t möglich ist. Das Einsetzen von Daten, die bei $\nu_b = 25$ Hz, $E_p = 110.25$ J und einer Mittelung über 20 Pulse gemessen wurden, lieferte einen Verlauf von $f_t(t)$, der in Abb. (5.5) dargestellt ist. Zusätzlich gezeigt sind der Blitzlampenpuls und die Fluoreszenz des Stabes. Den Zeitnullpunkt lieferte der Triggerpuls, der zum Starten der Blitzlampen verwendet wurde.

Man stellt fest, daß tatsächlich eine Änderung von f_t stattfindet, die der Blitzlampenintensität folgt und nach etwa 1 ms abgeklungen ist. Zum Zeitpunkt des Startens des Lasers, der typischerweise am Maximum der Fluoreszenz stattfindet, ist f_t ca. 25 mm kleiner als der quasi-stationäre Wert. Will man also den Laser bei einem bestimmten f_t betreiben, muß mit Gl. (5.13) oder (5.14) entweder ein etwa 25 mm größerer quasi-stationärer Wert errechnet oder während des Laserbetriebes f_t durch Variation von E_p und ν_b optimiert werden, um diesen Effekt zu berücksichtigen.

Weiterhin liest man aus Abb. (5.5) einen quasi-stationären Wert von 0.597 m ab. Wendet man die Gl. (5.13) mit den oben angegebenen Daten an, so erhält man $f_t = 0.601$ m. Somit bestätigt diese Messung die gute Genauigkeit der ermittelten Formeln für f_t .

Die Untersuchung der thermischen Linse ergab, daß bei großen Verstärkungen f_t etwa 0.5 m beträgt. Bei kürzeren Brennweiten und höheren Pumpenergien wurde die Strahlstabilität der Pumpkammer drastisch größer (s. 5.2), so daß bei den folgenden Eigenmodenberechnungen stabile Lösungen im Bereich von $0.5 \text{ m} < f_t < 0.6 \text{ m}$ gesucht wurden.

5.4 Berechnung des Resonators für den Alexandrit-Laser

Nach diesen Vorbereitungen konnte untersucht werden, welche Resonatoren für den regenerativen Verstärker bzw. für injection seeding geeignet sind.

Es werden von vornherein nur Eigenmoden ohne Foki im Resonator betrachtet, um die Gefahr der Zerstörung von Optiken zu minimieren. Der Strahlradius ω_0 im Stab wird möglichst groß gewählt, um den Stab selbst als Modenblende zu verwenden und TEM₀₀-Lasertätigkeit ohne die Verwendung einer zusätzlichen Apertur zu erhalten. Damit wird die Gefahr einer Zerstörung des wertvollen Kristalles durch das Auftreten von transversalen Moden höherer Ordnung oder durch zu hohe Pulsintensitäten wesentlich reduziert.

Verwendet wird die Methode der Berechnung von Eigenmoden, die in 3.2 vorgestellt wurde. Nach Berechnung der ABCD-Matrix für einen Resonatorumlauf läßt sich der Strahlradius der Eigenmode ω_0 im Stab in Abhängigkeit von den geometrischen Abmessungen, den Brennweiten der Resonatorspiegel und der thermischen Linse errechnen. Die Stabilität der Verstärkung im Resonator hängt hauptsächlich von der Änderung von ω_0 bei einer Fluktuation von f_t ab, die sich durch Energieschwankungen der Blitzlampen von Puls zu Puls ändern kann. Für den sogenannten *dynamisch stabilen Zustand* [104] muß also gelten:

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial f_t} = 0. \quad (5.19)$$

Diese Bedingung definiert den optimalen Arbeitspunkt für den Betrieb des Alexandrit-Lasers bei der Verwendung eines bestimmten Resonators.

Untersucht man den Verlauf von $\omega_0(f_t)$, so stellt man fest, daß ω_0 am Arbeitspunkt stets ein Minimum annimmt und dann in beiden Richtungen gegen unendlich geht. An den beiden Stellen mit $\omega_0(f_{t,min}) = \omega_0(f_{t,max}) = \infty$ wird der Resonator instabil, so daß sich die Differenz $f_{t,max} - f_{t,min} =: \Delta f_t$ als eine wichtige Größe zur Beschreibung der Stabilität der Lasertätigkeit in der TEM₀₀-Eigenmode einführen läßt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl lineare als auch Ringresonatoren untersucht. Auf die Berechnung linearer Resonatoren wird nicht weiter eingegangen (s. [107, 108, 95]), da ein Ring sowohl für die Untersuchung des regenerativen Verstärkers als auch für injection seeding geeignet ist (s. 3.3.3). Weitere Vorteile des Ringresonators werden unten ausgeführt.

Die Abb. (5.6) zeigt den zugrundeliegenden Resonatortyp. Er besteht lediglich aus dem Laserstab mit der Brennweite f_t und einer konkaven Linse F mit der Brennweite f . Die optische Weglänge zwischen der Hauptebene H2 und F wird mit l_1 und die optische Weglänge zwischen F und H1 mit l_2 bezeichnet. Die Linse F ist zur Aufweitung des Strahls bzw. zur Erhöhung der Strahlradien an den optischen Komponenten notwendig. Als Referenzebene wurde H1 gewählt. Der Strahlradius im Stab wird wieder mit ω_0 , der auf der Linse mit ω_F und die optische Weglänge für einen Umlauf im Resonator mit $L^* = l_1 + l_2$ bezeichnet.

Interessanterweise war dieser Resonatortyp zu Beginn dieser Arbeit in der Literatur noch nicht analysiert worden. Dieses kann mit der Propagationsmatrix durchgeführt werden,

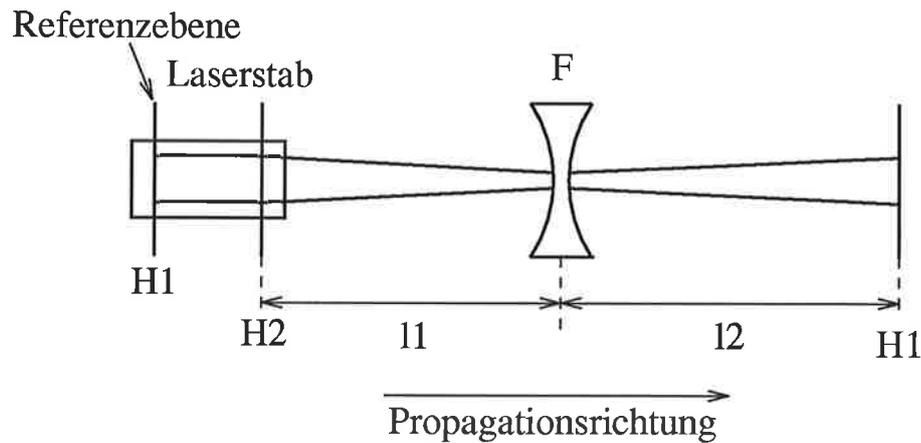


Abbildung 5.6: Aufbau eines Ringresonators. H1, H2: Hauptebenen, F: Aufweitungslinse.

die lautet:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{l_2}{f}\right) \left(1 - \frac{l_1}{f_t}\right) - \frac{l_2}{f_t} & l_1 \left(1 - \frac{l_2}{f}\right) + l_2 \\ -\frac{1}{f} \left(1 - \frac{l_1}{f_t}\right) - \frac{1}{f_t} & 1 - \frac{l_1}{f} \end{pmatrix}. \quad (5.20)$$

Die Anwendung der Formeln (3.13) und (5.19) liefert die Bedingung $A + D = 0$ und damit folgenden Satz von Gleichungen:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \left[L^* - \frac{l_1(L^* - l_1)}{f} \right] \quad (5.21)$$

$$f = \frac{L^*}{2 - \frac{\omega_0^2 \pi}{\lambda f_t}} \quad (5.22)$$

$$l_1 = \frac{L^*}{2} \pm \sqrt{\frac{(L^*)^2}{4} + f \left(\frac{\omega_0^2 \pi}{\lambda} - L^* \right)} \quad (5.23)$$

$$\omega_F = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \sqrt{(L^*)^2 + 2f \left(\frac{\omega_0^2 \pi}{\lambda} - L^* \right)} \quad (5.24)$$

$$\Delta f_t = \frac{\frac{4\omega_0^2 \pi}{\lambda}}{\left(\frac{\omega_0^2 \pi}{\lambda f_t} \right)^2 - 4} \approx \frac{4\lambda}{\pi} \left(\frac{f_t}{\omega_0} \right)^2. \quad (5.25)$$

Der Vorzeichenwechsel in Gl. (5.23) bringt keine neue Lösung, sondern entspricht nur einer Vertauschung des Stabes mit der Linse bzw. einem Wechsel der Propagationsrichtung.

Ein Vergleich von Formel (5.25) mit den Resultaten für einen linearen Resonator [107, 108] zeigt einen großen Vorteil des Ringes auf. Er besitzt einen nahezu doppelt so großen Stabilitätsbereich bei gleicher funktionaler Abhängigkeit von ω_0 und f_t . ω_F nimmt bei einer Verkürzung des Resonators nahezu proportional zu L^* bzw. bei einer Erhöhung von ω_0 ungekehrt proportional zu ω_0 ab. Das erklärt sich in beiden Fällen durch die Vergrößerung der Divergenz der Eigenmode.

Damit ergeben sich die Design-Kriterien für die gesuchten Resonatoren: Beim regenerativen Verstärker sollte L^* möglichst groß, der Resonator aber auch noch justierbar sein. Hier wurde die minimal notwendige Länge von $L^* \approx 3.3$ m angesetzt (s. 5.5.2). ω_0 sollte dagegen möglichst klein sein. Die untere Grenze für ω_0 wird durch die Anforderungen an die Pulsenergie von 50 mJ (s. Tab. (2.1)) und die Zerstörschwelle des Stabes von 1 GW/cm^2 vorgegeben. Setzt man $\omega_0 \geq 1$ mm an und läßt eine Energie von 50 mJ bei einer Pulsdauer des regenerativen Verstärkers von $t_p = 6$ ns im Resonator zirkulieren, so resultiert eine Intensität von $E_l/(t_p \pi \omega_0^2) \approx 300 \text{ MW}$ am Kristall. Dieser Wert liegt einen Faktor 3 unter der Zerstörschwelle und läßt sich noch tolerieren. Die obere Grenze für ω_0 wird durch Beugungsverluste im Stab limitiert. Folgt man einer Abschätzung aus [68], so sollte $1.2\omega_0 < r_k$ gelten, wobei r_k der Radius des Kristalls ist. Die günstigste Wahl lautet also $\omega_0 \approx 1$ mm. f bzw. ω_F variieren nunmehr schwach in Abhängigkeit von f_t . Für $0.5 \text{ m} < f_t < 0.6 \text{ m}$ erhält man einen Wertebereich von $-0.64 \text{ m} < f < -0.38 \text{ m}$, so daß eine vorhandene anti-reflexbeschichtete Quarzlinse mit $f = -0.552$ m (Spindler & Hoyer), die für Intensitäten $\leq 2 \text{ GW/cm}^2$ geeignet ist, verwendet werden konnte. Die Abb. (5.7) oberes Bild zeigt die resultierende Eigenmode, die einen minimalen Strahlradius von etwa 0.6 mm und einen über 250 mm großen Stabilitätsbereich besitzt.

Für injection seeding kann L^* verkürzt werden, da die Intensität an den Optiken aufgrund der längeren Pulsdauer geringer ist. Den kleinsten erlaubten Strahlradius kann man folgendermaßen abschätzen: Bei einem Auskoppelspiegel, der maximal eine Reflektivität von $\mathcal{R} = 80\%$ besitzen sollte, und einer Pulsenergie von 100 mJ zirkuliert eine Energie von 500 mJ im Resonator. Bei einer typischen Pulsdauer von 100 ns bleibt man dann unter der Zerstörschwelle der Optiken von 1 GW/cm^2 , falls der Strahlradius $\omega > 0.4$ mm ist. Da die Stabilität der Lasertätigkeit bei gleichem ω_0 zunimmt, wenn L^* verkürzt wird, ist eine Kompromißlösung für L^* in der Hinsicht zu finden, daß die Strahlradien auf den Optiken eine Intensität verursachen, die noch deutlich unter den Zerstörschwellen liegt. Die Abb. (5.7) zeigt zwei Eigenmoden, die diese Bedingungen erfüllen. Man erkennt die Abnahme der Strahlradien im Resonator bei Reduzierung der Resonatorlänge und die Zunahme des Stabilitätsbereiches, der in beiden Fällen über 300 mm groß ist. Für die Analyse des Ringresonators wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm entwickelt, das je nach Anwendung die optimale Eigenmode, ihren Stabilitätsbereich und die Strahlpropagation im Resonator errechnet.

Es kann festgehalten werden, daß ein Ringresonator bei gleichem ω_0 und f_t einen doppelt so großen Stabilitätsbereich wie der lineare Resonator hat. Ferner ergibt die Analyse der zugehörigen Eigenmoden, daß die Minima der Strahlradien im Resonator in beiden Fällen vergleichbar sind, so daß für regenerative Verstärkung der Ring dem linearen Re-

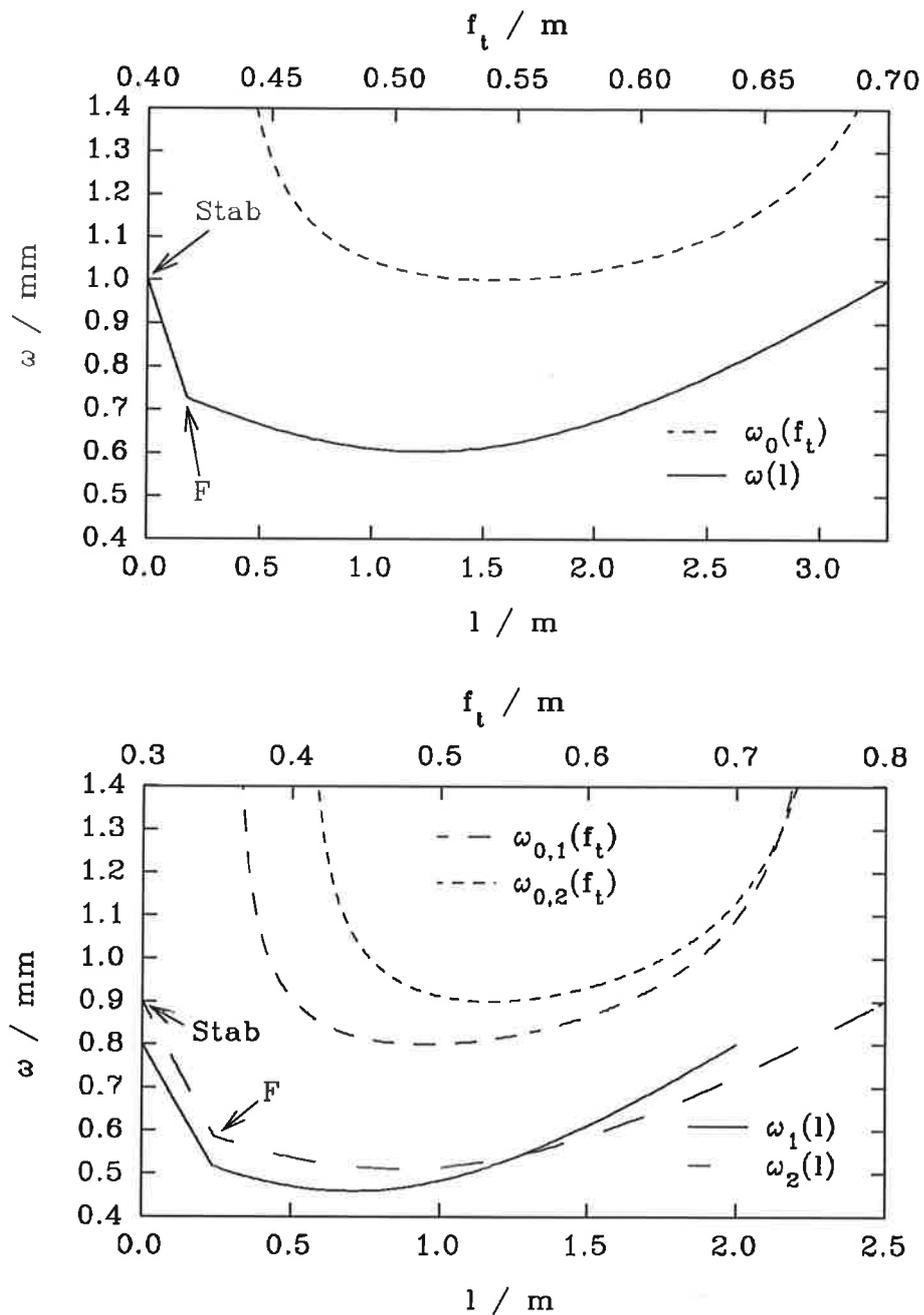


Abbildung 5.7: Die Strahlpropagation $\omega(l)$ von Eigenmoden im Ringresonator und der entsprechende Strahlradius $\omega_0(f_t)$. l ist der Abstand von der Referenzebene H1.

Obere Abb.: eine Eigenmode für den regenerativen Verstärker mit $L^* = 3.3 \text{ m}$, $f_t = 0.54 \text{ m}$, $l_1 = 0.18 \text{ m}$ und $f = -0.55 \text{ m}$.

Untere Abb.: zwei für injection seeding geeignete Eigenmoden. Für die Mode mit $\omega_1(l)$ und $\omega_{0,1}(f_t)$ gilt $L^* = 2.0 \text{ m}$, $f_t = 0.49 \text{ m}$, $l_1 = 0.24 \text{ m}$ und $f = -0.55 \text{ m}$. Bei der Mode mit $\omega_2(l)$ und $\omega_{0,2}(f_t)$ wurde $L^* = 2.5 \text{ m}$, $f_t = 0.532 \text{ m}$, $l_1 = 0.24 \text{ m}$ und $f = -0.55 \text{ m}$ gewählt.

sonator vorzuziehen ist. Für injection seeding kommt ohnehin nur ein Ring in Frage. Auch in diesem Fall konnten geeignete Lösungen bei verkürzter Resonatorlänge gefunden werden. Nach den Berechnungen darf $L^* \geq 2$ m gewählt werden, ohne daß Zerstörungen der Optiken bei bis zu 50 mJ Pulsenergie befürchtet werden müssen.

5.5 Erste Untersuchung eines Alexandrit-Ringlasers

Die ersten Versuche zur Entwicklung des neuen Lasersystems wurden mit einem linearen Resonator durchgeführt. Im freilaufenden Betrieb wurde eine zufriedenstellende Lasertätigkeit mit Pulsenergien bis zu 100 mJ bei 730 nm und Pulsdauern von etwa 100 ns erzielt. Mit diesem Laser konnten erste LIDAR-Messungen und Untersuchungen eines neuen Detektorsystems durchgeführt werden [100, 101]. Nicht erfolgreich war dagegen der Betrieb des regenerativen Verstärkers. Es traten Rückreflexe des eingekoppelten Pulses an optischen Komponenten auf, die eine Verlängerung des Pulses und Interferenzen dieser Pulse miteinander verursachten, also einen Effekt, der gerade verhindert werden sollte. Dieses Problem wurde schon in [121] geschildert und kann nur vermieden werden, wenn alle optische Komponenten im linearen Resonator starke Keilwinkel besitzen.

Durch Einsetzen einer optischen Diode kann aber in einem Ring unidirektionale Lasertätigkeit erzielt werden. Damit treten bei regenerativer Verstärkung keine Rückreflexe auf, und bei injection seeding wird das räumliche Lochbrennen verhindert. Dieses ist ein weiterer großer Vorteil des Ringresonators neben der in 5.4 beschriebenen Entdeckung, daß er einen doppelt so großen Stabilitätsbereich wie der lineare Resonator besitzt.

Der Ringlaser wurde mit dem Aufbau, der in Abb. (5.8) dargestellt ist, untersucht. Die Strahlpropagation der Eigenmode wird in Abb. (5.7) oberes Bild gezeigt. Die Resonatorlänge betrug 3.3 m, so daß mit diesem Aufbau der freilaufende Laser, regenerative Verstärkung und injection seeding analysiert werden konnten. Durch die Wahl eines x-förmigen Ringresonators ließ sich der gesamte Aufbau auf einer Platte mit den kompakten Maßen von 0.6 m \times 1.2 m unterbringen. Als Plattenmaterial wurde Super-Invar gewählt, um eine gute passive Stabilität zu erzielen.

Die horizontale Achse des Polarisators POL1 und die b-Achse des Laserstabes waren parallel zur Zeichenebene justiert. Sie stellte also gleichzeitig die Polarisationsrichtung des Lasers dar. Die Linse L diente zur Erhöhung der Strahlradien der Eigenmode auf den optischen Elementen. Der doppelbrechende Filter DBF, der aus fünf Quarzplatten besteht, war notwendig, um den Laser auf Wellenlängen um 730 nm an die Flanke der Verstärkungskurve abstimmen zu können. Die optische Diode OD besteht aus einem 45°-Faraday-Rotator (Gsänger FR500/780) für hohe Energiedichten in Verbindung mit einer $\lambda/2$ -Platte. Der Güteschalter war die Pockelszelle PZ (Medox 700-KDP), die so justiert wurde, daß sie eine statische Polarisationsdrehung von 90° verursachte. Als Resonatorspiegel wurden drei hochreflektierende Spiegel S1-S3 mit einer Reflektivität $\mathcal{R} = 99.9\%$ von 720-780 nm und ein Auskoppelspiegel AS mit $T_{as} = 20\%$ bei gleicher Bandbreite verwendet.

Die Lasertätigkeit kann man sich anhand der skizzierten Polarisationsdrehungen verdeutlichen. Nach dem Pumpen des Kristalls durch den Blitzlampenpuls kann eine Verstärkung

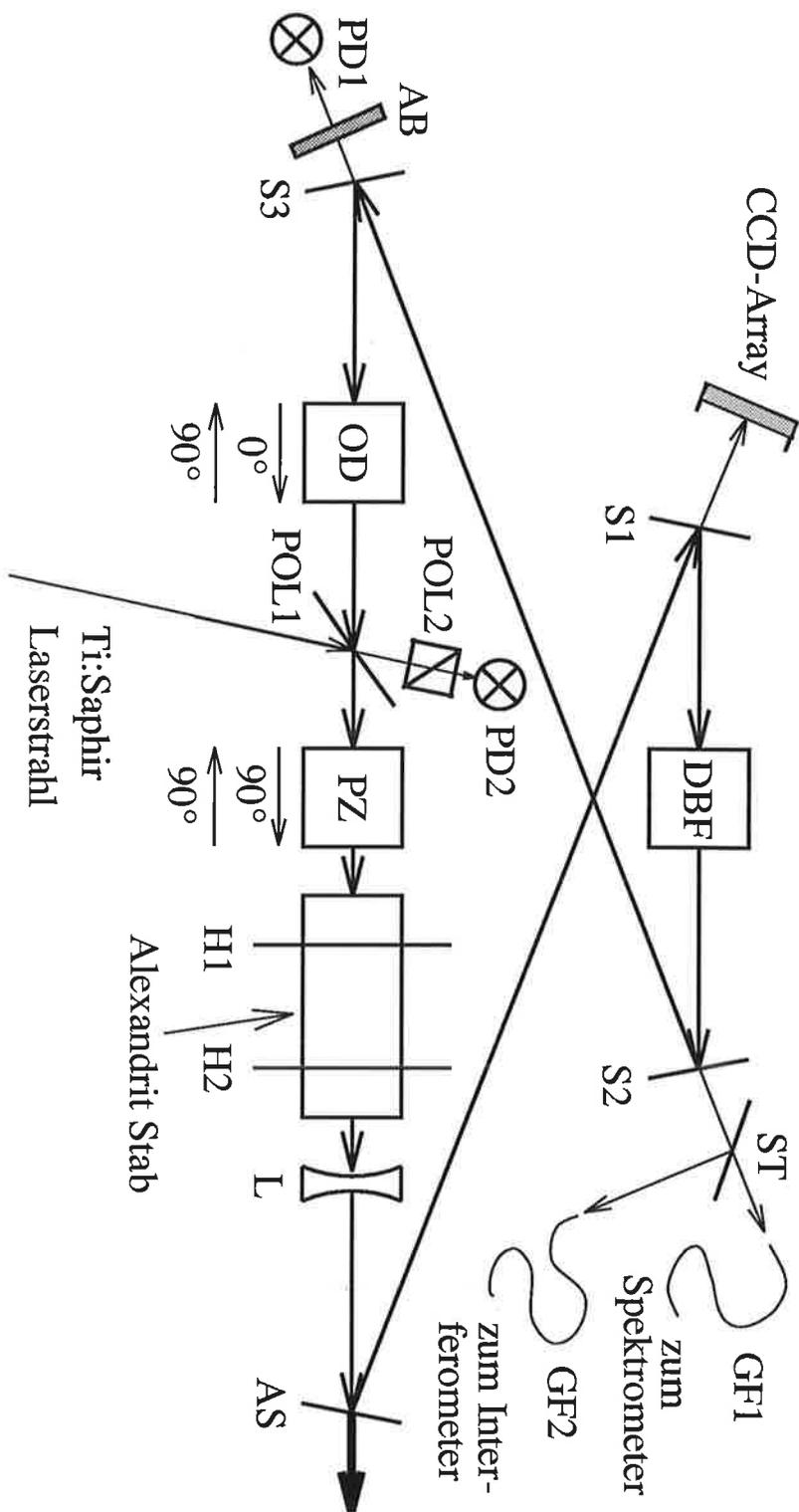


Abbildung 5.8: Der Aufbau zur Untersuchung des Alexandrit-Ringlasers.

POL1: Dünnschichtpolarisator, PZ: Pockelszelle, H1, H2: Hauptebenen, L: konkave Linse, AS: Auskoppelspiegel, S1, S2, S3: hochreflektierende Spiegel, DBF: doppelbrechender Filter, OD: optische Diode, ST: Strahlteiler, GF1, GF2: Multimode-Glasfasern, AB: Abschwächer, PD1: schneller Photodetektor, POL2: Polarisator, PD2: Photodetektor. Es werden die von PZ und OD verursachten statischen Drehungen der Polarisationsrichtung skizziert. Die Abmessungen des gesamten Aufbaus betragen 0.6 m × 1.2 m.

noch nicht stattfinden, da die PZ in beiden Richtungen die Polarisationsrichtung des umlaufenden elektrischen Feldes um 90° dreht und damit am POL1 zu hohe Verluste auftreten. Nach Anlegen der $\lambda/2$ -Spannung an die PZ, was mit einer Anstiegszeit t_s von etwa 5 ns geschieht, ist nunmehr die Drehung 0° . In Rückwärtsrichtung verursacht die OD jedoch wieder eine 90° Drehung, so daß sich nur in Vorwärtsrichtung ein Laserpuls aufbauen kann.

Über den POL1 erfolgte die Einkopplung des senkrecht polarisierten Ti:Saphir-Lasers. Nach der Reflexion am POL1 wurde durch die statische Drehung der PZ die Polarisation des Ti:Saphir-Lasers in die horizontale Ebene gebracht, so daß nun eine Verstärkung stattfinden konnte.

Um feststellen zu können, ob und wann der Laser die umfangreichen Spezifikationen gem. Tab (2.1) erfüllt, wurden mehrere Analysegeräte gleichzeitig betrieben. Dazu wurde die Resttransmission der Laserpulse durch S1-S3 genutzt. Hinter S1 befand sich in etwa 2 m Abstand ein CCD-Array, das zur Justierung des Ringlasers und zur Messung des Strahlprofils verwendet wurde. Hinter S2 wurde der Laserpuls unter Verwendung eines Strahlteilers in zwei Multimode-Glasfasern GF1 und GF2 eingekoppelt und das Licht zur Analyse in einen Gitterspektrographen und das in 4.4 vorgestellte hochauflösende Interferometer geschickt. Damit konnte zum einen die Wellenlänge des Lasers bestimmt und, da der eingekoppelte Ti:Saphir-Laser auch im Spektrographen sichtbar war, der Alexandrit-Laser auf den Ti:Saphir-Laser durch Drehung vom DBF abgestimmt werden. Zum anderen konnte mit dem Interferometer, das mit einem weiteren CCD-Array (Beamview Strahlanalysesystem von Coherent) und einem Monitor verbunden war, die Bandbreite jedes Einzelpulses analysiert werden. Schließlich wurden hinter S3 mit einem schnellen Photodetektor PD1 (Anstiegszeit 1 ns, Thorlabs Det2-SI) die Pulsdauer und -form gemessen. Auf die Bedeutung des Polarisators POL2 und des Photodektors PD2 (Thorlabs PDA 150/M) wird in 5.6.3 eingegangen.

Um eine effiziente Einkopplung des Ti:Saphir-Laserstrahls über den POL1 zu erreichen, müssen die Eigenmoden des Ti:Saphir- und des Alexandrit-Lasers im Alexandrit-Resonator aneinander angepaßt werden, was als *modematching* bezeichnet wird. Dieses kann durch die Transformation des Ti:Saphir-Laserstrahls durch eine Linsenkombination immer erreicht werden. Eine Analyse der Strahlpropagation der Eigenmoden ergab aber, daß auf die Linsenkombination verzichtet werden konnte, wenn der POL1 sich an der in Abb. (5.8) gezeigten Position befand und die Strahltaile des Ti:Saphir-Lasers einen Abstand von etwa 2.0 m vom POL1 besaß. In diesem Fall betrug der Einkoppelverlust weniger als 10 %. Auf das Verfahren zur Berechnung des Einkoppelverlustes wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen, da es in [121] ausführlich dargestellt wurde. Bei einer Modifikation des in Abb. (5.8) gezeigten Aufbaus muß darauf geachtet werden, daß die gute Strahlanpassung der Eigenmoden erhalten bleibt (s. 5.6).

5.5.1 Der freilaufende Laser

Der Güteschalter wurde mit einer zeitlichen Verzögerung von etwa $160 \mu\text{s}$ nach dem Zünden der Blitzlampen auf dem Maximum der Fluoreszenz gestartet. Zu diesem Zeit-

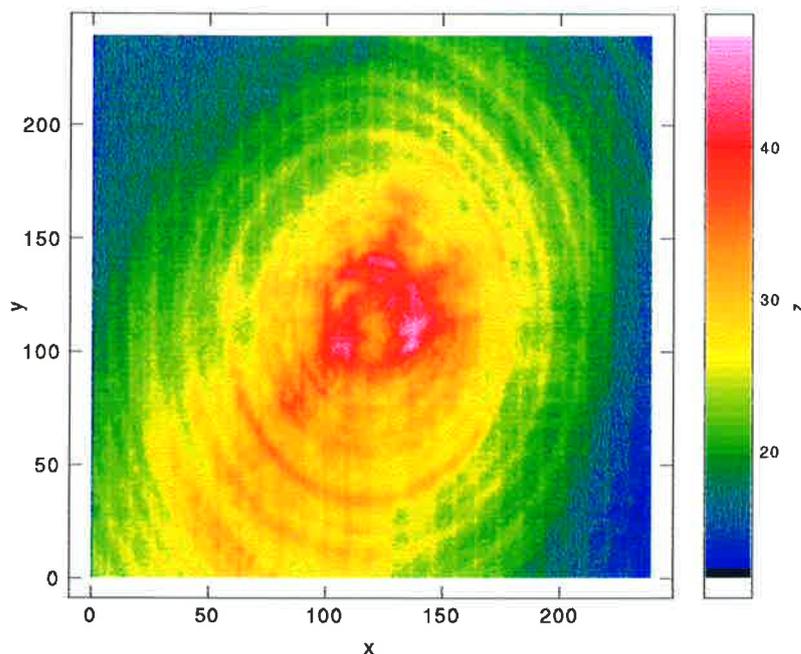


Abbildung 5.9: Das Spektrum des freilaufenden Alexandrit-Ringlasers gemessen mit dem hochauflösenden Fabry-Perot-Interferometer.

punkt, der wieder mit t_0 bezeichnet wird (s. 3.3.2), ist die Verstärkung am größten, da die Fluoreszenzintensität direkt proportional zur Besetzungsinversion ist.

Bei Verwendung eines neuen Reflektors für die Pumpkammer und optimaler Justierung hatte E_{sch} einen Wert von etwa 132 J bei einer Wellenlänge von 730 nm. Vergleicht man diesen Wert mit Tab. (5.1), so ist das eine überraschend niedrige Schwellenenergie und deutet darauf hin, daß zumindest einer der in der Literatur veröffentlichten Querschnitte σ_s , σ_a oder σ_{2a} fehlerhaft ist.

Für den Betrieb des Lasersystems ist dieses aber ein günstiger Umstand, und es konnte ein stabiler Laserbetrieb bei einer Pumpenergie von $E_p = 145$ J und $\nu_b = 17.5$ Hz erreicht werden. Dieses stimmt gut mit den theoretischen Erwartungen überein, da die Formel (5.13) einen Wert von $f_t = 0.57$ m liefert, der durch den Blitzlampenpuls um etwa 30 mm bei t_0 reduziert wird. Die Pulsenergie wurde mit einem Energiemeßgerät (Polytec PJ-7620) gemessen und betrug 20 mJ bei einer Standardabweichung von 10 %. Die Pulsaufbauzeit t_a und die Pulsdauer hatten Werte von $1.8 \mu\text{s}$ bzw. 150 ns. Der Laser konnte zwischen 720–730 nm abgestimmt werden, was durch die Beschichtung des POL1 limitiert wurde. Die FWHM des Laserspektrums, die von der Transmissionsfunktion des DBF bestimmt wird, war so groß, daß sie am Spektrometer abgelesen werden konnte. Sie betrug etwa $\Delta\nu_A = 225$ GHz bzw. 0.4 nm. Dieses zeigt auch Abb. (5.9). Das Spektrum ist so breitbandig, daß fast keine Ringstruktur mehr zu erkennen ist (vergl. Abb. (4.9) auf S. 41).

Schließlich zeigte die Untersuchung des Strahlprofils, daß TEM₀₀-Lasertätigkeit erreicht wurde. Es traten keine transversalen Moden höherer Ordnung auf, so daß der Laserstab tatsächlich als Modenblende fungierte.

Es wurde also ein stabiler breitbandiger TEM₀₀-Laserbetrieb mit dem Ringresonator an dem theoretisch berechneten Wert für f_t bei einer niedrigen Laserschwelle erreicht. Damit war dieser Laser gut geeignet, die Bandbreitenreduzierung mit den angesprochenen Verfahren zu untersuchen.

5.5.2 Der regenerative Verstärker

Eine Pockelszelle mit sehr schneller Änderung des Polarisationszustandes (Lasermetrics 8601), die zwischen zwei gekreuzte Polarisatoren justiert wurde, schnitt aus dem Ti:Saphir-Laserstrahl einen Puls mit einer vollen Halbwertsbreite von $t_p = 6$ ns heraus. Dieser wurde über den POL1 in den Alexandrit-Resonator eingekoppelt. Nachdem der Puls die PZ passiert hatte, war er horizontal polarisiert und wurde beim Durchlaufen des aktiven Mediums verstärkt. Etwa 1 ns nach dem Passieren der PZ wurde der Güteschalter gestartet, so daß die PZ nunmehr keine Polarisationsdrehung mehr verursachte. Der Puls war also im Resonator „gefangen“, wurde bei jedem Umlauf weiter verstärkt, und es setzte regenerative Verstärkung ein. Die genaue Zeitverschiebung in ns-Bereich zwischen Schalten des Güteschalters und Einkoppeln des Pulses wurde optisch mit einem schnellen Photodetektor bestimmt und dann mit zwei im ps-Bereich stabilen Pulsgeneratoren (DG535 von Stanford Research Systems) eingestellt.

Dieses Verfahren kann nur funktionieren, wenn die Summe aus Anstiegszeit t_s der PZ und t_p kleiner gleich der Umlaufzeit t_u im Resonator ist, ansonsten wird der Puls nach einem Umlauf von der PZ abgeschnitten. Daraus ergibt sich die Anforderung an die Resonatorlänge von mindestens 3.3 m. Um den Vorteil dieses Verfahrens auszunutzen, daß keine Frequenzänderung des eingekoppelten Pulses bei der Verstärkung stattfindet, muß außerdem t_p so viel kürzer als t_u sein, daß keine Interferenzen im Resonator und damit Frequenzverschiebungen auf eine Resonatormode auftreten (s. auch 3.3.3).

Ob dieses der Fall war, konnte nun analysiert werden. Zunächst war eine stabile und reproduzierbare regenerative Verstärkung im Gegensatz zu den Untersuchungen am linearen Resonator zu beobachten. Ein Beispiel für die Verstärkung eines umlaufenden Pulses zeigt die Abb. (5.10). Das Signal wurde mit dem PD1 gemessen. Der Zeitnullpunkt war etwa t_0 . Man sieht, wie der Puls bei jedem Umlauf verstärkt wird, bis die Schwelleninversion erreicht ist. An dieser Stelle ist die Pulsenergie maximal und fällt dann wieder ab, da danach die Resonatorverluste die Verstärkung überwiegen. In diesem Beispiel wurde der Puls nicht ausgekoppelt, sondern verblieb im Resonator. Die Auskopplung kann beim regenerativen Verstärker nicht über den AS erfolgen, da der AS permanent diesen Pulszug transmittiert. Es konnte aber mit der gleichen Anstiegszeit t_s nochmals die $\lambda/2$ -Spannung an die PZ angelegt werden. Dadurch wurde beim nächsten Umlauf die Polarisationsrichtung des Pulses wieder um 90° gedreht und der Puls nach einem weiterem Umlauf über den POL1 in Richtung des PD2 ausgekoppelt.

Auf weitere Feinheiten der regenerativen Verstärkung soll aber nicht eingegangen werden. Die Beobachtung der Spektren dieser ausgekoppelten Pulse ergab nämlich das Problem,

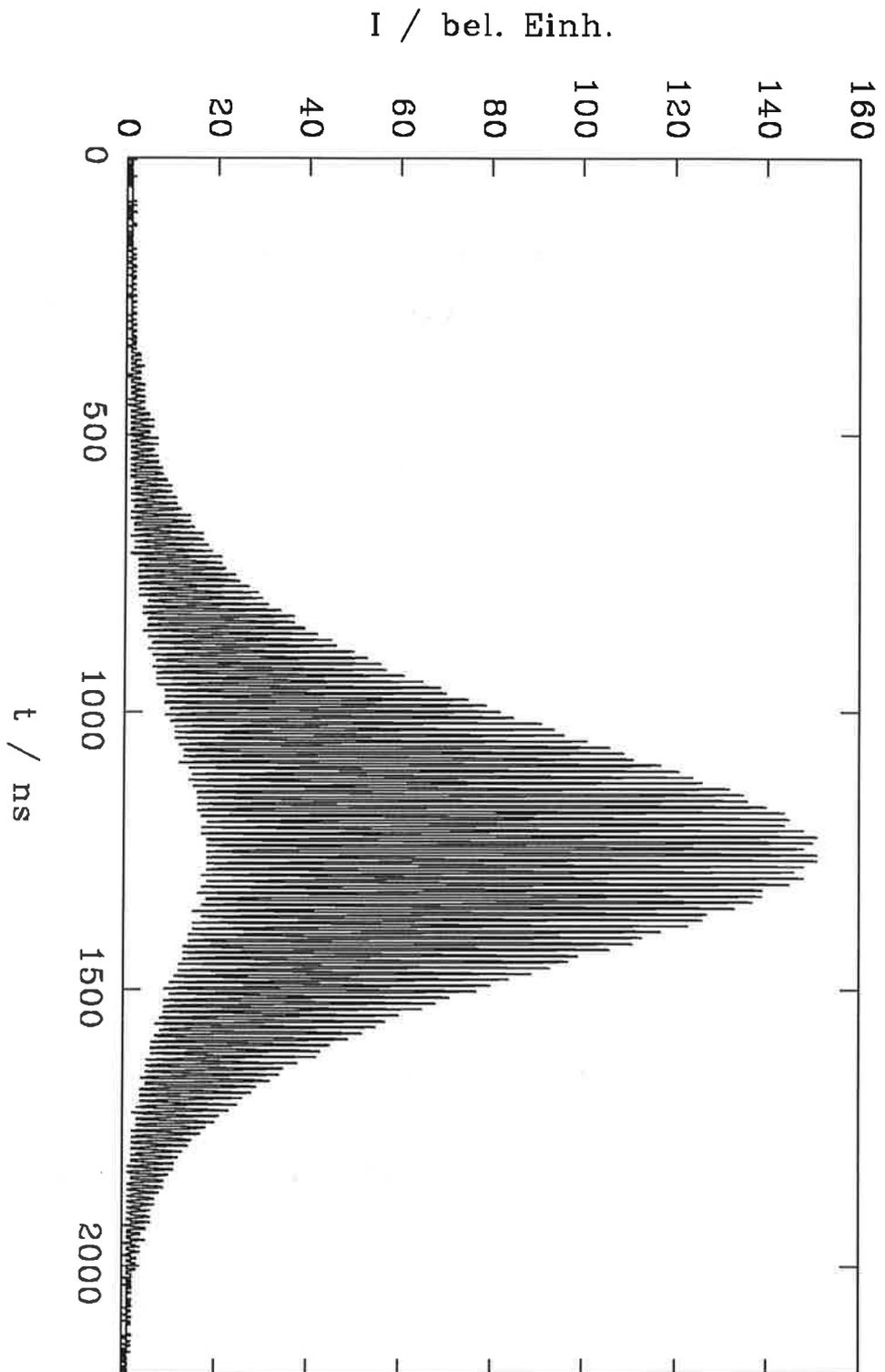


Abbildung 5.10: Regenerative Verstärkung eines eingekoppelten Pulses im Alexandrit-Ringlaser. Der Ab-
stand der Maxima entspricht der Umlaufzeit im Resonator von $t_u = 11$ ns.

daß bei etwa 20–30% der Pulse eine Frequenzverschiebung und -verbreiterung auftrat. Für diesen Prozentsatz zeigten sich Doppelringe, was darauf hinwies, daß der Puls im Resonator interferierte und auf zwei longitudinalen Resonatorfrequenzen arbeitete. Diese Art der Lasertätigkeit, die im folgenden mit *DLM* (*dual longitudinal mode*)-Betrieb im Gegensatz zum SLM-Betrieb bezeichnet wird, steht auch nicht im Widerspruch zu den Untersuchungen von HARTER [67].

Er berichtete über eine schmalbandige Lasertätigkeit eines regenerativen Verstärkers und beobachtete in einem 1.5 m langen linearen Resonator eine spektrale Breite der nach regenerativer Verstärkung ausgekoppelten Pulse von 100(15) MHz. Dieses ist aber gem. Gl. (3.11) gerade der longitudinale Modenabstand $\Delta\nu_m$. HARTER gab aber nicht die Auflösung seines Interferometers an, so daß nicht unterschieden werden kann, ob der gemessene Wert durch Lasertätigkeit auf zwei longitudinalen Moden oder durch die spektrale Breite des ausgekoppelten 5 ns-Pulses von 88 MHz gem. Gl. (3.27) zustande kam. KUNG, der einen 2 ns-Puls in einem Ringresonator regenerativ verstärkte, benötigte dagegen eine Ringresonatorlänge von 4 m, um SLM-Lasertätigkeit sicherzustellen [96].

Offensichtlich reichte also die Resonatorlänge von 3.3 m nicht aus, um Interferenzen im Resonator zu verhindern. Eine weitere Verlängerung des Resonators kam aber nicht in Frage, da damit ein stabiler Betrieb des Lasers nicht mehr gewährleistet wäre. Es wird sich jedoch im nächsten Abschnitt herausstellen, daß eine Lasertätigkeit auf nur zwei longitudinalen Moden auch bei injection seeding erreicht werden kann.

5.5.3 Injection seeding

Dieses Verfahren stellt gegenüber regenerativer Verstärkung eine große Vereinfachung dar, da auf den Pulsschneider und die genaue Zeitkontrolle zwischen dem Start des Güteschalters und der Einkopplung des Pulses verzichtet werden kann.

Die folgenden Untersuchungen wurden wieder bei $E_p = 145$ J und $\nu_b = 17.5$ Hz durchgeführt. Die im Ring gemessene Leistung P_{inj} des über den POL1 eingekoppelten Ti:Saphir-Lasers betrug etwa 10 mW. Diese Technik ist wesentlich effizienter als die Einkopplung über einen Resonatorendspiegel durchzuführen [41]. Nach Abstimmen des Alexandrit-Lasers auf die Frequenz des Ti:Saphir-Lasers mittels Drehung vom DBF konnte injection seeding anhand der Verkürzung von t_a auf $\approx 1 \mu\text{s}$ nachgewiesen werden. Dieses erklärt sich anhand von Gl. (3.23) auf S. 25, da die eingekoppelte Photonenzahl bei weitem die spontane Photonenzahl durch Fluoreszenz überwog. Die Pulsdauer verlängerte sich auf 200 ns, und die Pulsenergie fiel leicht um 10% auf 18 mJ ab. Ansonsten war ein stabiler Laserbetrieb wie beim freilaufenden Ring zu verzeichnen. Dabei betrug die Standardabweichung der Pulsenergie weniger als 10%.

Die ausgekoppelten Pulse besaßen eine mehr oder weniger starke Modulation mit einer Frequenz von etwa 90 MHz (s. auch Abb. (5.12)). Dieses ist aber der Kehrwert von t_u und damit das sogenannte *mode beating*, das bei Lasertätigkeit auf zwei longitudinalen Resonatormoden auftritt [156]. Dies war ein erster Hinweis auf das Vorhandensein von maximal zwei Frequenzen im Spektrum des Laserpulses, also auf DLM-Lasertätigkeit.

Bei der Analyse der Spektren wurde dieses Verhalten bestätigt. Die Breite der im Spektrometer vorhandenen Linie war nunmehr auflösungsbegrenzt, und die Untersuchung der Spektren mit dem Interferometer zeigte einfache oder Doppelringe (s. auch Abb. (5.13) auf S. 91). Nur in weniger als 1 % der Fälle waren zusätzlich ein oder zwei weitere schwache Ringe zu erkennen. Eine Berechnung des Frequenzabstandes der Ringe zeigte tatsächlich, daß dieser dem Abstand der longitudinalen Moden von $\Delta\nu_m \approx 90$ MHz entsprach. Damit konnte die FWHM der Laserpulse ebenfalls auf etwa 90 MHz spezifiziert werden. Dieses entsprach einer drastischen Bandbreitenreduktion gegenüber dem freilaufenden Laser von einem Faktor 2500.

Die Frequenzstabilität konnte einfach durch den halben Frequenzabstand von $\Delta\nu_m/2 = 45$ MHz abgeschätzt werden, denn der ungünstigste Fall konnte nur sein, daß die Frequenz des Ti:Saphir-Lasers genau in der Mitte zwischen zwei Eigenfrequenzen des Resonators lag.

Vergleicht man diese Spezifikationen mit den Werten aus Tab. (2.1), so stellt man fest, daß das Verfahren des *injection seeding in einen Ringlaser* schon jetzt die spektralen Anforderungen für ein H₂O-DIAL- und sogar für ein T-DIAL-System erfüllte. Die Anwendung dieses Verfahrens war damit der Durchbruch bei der Entwicklung eines neuen DIAL-Systems. Eine DIAL-Messung von Wasserdampf, die mit diesem Alexandrit-Resonator durchgeführt wurde, wird in 7.2 gezeigt.

5.6 Der Alexandrit-Ringlaser für das DIAL-System

Es war nun zu überprüfen, welche Spezifikationen das Lasersystem bei der Anwendung von *injection seeding* besitzt und ob alle Anforderungen gem. Tab. (2.1) erfüllt werden. Dazu wurde ein kürzerer Ringresonator aufgebaut, um die Stabilität des Lasers weiter zu erhöhen. Die Verkürzung des Resonators konnte durchgeführt werden, da eine große Resonatorlänge bei *injection seeding* nicht erforderlich ist. Die Strahlpropagation wird in Abb. (5.7) unteres Bild gezeigt. Die Resonatorlänge betrug nun 2.5 m. Im übrigen wurde der Aufbau aus dem vorhergehenden Abschnitt beibehalten. Eine Änderung der Strahlanpassung der Eigenmoden des Ti:Saphir- und des Alexandrit-Lasers war nicht notwendig, da der Einkoppelverlust geringer als 5 % war.

5.6.1 Der freilaufende Laser

Bei einer Wellenlänge des Lasers von 730 nm hatte E_{sch} nun einen Wert von 125 J, stabiler Betrieb wurde bei $E_p = 138$ J und $\nu_b = 18.7$ Hz erreicht. Die Pulsenergie betrug etwa 30 mJ bei einer Standardabweichung von 8 %, t_a ca. $1.5 \mu s$ und die Pulsdauer 150 ns. Das Strahlprofil war gaußförmig. Die Divergenz wurde analog zu der in 4.3 gezeigten Methode zu $0.42(4)$ mrad gemessen, was gut mit der theoretisch berechneten Divergenz von 0.45 mrad übereinstimmte. Dieses wies wieder auf TEM₀₀-Lasertätigkeit hin. Die Pulsenergie konnte bis auf über 50 mJ bei $E_p = 155$ J erhöht werden. Da bei so hohen Pulsenergien aber die Gefahr der Zerstörung von optischen Komponenten bestand,

wurden die folgenden Untersuchungen bei Pulsenergien von etwa 30 mJ bei $\lambda = 730$ nm durchgeführt.

5.6.2 Injection seeding

Bei Einkoppeln von $P_{inj} > 0.2$ mW des Ti:Saphir-Lasers in den Resonator setzte injection seeding ein. t_a reduzierte sich auf $1.0 \mu\text{s}$, die Pulsenergie auf etwa 27 mJ, und die Pulsdauer verlängerte sich auf 200 ns. Die beiden letztgenannten Effekte sind vermutlich auf ein Abräumen der Besetzungsinversion in dem Stab mit etwas geringerer Effizienz durch weniger im Resonator umlaufende Moden zurückzuführen.

Bevor endgültig die spektralen Eigenschaften des Lasers spezifiziert werden, muß genau betrachtet werden, was beim Start des Güteschalters im Resonator vor sich geht. Anhand von Abb. (5.8) sieht man, daß permanent ein Pulszug $s(t)$ des elektrischen Feldes des Master-Lasers in der richtigen Polarisationsrichtung im Resonator vorliegt. Beim Einschalten der PZ wird der Vorder- und Endteil dieses Pulszuges gem. ihrer Anstiegszeit t_s abgeschnitten. Der verstärkte Puls ist also immer länger als L^* und muß an den Spiegeln interferieren. Durch die Modulation mit der Anstiegszeit t_s wird das Spektrum des eingekoppelten Pulses verbreitert. Dieses Spektrum Γ ist das Quadrat der Fourier-Transformation von $s(t)$, da die Frequenz ν_0 des Master-Lasers während des einige ns dauernden Einkoppelvorganges als konstant angesehen werden kann.

Eine gute Näherung ist es, den Spannungsanstieg an der PZ durch eine lineare Funktion zu beschreiben. Damit lassen sich $s(t)$ und das Spektrum errechnen, und es folgt [32]

$$\Gamma(u) = \left\{ (1-x) \operatorname{sinc} \left[\pi (1-x) u \right] + x \left(\cos \left[\pi \left(u + \frac{1}{4} \right) \right] \operatorname{sinc} \left[\pi \left(u x + \frac{1}{4} \right) \right] + \cos \left[\pi \left(u - \frac{1}{4} \right) \right] \operatorname{sinc} \left[\pi \left(u x - \frac{1}{4} \right) \right] \right) \right\}^2, \quad (5.26)$$

$$\text{mit } x = \frac{t_s}{t_u}, \quad u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_m} \quad \text{und} \quad \operatorname{sinc}(z) = \frac{\sin(z)}{z}.$$

Die Abbildung (5.11) zeigt die resultierenden Spektren für eine Anstiegszeit von 5 ns und die typische Anstiegszeit eines akusto-optischen Modulators als Güteschalter von 100 ns. Die Halbwertsbreite beträgt 42 MHz bzw. 5 MHz. Nun ist aber die Frequenzdifferenz zwischen den Eigenfrequenzen ν_m und ν_0 nicht fest, sondern schwankt durch Phasenänderungen im Resonator von Puls zu Puls. Der ungünstigste Fall liegt vor, wenn $\nu_m - \nu_0 = \Delta\nu_m/2$ ist, dieser ist in Abb. (5.11) skizziert. Die Einkoppeleffizienz η_{inj} läßt sich also nach unten hin abschätzen, indem P_{inj} mit $\Gamma(1/2)$ multipliziert wird.

Verwendet man nun einen Güteschalter mit langsamer Anstiegszeit, z. B. einen akusto-optischen Modulator mit $t_s = 100$ ns, dann erhält man $\eta_{inj} = P_{inj} \cdot 4.5 \cdot 10^{-8}$. Das Spektrum ist also so schmal, daß unbedingt ν_m auf ν_0 durch Anpassung der optischen Weglänge im Resonator abgestimmt werden muß. Ansonsten kann man keinen stabilen Laserbetrieb bei injection seeding erwarten [99, 128, 41].

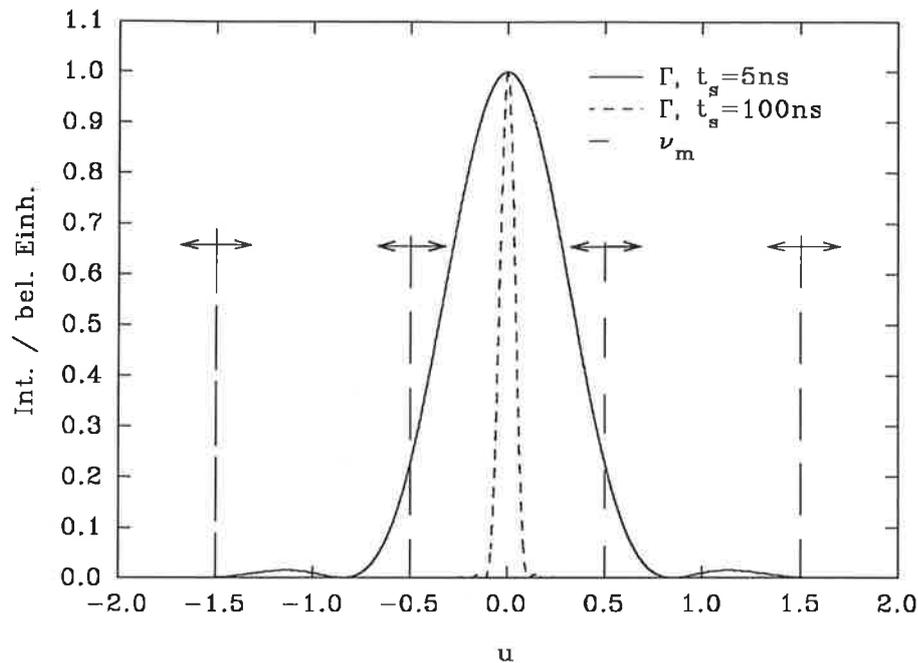


Abbildung 5.11: Die Spektren der eingekoppelten Pulszüge des Master-Lasers in Abhängigkeit von $u = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_m$ für zwei Anstiegszeiten des Güteschalters von 5 ns und 100 ns. Skizziert ist ferner eine relative Lage der Resonator-Eigenfrequenzen ν_m zur eingekoppelten Frequenz ν_0 .

Für $t_s = 5$ ns ist das Spektrum jedoch so breit, daß immer ein Überlapp mit einer bis zwei Resonatormoden vorhanden ist, und es folgt $\eta_{inj} = P_{inj} \cdot 0.22$. Hier läßt es sich ohne weiteres erreichen, daß bei moderatem P_{inj} selbst im ungünstigsten Fall injection seeding und bei jedem Puls schmalbandiger Laserbetrieb erhalten wird. Dieses war bei dem verwendeten Resonator bei $P_{inj} > 0.2$ mW der Fall. Die Analyse der ausgekoppelten Pulse zeigte wieder mode-beating mit unterschiedlichen Modulationen, was in Abb. (5.12) demonstriert wird. Außerdem zeigte die Analyse der Spektren die anhand der obigen Überlegungen nun erwartete SLM- und DLM-Lasertätigkeit, was jeweils in Abb. (5.13) dargestellt ist. Nur in seltenen Fällen ($< 1\%$ der Pulse) wurden zusätzliche schwache Ringe beobachtet. Dieses kommt vermutlich dann zustande, wenn die Seitenbänder von Γ (s. Abb. (5.11)) injection seeding auslösen. Bei den weiteren Betrachtungen kann dieser Effekt allerdings vernachlässigt werden, da diese zusätzlichen Frequenzen zum einen noch immer innerhalb der erlaubten Bandbreite lagen und zum anderen auch die Frequenzstabilität nicht negativ beeinflussten.

Die Breite der Ringe war größer als in Abb. (4.9), da der Alexandrit-Laserpuls über die GF2 in das Interferometer eingekoppelt wurde, was zu einer Verringerung des Auflösungsvermögens führte. Dieses konnte wieder mit Formel (4.5) errechnet werden und betrug etwa 40 MHz. Der Frequenzabstand transversaler Moden höherer Ordnung kann mit der Bedingung für die dynamische Stabilität $A + D = 0$ (s. 5.4) und Gl. (3.16) durch die

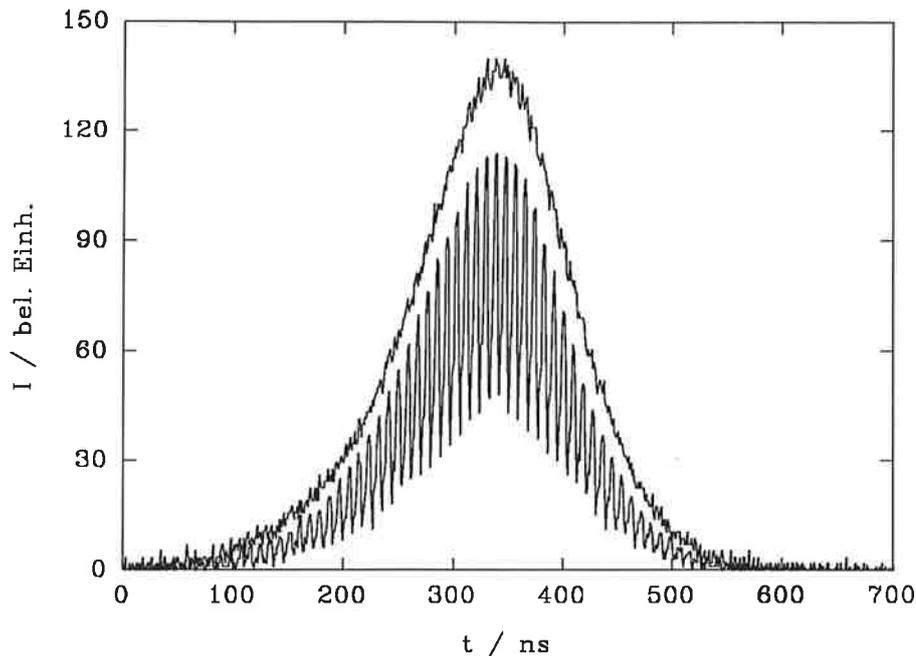


Abbildung 5.12: Laserpulse mit und ohne mode-beating. Es läßt sich eine Pulsdauer von etwa 200 ns ablesen.

Formel

$$\Delta\nu_{v,w} = \frac{c}{4L^*} \quad (5.27)$$

berechnet werden, die $\Delta\nu_{v,w} \approx 30$ MHz liefert. Das Auflösungsvermögen war also nicht gut genug, um transversale Moden der niedrigsten Ordnung zu detektieren. Es konnten aber weder mode-beating-Signale am PD1 durch transversale Moden noch transversale Moden höherer Ordnung mit dem Interferometer aufgefunden werden. Damit läßt sich in Verbindung mit den obigen Untersuchungen des Strahlprofils und der Divergenz TEM₀₀-Betrieb durch die Verwendung des Laserstabes als Modenblende spezifizieren.

Es können nun endgültig Bandbreite und Frequenzstabilität des injection seeded Ringlasers festgelegt werden. Im ungünstigsten Fall arbeitet der Laser auf zwei longitudinalen Moden, deren jeweilige spektrale Breite durch das oben bestimmte Auflösungsvermögen auf < 40 MHz abgeschätzt werden kann. Die FWHM kann also mit der Summe aus diesem Wert und dem longitudinalen Modenabstand von 120 MHz gem. Gl (3.11) zu 160 MHz spezifiziert werden. Die Frequenzstabilität des gesamten Lasersystems läßt sich jetzt durch Faltung des 40 MHz breiten Spektrums Γ mit der 15 MHz breiten spektralen Verteilung des Master-Lasers abschätzen. Dann folgt für die Frequenzstabilität ein Wert von 43 MHz.

5.6.3 SLM-Lasertätigkeit bei injection seeding

Obwohl der Laser schon jetzt eine hohe Frequenzstabilität und geringe Bandbreite besitzt, sollte ein SLM-Laserbetrieb das Ziel sein. Hierdurch wird die Belastung der Optiken beim

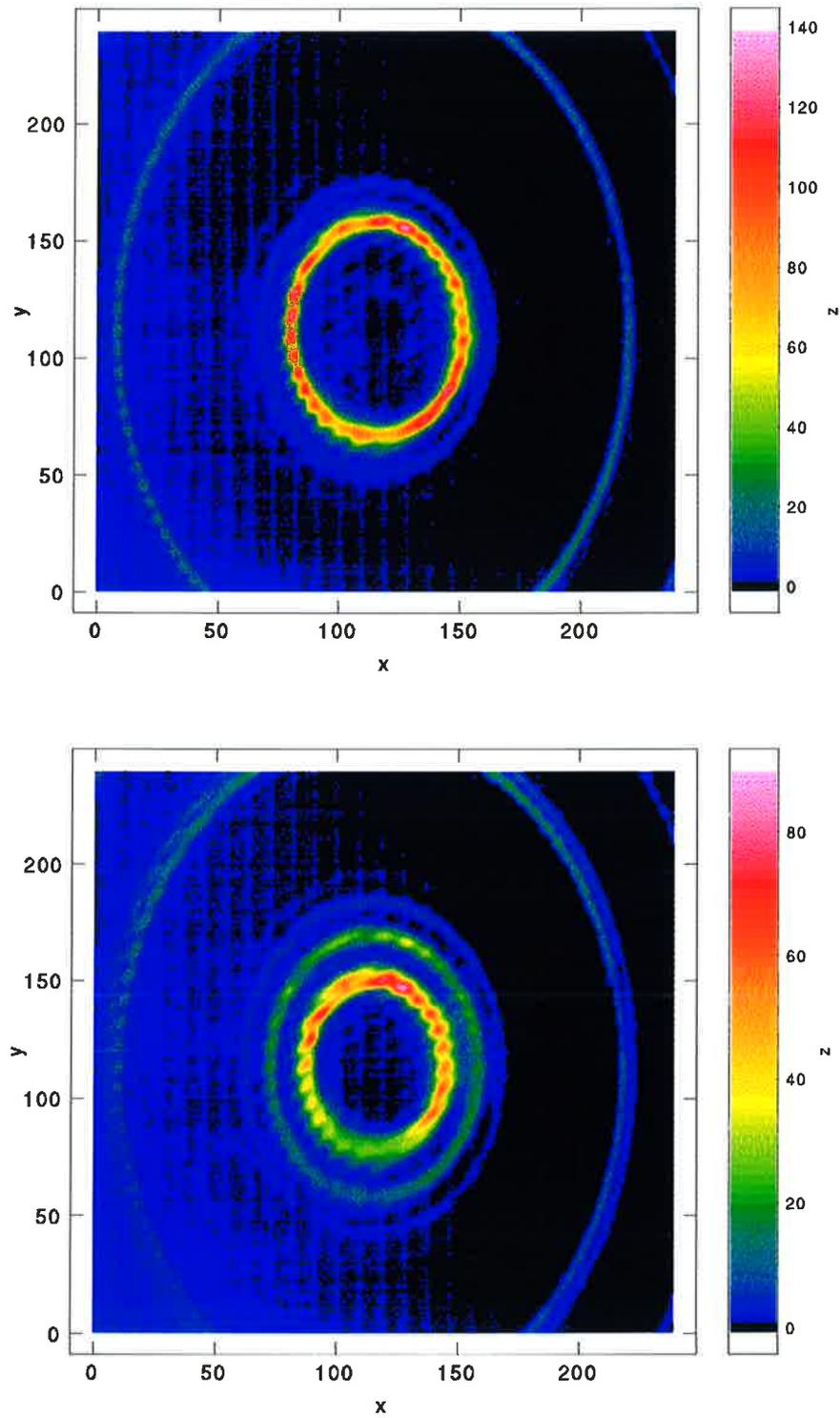


Abbildung 5.13: Spektren von SLM- und DLM-Laserpulsen.

Wegfall von mode-beating-Signalen reduziert und werden die geforderten Spezifikationen für ein T-DIAL noch besser erfüllt. Ein weiterer sehr wichtiger Punkt ist, daß die Lösung des Problems der Rayleigh-Doppler-Verbreiterung mit einem solchen Lasersystem in erreichbare Nähe rückt (s. 2.4.3).

Aus den Betrachtungen in dem vorhergehenden Abschnitt folgt der Weg, der beschritten werden muß, um SLM-Tätigkeit zu erzielen. Es muß bei jedem Laserpuls die optische Weglänge im Resonator so an die Frequenz ν_0 des Master-Lasers angepaßt werden, daß beim Start des Güteschalters $\nu_m - \nu_0 = 0$ gilt, was man als Phasen Anpassung oder *phase matching* bezeichnet. Das wird allerdings dadurch erschwert, daß bei Zünden der Blitzlampen eine große und schnelle Brechungsindexänderung im Kristall verursacht wird, die die optische Weglänge L^* im Resonator modifiziert.

SCHMITZ führte als erster bei einem Alexandrit-Ringlaser die Messung dieser Phasenänderung und eine Phasen Anpassung durch [143]. Dabei verwendete er das Interferenzsignal des Master-Lasers im Ringresonator. Diese Interferenz tritt automatisch bei genauer Justierung des Master-Lasers in den Resonator gem. Gl.(B.1) auf, wobei $\varphi = 2\pi L^* \nu_0 / c$ gilt. Offensichtlich hat man gerade dann die optimale Phasen Anpassung erreicht, wenn $\varphi = 2\pi m$ bzw. die Transmission \mathcal{T}_s des Master-Lasers durch den Slave-Resonator maximal ist.

Hierbei kommt es aber darauf an, an welcher Stelle \mathcal{T}_s gemessen wird. Befindet sich der Photodetektor z. B. hinter einem Resonatorspiegel, so ist die Phasen Anpassung optimal an einem Maximum von \mathcal{T}_s , solange die PZ die Polarisationsrichtung nur statisch dreht. Wird jedoch die PZ geschaltet, tritt eine weitere Phasenverschiebung von π im Resonator auf, so daß hinter dem Resonatorspiegel in Wirklichkeit die Minima betrachtet werden müßten, um die Phasen Anpassung nach Start des Güteschalters korrekt durchzuführen. Man kann aber auch die schärferen Maxima hinter den POL1 beobachten, da hier das transmittierte Licht und das nach einem Resonatorumlauf reflektierte Licht des POL1 mit einem zusätzlichen Phasensprung von π interferieren. Zur Analyse dieser Interferenzen dient der Photodetektor PD2 (Thorlabs PDA150/M) in Verbindung mit dem Polarisator POL2, die schon in Abb.(5.8) auf S. 81 berücksichtigt wurden. Der Polarisator POL2 sorgt dafür, daß nur das parallel zur b-Achse polarisierte Licht transmittiert wird. Andere Polarisationsrichtungen würden das Signal aufgrund der Doppelbrechung einiger optischer Komponenten verfälschen.

Die Abb.(5.14) zeigt ein mit dem PD2 gemessenes Signal. Es setzt sich aus der Verstärkungskurve des Alexandrit-Kristalls und dem überlagernden Interferenzsignal zusammen. Man erkennt, daß die von den Blitzlampen induzierte thermische Ausdehnung eine starke und schnelle Phasenänderung verursacht. Der zeitliche Abstand der Maxima beträgt lediglich $20 \mu\text{s}$ und entspricht einer Änderung der optischen Weglänge von einer Wellenlänge. Daraus folgt eine Geschwindigkeit der Weglängenänderung von etwa 0.04 m/s . Diese Geschwindigkeit ist so groß, daß eine Stabilisierung der Resonatorlänge während des Blitzlampenpulses mit einem Piezokristall ausgeschlossen ist. Höchstens elektro-optische Phasenmodulationen wären anwendbar.

Diese schnelle Phasenänderung hat aber auch den Vorteil, daß sich stets ein Interferenzmaximum in der Nähe des Fluoreszenz-Maximums befindet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine *Single-Mode-Elektronik* entwickelt, die dieses Maximum detektiert und den

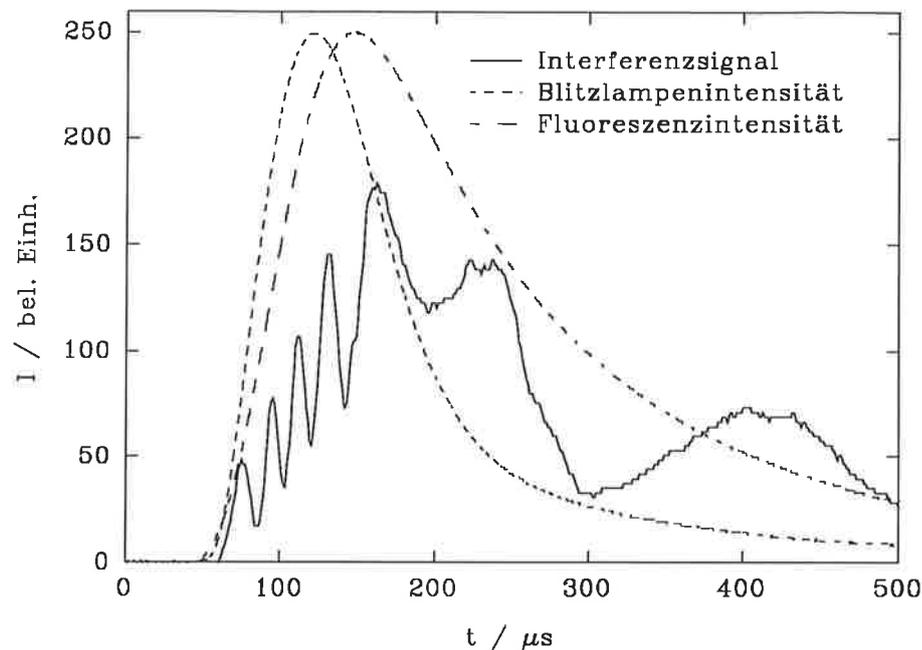


Abbildung 5.14: Das Interferenzsignal an PD2 zur Messung der Phasenanpassung. Zusätzlich ist die Blitzlampen- und Fluoreszenzintensität gezeigt.

Güteschalter mit optimaler Phasenanpassung startet. Dazu wird ein Tor von $\pm 20 \mu\text{s}$ um den Zeitpunkt geöffnet, an dem die Fluoreszenz maximal ist. In diesem Zeitraum wird die Single-Mode-Elektronik aktiviert und die Ableitung des Signales des PD2 gebildet. Beim Erreichen des ersten Maximums wird ein Startpuls an die PZ abgegeben und mit korrekter Phasenanpassung der Güteschalter gestartet.

Die Frequenzstabilität hängt nun davon ab, wie genau das Maximum gefunden und mit welcher Verzögerung der Güteschalter gestartet wird. Eine Analyse der Startpulse im Vergleich mit dem Interferenzsignal zeigte, daß diese Verzögerung maximal $2 \mu\text{s}$ beträgt. Da der zeitliche Abstand der Interferenzmaxima von $20 \mu\text{s}$ einem Frequenzabstand von $\Delta\nu_m = 120 \text{ MHz}$ entspricht, folgt hieraus eine Stabilität von 12 MHz . Faltung mit der Stabilität des Master-Lasers ergibt eine theoretische obere Grenze von 20 MHz .

Eine sechs Stunden lange Untersuchung des Lasers im Betrieb mit dieser Elektronik zeigte nur SLM-Lasertätigkeit. Dieses belegt die Abb. (5.15), auf der der Mittelwert von 100 Spektren des Interferometers dargestellt ist. Die FWHM des gemittelten Spektrums ist noch immer etwa 40 MHz , die Auflösung des Interferometers. Die Standardabweichung der Frequenzstabilität wurde durch Auswertung der 100 Einzelschüsse zu 15 MHz bestimmt, was der Stabilität des Ti:Saphir-Lasers entspricht und sogar geringfügig besser als die oben bestimmte theoretische Stabilität ist. Das heißt, daß mit der SLM-Elektronik bei dem Alexandrit-Laser sogar die Frequenzstabilität des Master-Lasers erhalten bleibt. Diese Stabilität ist mehr als eine Größenordnung besser als alle Werte, die bisher mit einem DIAL-System im nahen IR erreicht wurden.

Die Bandbreite der Einzelpulse ist stets kleiner als 40 MHz und mit dem Interferometer nicht mehr auflösbar. Mit einem ähnlichen Versuchsaufbau wurde eine Bandbreite der

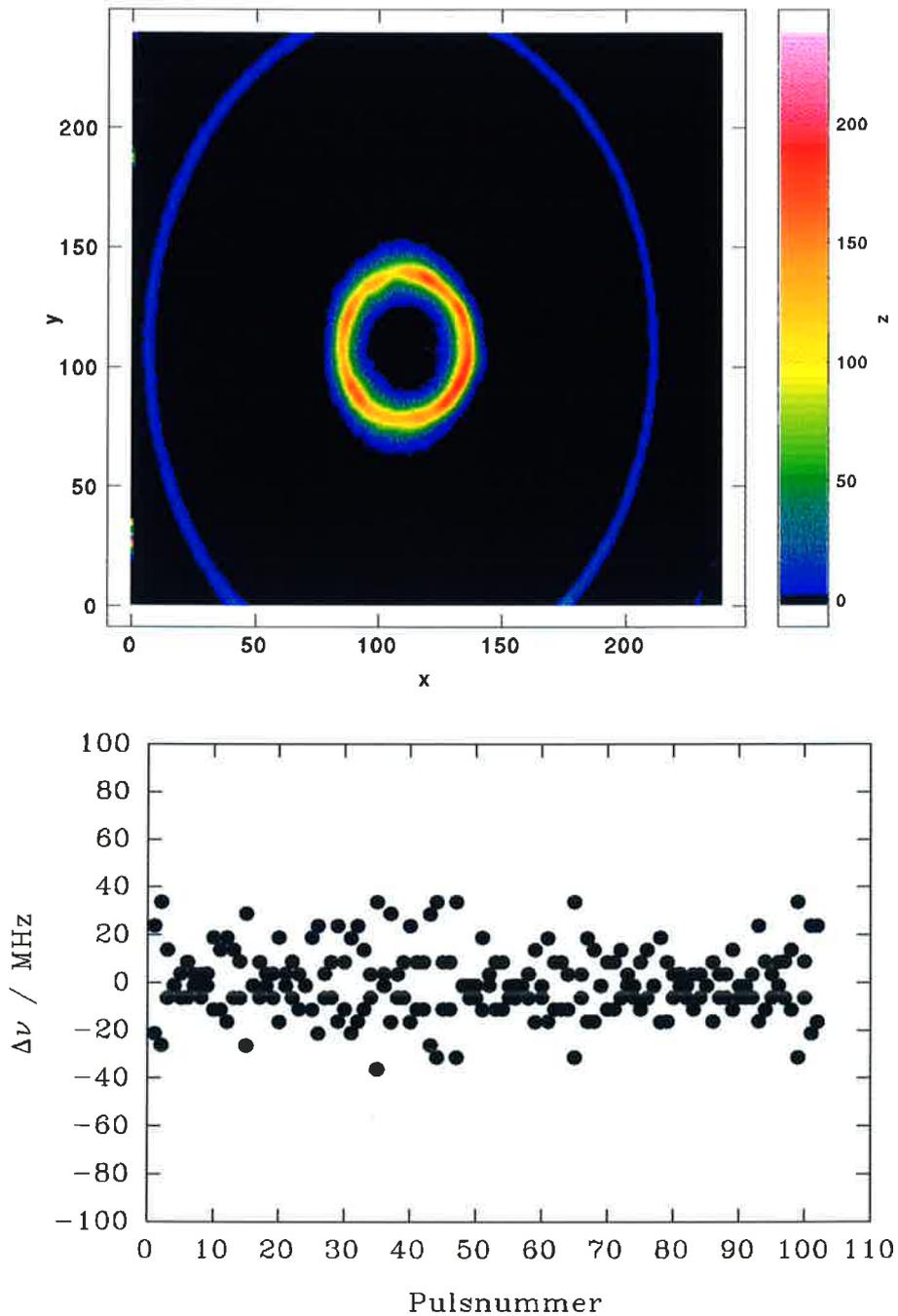


Abbildung 5.15: Das über 100 Pulse gemittelte Spektrum und die Frequenzstabilität des SLM-Alexandrit-Ringlasers. Es ergibt sich eine Standardabweichung der Frequenzschwankungen von 15 MHz.

Einzelpulse von 26 MHz gemessen [143]. Theoretisch sollte sie unter 10 MHz liegen, da der Kontrast des Ringresonators sehr hoch ist, Frequenzänderungen des Ti:Saphir-Lasers nach der Einkoppelung vernachlässigt werden können und die restlichen Phasenfluktuationen während der Pulsaufbauzeit von lediglich $1 \mu\text{s}$ gering sein sollten. Außerdem beträgt die Fourier-limitierte Linienbreite eines 200 ns-Pulses nur 2.2 MHz. Man kann also mindestens von einer FWHM < 26 MHz ausgehen. Die schwierige Messung von derartig schmalen Linienbreiten bei gepulsten Lasern muß mit einem Heterodyn-Verfahren durchgeführt werden und ist in Zukunft geplant.

Damit wurde im Rahmen dieser Arbeit das erste DIAL-System im nahem IR konstruiert, das SLM-Lasertätigkeit aufweist. Die Spezifikationen in bezug auf die Frequenzstabilität von 15 MHz und die FWHM von 26 MHz sind bei weitem besser als die Anforderungen für ein H₂O- und T-DIAL-System und liegen nun nahe an der theoretisch erreichbaren Grenze.

5.6.4 Die spektrale Reinheit bei injection seeding

Die letzte Anforderung, die bei einer DIAL-Messung erfüllt sein muß, ist eine hohe spektrale Reinheit SR des Lasers. Unter der spektralen Unreinheit versteht man den Anteil an der Laserleistung, der zusätzlich außerhalb einer spezifizierten Linienform emittiert wird.

Nachdem entdeckt wurde, daß die spektrale Unreinheit eine wichtige Fehlerquelle ist, wurde sie für alle DIAL-Systeme spezifiziert. Die Messungen der SR wurden zum Teil mit Eichmessungen in der Atmosphäre durchgeführt [8, 25, 58]. Da solche Messungen aber nicht reproduzierbar sind, wurde dazu übergegangen, die SR im Labor zu bestimmen. Diese Untersuchungen wurden in allen Fällen mit schmalbandigen Filtern mit sehr niedriger Transmission durchgeführt. Diese Filter absorbieren das Laserlicht auf der Zentralwellenlänge, und die Resttransmission wird als spektrale Unreinheit definiert. Als Filter können Kalium- [33] oder Rubidium-Atomdampffilter [122] bei 770 nm bzw. 780 nm verwendet werden.

Genauer ist es jedoch, die eventuell wellenlängenabhängige spektrale Reinheit in dem Bereich zu untersuchen, in dem die DIAL-Messungen durchgeführt werden. Es liegt also auf der Hand, die Absorption des Gases auszunutzen, dessen Profil gemessen werden soll. Da der Absorptionsquerschnitt dieses Gases aber im allgemeinen sehr gering ist, muß die Absorptionsstrecke mit Hilfe einer Absorptionszelle verlängert werden, um eine ausreichende Extinktion des Laserlichtes auf der Zentralwellenlänge zu erreichen. Diese Methode wandte zuerst SCHWEMMER bei der Messung der spektralen Reinheit eines linearen, freilaufenden Alexandrit-Lasers für ein T-DIAL-System bei 760 nm an und erhielt $SR = 99.99\%$ [147]. Nach einer Weiterentwicklung dieses T-DIAL-Systems zu einem injection seeded Alexandrit-Ringlaser wurde dessen SR allerdings zu 97% bestimmt, einem so geringen Wert, daß Temperaturmessungen mit diesem System unmöglich waren [99, 128]. Auch bei dem neuentwickelten H₂O-DIAL-System der NASA, das auf einem injection seeded Ti:Saphir-Laser basiert, muß offensichtlich immer noch eine SR-Korrektur bei den Messungen durchgeführt werden [30]. Dagegen beträgt die SR des NASALaRC H₂O-DIAL-Systems, das einen linearen freilaufenden Alexandrit-Laser verwendet, zufriedenstellende 99.85% bei 726 nm [127].

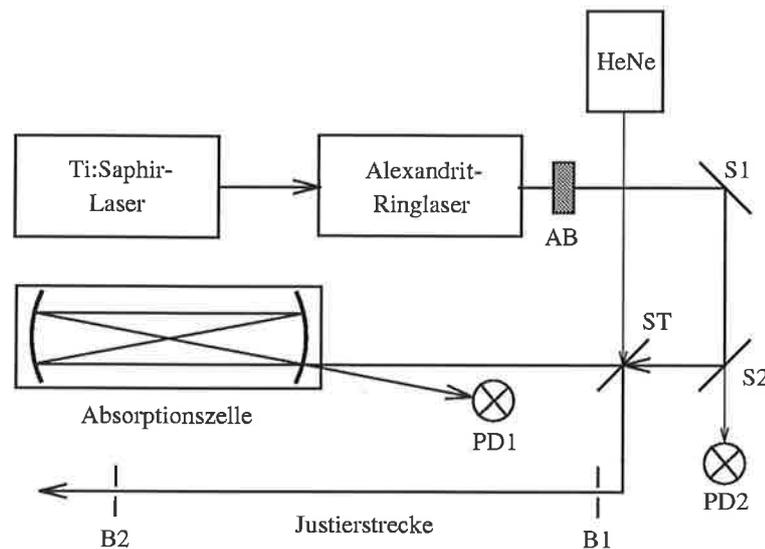


Abbildung 5.16: Der Aufbau zur Messung der spektralen Reinheit des injection seeded Alexandrit-Lasers.

HeNe: Helium-Neon-Laser, AB: Abschwächer, S1, S2: Spiegel, ST: Strahlteiler, PD1, PD2: schnelle Photodetektoren, B1, B2: Blenden.

Hier wurde die Messung ebenfalls mit einer Absorptionszelle durchgeführt, deren Konstruktion in [6] vorgestellt wurde. Den Versuchsaufbau zeigt die Abb. (5.16). Der optische Weg durch die Zelle wurde mit einem Helium-Neon-Laser HeNe vorjustiert und der mit AB abgeschwächte Alexandrit-Laserstrahl mit der Hilfe der Justierstrecke und der beiden Blenden auf den Strahlengang des HeNe-Lasers eingestellt. Dann wurde der Ti:Saphir-Laser auf das Zentrum einer starken Wasserdampf-Absorptionslinie abgestimmt und die Intensität I_{on} des injection seeded Alexandrit-Lasers durch die Zelle mit einem schnellen Photodetektor PD1 (Thorlabs Det2-SI) gemessen. Danach wurde die Frequenzum-schaltung betätigt und ein weiteres Mal die Intensität I_{off} gemessen. Diese Intensitäten wurden mittels des zweiten Photodetektors PD2 (Thorlabs Det2-SI) normiert, um eine eventuelle Änderung der Pulsenergie bei der Frequenzumschaltung zu berücksichtigen. Das Verhältnis dieser normierten Intensitäten $I_{off,n}$ und $I_{on,n}$ gibt eine untere Grenze für die spektrale Reinheit an, es gilt also $SR > I_{off,n}/I_{on,n}$. Sättigungen der Absorption und des PD1 wurden nicht betrachtet, da dieses höchstens den Wert für die SR nach unten verschieben würde. Außerdem konnte die Wellenlängenabhängigkeit der Transmission aller verwendeten Optiken in dem kleinen Abstand zwischen der On- und Offline-Frequenz von 50 GHz vernachlässigt werden.

Die Genauigkeit der Messung hängt hauptsächlich davon ab, welche Abschwächung der zentralen Laserlinie mit diesem Verfahren theoretisch erreicht werden kann. Diese berechnet sich nach dem Beerschen-Gesetz mit der Formel

$$\mathcal{T}_{ab} = \exp\{-\tau_{H_2O}\} = \exp\{-N_{H_2O} \sigma_{H_2O} L_{ab}\}. \quad (5.28)$$

Dabei ist \mathcal{T}_{ab} die Transmission des auf die Wasserdampflinie abgestimmten Lasers, die

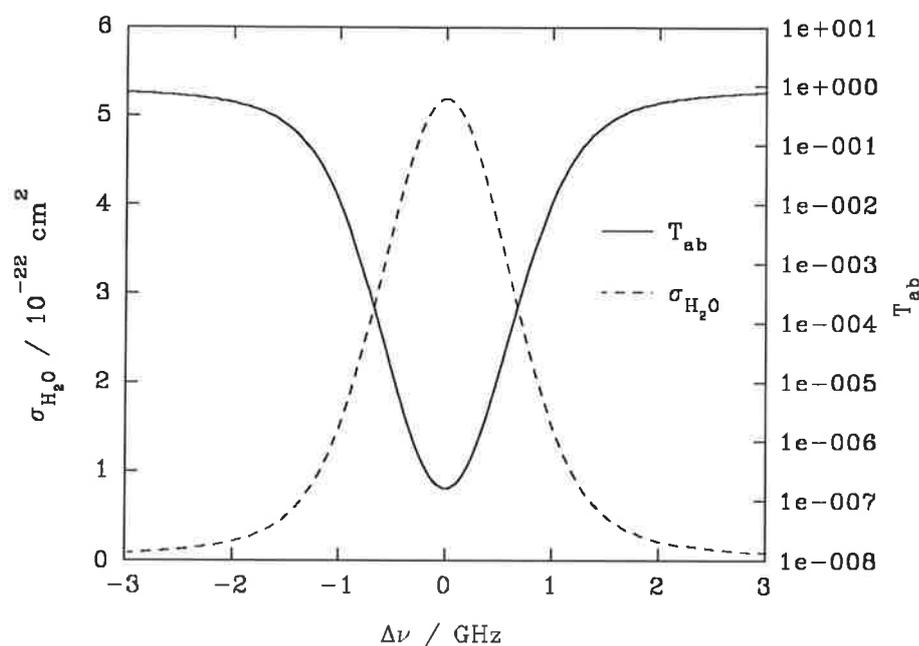


Abbildung 5.17: Der Absorptionsquerschnitt und die theoretische Transmission der Absorptionszelle bei der Messung der spektralen Reinheit in Abhängigkeit von der Frequenzabweichung vom Linienzentrum $\Delta\nu$. Im Linienzentrum konnte eine Abschwächung von 10^{-7} erreicht werden. Berücksichtigt man die spektrale Bandbreite des Lasers und einen Fehler in der Abstimmung des Lasers auf das Linienzentrum von 200 MHz, dann kann man von $T_{ab} \leq 10^{-5}$ ausgehen. Die Halbwertsbreite der Absorptionslinie beträgt etwa 750 MHz.

möglichst niedrig sein sollte. Mit τ_{H_2O} werden die optische Dicke des Wasserdampfes in der Zelle, mit N_{H_2O} die Anzahldichte, mit σ_{H_2O} der Absorptionsquerschnitt und mit L_{ab} die Absorptionsstrecke bezeichnet.

N_{H_2O} hätte im Prinzip durch Heizen der Zelle erhöht werden können; auf diesen Aufwand wurde aber verzichtet, so daß N_{H_2O} durch den Sättigungsdampfdruck bei der Zellentemperatur beschränkt war. Um einen großen Absorptionsquerschnitt zu erreichen, wurde zum einen der Laser auf die Wasserdampflinie bei $\tilde{\nu}_{H_2O} = 13759.715 \text{ cm}^{-1}$ abgestimmt, die eine der höchsten Linienstärken im Wellenlängenbereich von 720–730 nm besitzt. Zum anderen wurde die Zelle evakuiert und dann mit Wasserdampf gefüllt. Dadurch wird eine starke Erhöhung von σ_{H_2O} erreicht, da die Stoßverbreiterung der Linie durch Luftmoleküle geringer wird. Schließlich wurde versucht, L_{ab} auf eine ausreichende Länge zu justieren, indem die Spiegel in der Absorptionszelle auf einen großen Abstand eingestellt wurden.

Die Messung wurde bei einer Zellentemperatur von 291 K durchgeführt. Nach der Evakuierung auf 0.2 hPa wurde die Zelle mit einem Wasserdampfdruck von 15 hPa gefüllt, was einer Anzahldichte von $N_{H_2O} = 3.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ entspricht. Der Druck wurde mit einem Druckmeßgerät Pennwalt A-61B bestimmt. L_{ab} konnte mit dem PD1 gemessen werden, da gleichzeitig in dem Signal das Streulicht des in die Zelle eingekoppelten Pulses und der

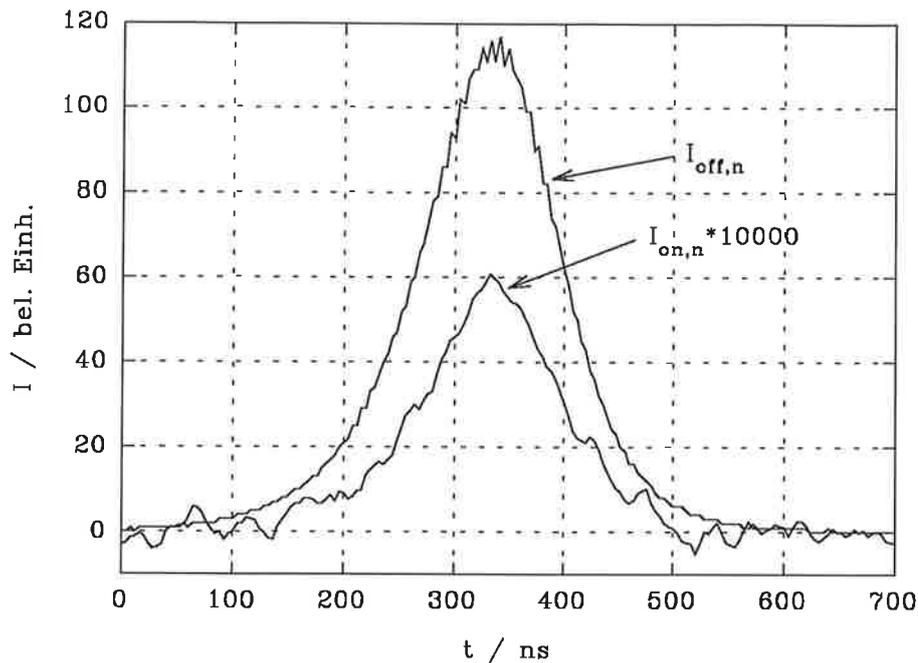


Abbildung 5.18: Die über 20 Pulse gemittelten normierten Intensitäten $I_{0,n}$ und $I_{ab,n}$. Dabei war $P_{inj} \approx 10$ mW. Man kann eine spektrale Reinheit des injection seeded Alexandrit-Lasers von 99.995 % ablesen.

transmittierte Puls sichtbar waren. Es gelang, L_{ab} auf eine große Strecke von 808 m zu justieren, was mittels des Laufzeitunterschiedes zwischen diesen beiden Pulsen bestimmt wurde. Damit konnte mit Hilfe der Daten aus [63, 64] der Absorptionsquerschnitt σ_{H_2O} und mit Gl. (5.28) die theoretische Transmission \mathcal{T}_{ab} in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt werden, was auf der Abb. (5.17) gezeigt ist. Es folgt eine Abschwächung des Lasers von mindestens 10^{-5} , so daß eine SR $< 99.999\%$ nachweisbar war.

Das Resultat der Messungen zeigt die Abb. (5.18). Gezeigt sind die normierten Intensitäten $I_{off,n}$ und $I_{on,n}$ gemittelt über 20 Pulse bei einer in den Alexandrit-Laser eingekoppelten Leistung des Ti:Saphir-Lasers von $P_{inj} = 10$ mW. Aus dem Verhältnis der Intensitäten erhält man eine SR $> 99.995\%$. In den Einzelpulsen, die auch beobachtet werden müssen, da der Fehler in der DIAL-Messung nichtlinear von SR abhängt (s. Gl. (2.11)), war die SR stets besser als 99.99 % und die spektrale Unreinheit teilweise sogar kleiner als die Nachweisgrenze.

Um die Reproduzierbarkeit dieses Wertes sicherzustellen, wurde die Messung mehrere Tage lang wiederholt. Es konnte keine Verminderung der SR festgestellt werden, wenn zum einen $P_{inj} > 1$ mW war und zum anderen die Position des doppelbrechenden Filters DBF im Alexandrit-Resonator gut auf die Wellenlänge des Master-Lasers eingestellt war. Dazu reichte es aus, die Reduzierung der Linienbreite durch injection seeding auf dem Spektrometer zu beobachten und den DBF auf die Mittenposition zu setzen. Offensichtlich blieb jeden Tag auch während der mehrere Stunden langen Meßzeit die Einkopplung des Master-Lasers in den Alexandrit-Resonator stabil.

Damit kann unter diesen Bedingungen eine SR von 99.995 % für dieses Lasersystem spe-

zifiziert werden. Dieser Wert reicht bei weitem aus, um auf eine Korrektur durch eine spektrale Unreinheit sowohl bei Wasserdampf- als auch bei Temperaturmessungen in der Troposphäre verzichten zu können (s. Kap. 6). Im Vergleich mit anderen Lasersystemen, bei denen die Technik des injection seeding ausgenutzt wird [99, 128, 41], liegt die SR bei dem im Rahmen dieser Arbeit konstruierten Lasersystem um mehr als eine Größenordnung höher. Dieses läßt sich auf die bessere Einkoppeleffizienz beim injection seeding, ein höheres P_{inj} und die Verwendung eines unidirektionalen Ringlasers, bei dem das räumliche Lochbrennen vermieden wird, zurückführen.

Kapitel 6

Spezifikationen und Aufbau des DIAL-Systems

6.1 Die Spezifikationen des Lasers für das DIAL-System

Die Tab. (6.1) faßt die erreichten Spezifikationen des Lasersystems zusammen. Im einzel-

Tabelle 6.1: Die Spezifikationen des Lasers für das DIAL-System. Die Einhaltung der Werte wurde in bis zu 10 Stunden dauernden Messungen bestätigt.

	Parameter	Spezifikationen
a.	Abstimmbereich / nm	720–780
b.	FWHM / MHz	160 (26)
c.	Frequenzstabilität / MHz	Standardabweichung 43 (15)
d.	Spektrale Reinheit / %	> 99.99
e.	Pulsdauer / ns	200
f.	Divergenz / mrad	0.45 (0.03)
g.	Pulsenergie / mJ	≈ 50
h.	Energiestabilität	Standardabweichung 8 %
i.	Repetitionsrate / Hz	≈ 20
j.	$t_{\text{on,off}}$ / ms	≈ 50

nen ist zu den Parametern folgendes anzumerken:

zu a. Der Abstimmbereich wird limitiert durch die wellenlängenabhängige Verstärkung des Alexandrit-Kristalls.

- zu b. Die spektrale Breite beträgt 160 MHz ohne Phasenanpassung des Alexandrit-Resonators bedingt durch Lasertätigkeit auf zwei longitudinalen Moden. Bei Betrieb der Single-Mode-Elektronik wird dagegen SLM-Lasertätigkeit erreicht, der Zahlenwert in Klammern von 26 MHz entspricht der Auflösung des verwendeten Interferometers aus [143] und gibt eine obere Grenze für die Bandbreite an. Beide Werte ermöglichen einen Einsatz des Lasersystems für ein H₂O-DIAL am Boden, im Flugzeug und im Weltraum für Messungen in der Stratosphäre und der Troposphäre.
- zu c. In Klammern wird die Frequenzstabilität bei SLM-Betrieb angegeben. Nicht eingeschlossen in diesen Wert ist eine eventuelle Drift des Referenz-Interferometers für den Ti:Saphir-Laser, die aber unter 20 MHz liegen sollte. Ferner kommt noch ein Fehler in der Abstimmung des Ti:Saphir-Lasers auf das Linienzentrum einer Absorptionslinie hinzu. Dieser wurde in Tab. (4.2) zu ± 40 MHz abgeschätzt. Bei SLM-Lasertätigkeit ist nun erstmalig in diesem Wellenlängenbereich der Heterodyn-Nachweis des Rückstreusignals möglich.
- zu d. Diese spektrale Reinheit wird in jedem Laserpuls erreicht, wenn P_{inj} größer als 1 mW bei 730 nm ist. Bei 760 nm muß $P_{inj} > 3$ mW gelten, um die Zunahme der spontanen Emission auszugleichen. Die Halbwertsbreite der bei der Messung der spektralen Reinheit SR verwendeten Absorptionslinie betrug 750 MHz. Damit gilt die Spezifikation für die SR mindestens bis zu der Meßhöhe, in der die Halbwertsbreite der bei der DIAL-Messung verwendeten Absorptionslinie noch 750 MHz beträgt. Das ist beim H₂O-DIAL bis 14 km und beim T-DIAL bis 9 km der Fall. Innerhalb dieser Höhenbereiche ist der relative Fehler in der Bestimmung von α_G kleiner als 1 %, falls für die optische Dicke der verwendeten Absorptionslinie bis zur maximalen Meßhöhe $\tau_G \leq 2.3$ gilt (s. Gl. (2.11) auf S. 10). Da bei einer DIAL-Messung aber stets $\tau_G < 1.1$ gewählt wird, kann bei diesem Lasersystem in dem oben angegebenen Höhenbereich ein Fehler durch eine spektrale Unreinheit immer vernachlässigt werden.
- zu f. Der Zahlenwert in Klammern bezieht sich auf die Divergenz nach 15-facher Strahlaufweitung.
- zu g. Die Pulsenergie wird momentan durch die Instabilität der Pumpkammer bei hoher Pumpenergie der Blitzlampen und die Zerstörschwellen der Optiken begrenzt. Eine neue Pumpkammer (s. 5.2) soll für eine Verbesserung der Stabilität und eine höhere Pulsenergie sorgen.
- zu h. Diese Energiestabilität wird bei Verwendung eines einwandfreien Reflektors in der Pumpkammer erreicht. Die ersten Erfahrungen, die mit diesem System gesammelt wurden, deuten auf eine Lebensdauer von 500 Stunden für den Reflektor hin. Die begrenzte Lebensdauer dieses empfindlichen Reflektors limitiert folglich im Moment die Betriebsdauer des Lasersystems. Auch diese Problematik soll mit der neuen Pumpkammer beseitigt werden.
- zu i. Die Repetitionsrate ν_b hängt von der Brennweite der thermischen Linse ab, bei der dynamische Stabilität vorliegt. Diese Bedingung wird bei dem verwendeten

Resonator bei etwa 20 Hz erreicht, so daß die Repetitionsrate jeweils für die On- bzw. Offline-Pulse $\nu_b/2 \approx 10$ Hz beträgt.

zu j. Für den Zeitabstand zwischen dem On- und Offline-Laserpuls gilt $t_{on,off} = 1/\nu_b$. Er wird momentan durch den verwendeten Treiber für die Blitzlampen limitiert. Dieses kann eventuell eine Einschränkung des Anwendungsbereiches des DIAL-Systems bedeuten (s. 2.4.2). Obwohl ein systematischer Fehler in den in dieser Arbeit vorgestellten Vergleichsmessungen nicht nachweisbar war (s. Kap. 7), so ist dennoch geplant, einen neuen Treiber zu beschaffen, der die Blitzlampen mit einem kürzeren zeitlichen Abstand starten kann.

Es läßt sich abschließend in einem Vergleich der Tab. (6.1) mit Tab. (2.1) feststellen, daß lediglich die zeitliche Verzögerung zwischen dem On- und Offline-Puls verkürzt werden sollte, um auch bei atmosphärischen Bedingungen mit großer Geschwindigkeit des Horizontalwindes systematische Fehler auszuschließen. Dieses ist prinzipiell möglich und lediglich ein technisches Problem, das in Zukunft gelöst werden soll.

Ansonsten wurden mit dem in dieser Arbeit angewandten Verfahren des injection seeding in einen Alexandrit-Ringlaser erstmals alle weiteren Anforderungen für ein H₂O- und ein T-DIAL-System erfüllt. Fehler durch eine spektrale Unreinheit, durch die Breite des Laserspektrums, durch Frequenzschwankungen und durch eine ungenaue Abstimmung auf eine Absorptionslinie können vernachlässigt werden, was eine entscheidende Verbesserung der Meßgenauigkeit gegenüber früheren Lasersystemen darstellt. Im Vergleich zu anderen existierenden Lasersystemen wurde eine um mehr als eine Größenordnung kleinere Bandbreite und Frequenzinstabilität nachgewiesen [23, 48, 32, 72, 127, 99, 128]. Soweit bekannt, besitzt das vorliegende Lasersystem außerdem die höchste spektrale Reinheit, die bisher im nahen IR erreicht wurde [147, 33, 127].

In bezug auf die spektralen Eigenschaften wurde SLM-Lasertätigkeit und nahezu die theoretische Grenze erreicht. Die SLM-Lasertätigkeit eröffnet neue Möglichkeiten, das zurückgestreute Licht schmalbandig nachzuweisen und damit Fehler, die von der Rayleigh-Doppler-Verbreiterung herrühren, zu vermeiden. Diese sind zwar für Wasserdampfmessungen nicht so entscheidend, für Temperaturmessungen würde jedoch erst der Ausschluß dieses Fehlers eine ausreichende Meßgenauigkeit in einer inhomogenen Atmosphäre bedeuten. Weiterhin ermöglicht ein schmalbandiger Nachweis prinzipiell den satellitengestützten Einsatz des Lasersystems, da eine sehr hohe Unterdrückung des Tageslichtuntergrundes erreicht wird. Im Moment werden zwei Methoden, die Verwendung eines Fabry-Perot-Interferometers mit hoher Finesse und der Heterodyn-Nachweis der Rückstreuung, diskutiert (s. 2.4.3)).

6.2 Aufbau des DIAL-Systems

Nachdem festgestellt wurde, daß der Laser alle Anforderungen für DIAL-Messungen erfüllt, wurde ein DIAL-System aufgebaut, das auf Abb. (6.1) dargestellt ist.

Der von dem Argon-Ionen-Laser gepumpte Ti:Saphir-Laser erzeugt einen Dauerstrich-Laserstrahl mit hoher Frequenzstabilität. Der Laserstrahl wird durch einen Faraday-Isolator FI justiert, der Rückreflexe in den Resonator unterdrückt, die anderenfalls die Stabilität des Lasers beeinträchtigen könnten. Der Polarisator POL in Verbindung mit einer $\lambda/2$ -Platte LP1 teilt den Strahl auf. Ein Teil wird wie in Kapitel 4 beschrieben zur Abstimmung, Stabilisierung und Frequenzumschaltung verwendet. Der andere Teil wird in den Alexandrit-Ringlaser eingekoppelt. Auch hier wirken der Faraday-Rotator FR und die $\lambda/2$ -Platte LP2 als Faraday-Isolator, um Optiken vor Rückreflexen aus dem Alexandrit-Laser zu schützen. Wie in 5.6 beschrieben erzeugt der Alexandrit-Laser bei dieser Technik des injection seeding aus dem Strahl des Dauerstrichlasers einen Puls mit hoher Pulsenergie, Frequenzstabilität und spektraler Reinheit.

Dieser Laserpuls wird 15-fach aufgeweitet, um die Divergenz und die Intensität zu verringern, und in die Atmosphäre gesendet. Das zurückgestreute Licht wird mit einem 28 cm-Cassegrain-Teleskop, das einen halben Gesichtsfeldwinkel von 0.75 mrad besitzt, und einem nachfolgenden Detektorsystem nachgewiesen. Auf das Detektorsystem, das eine Avalanche-Photodiode (APD) verwendet, wird nicht weiter eingegangen, da es in [100, 101] charakterisiert wurde. Das Stromsignal der APD wird über einen Transimpedanzverstärker (Femto Meßtechnik HCA-10) in ein Spannungssignal umgewandelt, mit einem 20 MHz 12 Bit-Transientenrekorder TR (DSP 2112 F) digitalisiert und zur Datenerfassung geschickt. Die Daten können auf Festplatte oder Magnetband gespeichert werden. Die Datenerfassung wurde ausführlich beschrieben in [25]. In Zukunft wird eine neue Datenerfassung zur Verfügung stehen, die auf 10 MHz 12 Bit-AD-Wandlern (Pentek 4246) in Verbindung mit einer Sun-Workstation basiert.

Die Zeitkontrolle wird mit Hilfe mehrerer Pulsgeneratoren (DG535 von Stanford Research Systems) sichergestellt. Der Pulsgenerator P1 startet die Blitzlampen des Alexandrit-Lasers mit der Repetitionsrate ν_b , bei der dynamische Stabilität im Resonator vorliegt. Bei den in dieser Arbeit errechneten Resonatoren lag diese im Bereich $15 < \nu_b < 20$ Hz vor. Gleichzeitig triggert P1 den Pulsgenerator P2, der P in Abb.(4.19) auf S. 61 entspricht und die Frequenzumschaltung steuert. Das bedeutet, daß die Repetitionsrate der On- und Offline-Laserpulse jeweils $\nu_b/2$ und die Verzögerung zwischen On- und Offline-Puls $t_{on,off} = 1/\nu_b$ beträgt. Der P2 triggert außerdem mit einer Frequenz von $\nu_b/2$ die Datenerfassung, die daraufhin ein On-/Offline-Pulspaar erwartet. Außerdem kann der P1 optional auch den P3 starten, der einen Puls auf dem Maximum der Alexandrit-Fluoreszenz aussendet und den Güteschalter betätigt. Bei Verwendung des Photodetektors PD2 und der Single-Mode-Elektronik (s. 5.6.3) müssen der P1 und der P3 entkoppelt werden, und der Trigger für den Güteschalter wird von der Elektronik ausgesandt.

Da die Zeitverzögerung zwischen dem Starten des Güteschalters und dem Aussenden des Laserpulses von Puls zu Puls um mehr als 100 ns schwanken kann, muß als Startsignal für die Datenerfassung der Laserpuls selbst verwendet werden. Dazu wird der schnelle Photodetektor PD1 in Verbindung mit einem *ultraschnellen Diskriminator* UD (Medox SA-UFD) benutzt. Wenn die Spannung des PD1 eine gewisse Schwelle überschritten hat, sendet der UD mit einer stabilen Verzögerung von 2 ns einen Triggerpuls an den P4 aus. Da die Form des Laserpulses reproduzierbar ist, kann man davon ausgehen, daß dieser Trigger bis auf einige Nanosekunden in Phase mit dem Maximum des Laserpulses ist.

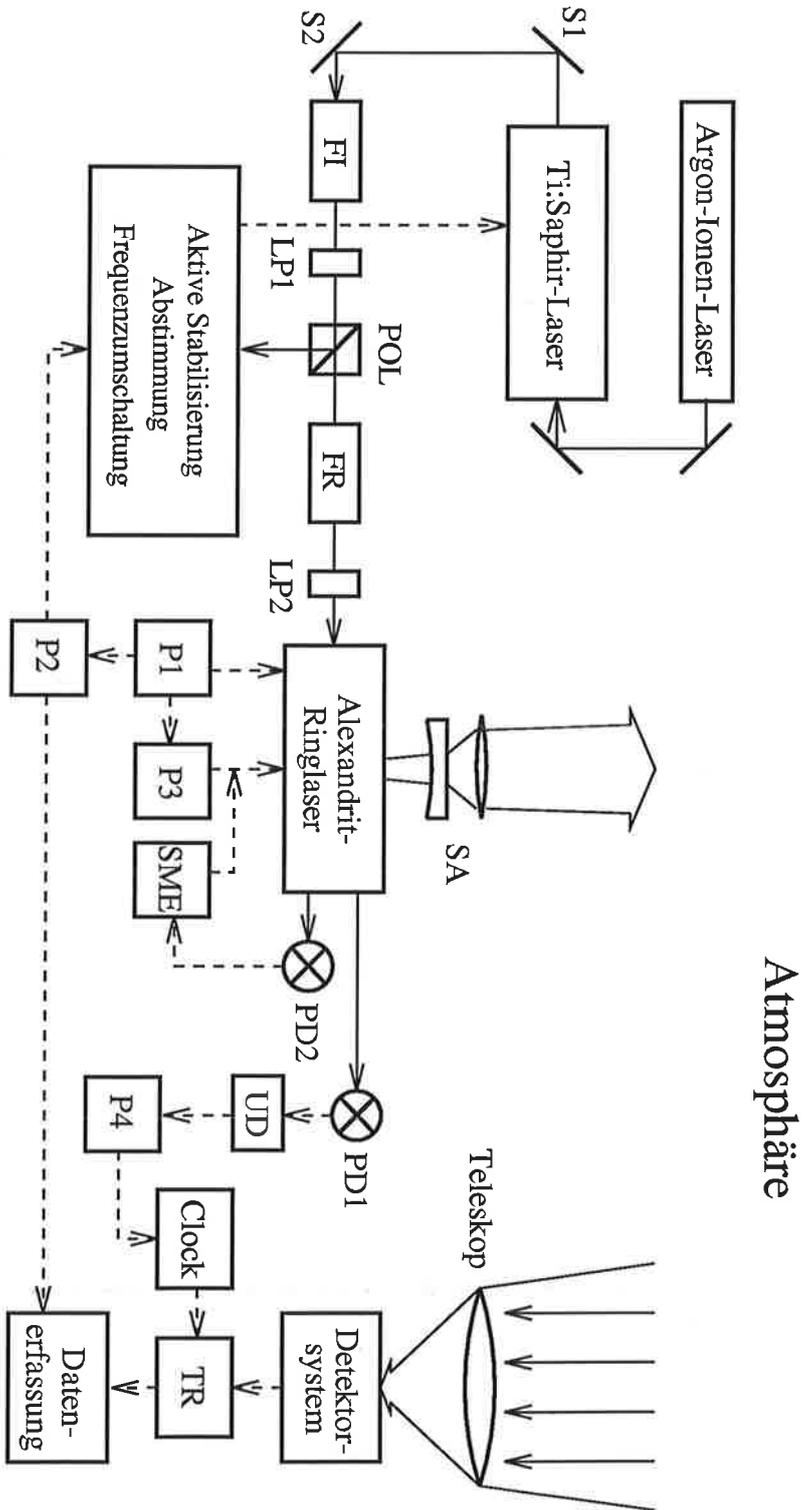


Abbildung 6.1: Der Aufbau des DIAL-Systems.

- FI: Faraday-Isolator, LP1, LP2: $\lambda/2$ -Platte, POL: Polarisator, FR: Faraday-Rotator,
- SA: Strahlauweitung, P1, P2, P3, P4: Pulsgeneratoren, PD1, PD2: Photodetektoren,
- SME: Single-Mode-Elektronik, UD: ultrastast discriminator, TR: Transientenrekorder.

Die Digitalisierung der Signale wird von dem P4 in Verbindung mit einem im Rahmen dieser Arbeit konstruierten Oszillator (*Clock*) gestartet, der schließlich in Phase mit dem Zeitpunkt des Laserpulses eine einstellbare Anzahl von Spannungspulsen an den TR abgibt. Die Frequenz dieser Spannungspulse, die die Geschwindigkeit der Digitalisierung bestimmt, beträgt 10 MHz und die Anzahl 2048, so daß bei allen in dieser Arbeit vorgestellten DIAL-Messungen Rückstreusignale bis in eine Höhe von etwa 30 km bei einer Höhenauflösung von 15 m aufgenommen wurden.

Kapitel 7

Messungen mit dem DIAL-System

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß das entwickelte Lasersystem alle Anforderungen für Wasserdampf- und Temperaturmessungen in der Troposphäre mit der DIAL-Methode erfüllt. Mit dem in Abb. (6.1), S. 104, beschriebenen Aufbau konnten somit erste Wasserdampfmessungen vom Geomatikum in Hamburg bei $53^{\circ} 30' N$ und $10^{\circ} 0' O$ durchgeführt werden. Bei der Messung, die in 7.2 vorgestellt wird, wurde der Resonator aus 5.5 und bei allen anderen Messungen der Resonator aus 5.6 verwendet. Die Pulsenergie betrug bei allen Messungen etwa 30 mJ und die Repetitionsrate 20 Hz. Die Single-Mode-Elektronik (s. 5.6.3) wurde bei diesen Messungen nicht eingesetzt. Dieses war nicht notwendig, da auch der DLM-Alexandrit-Ringlaser bei weitem alle Anforderungen für ein H₂O-DIAL erfüllt.

Bei den Auswertungen der DIAL-Messungen wurde folgendermaßen vorgegangen: Abhängig von den Meßbedingungen wurde eine Online-Frequenz gewählt, mit der sich bis zur maximalen Meßhöhe eine optische Dicke von $\tau_{H_2O} \approx 1$ ergab. Die Daten wurden mit einer Zeitauflösung von 30 s, was etwa 300 On-/Offline-Schußpaaren entsprach, aufgezeichnet. Bei der Auswertung wurden die Daten zunächst zeitlich und gleitend über die Höhe gemittelt. Danach wurde der durch das Hintergrundlicht und die Detektorelektronik verursachte Untergrund abgezogen. Die Berechnung der Wasserdampfdichte wurde mit einem vorhandenen Auswerteprogramm durchgeführt, in dem auch die Rayleigh-Doppler-Korrektur implementiert ist.

7.1 Zielsetzung der Messungen und Erwartungen

7.1.1 Bestimmung systematischer Fehler

Ein wichtiges Ziel der Untersuchungen war die Bestätigung, daß bei DIAL-Messungen mit dem neuen Lasersystem die systematischen Fehler in der Wasserdampfbestimmung nunmehr kleiner als 5 % in der gesamten Troposphäre sind (s. Tab. (2.1)).

Ob diese Genauigkeit erreicht wird, kann in der unteren Troposphäre durch Vergleichsmessungen mit Radiosonden untersucht werden. Dazu durften die Mittelwerte der absoluten

Feuchte, die mit dem DIAL-System und der Radiosonde gemessen wurden, um nicht mehr als 5 % voneinander abweichen. Hierbei wurde nach sorgfältiger Eichung ein relativer Fehler von weniger als 5 % in der Messung der absoluten Feuchte mit der Radiosonde angenommen [141, 53]. Bei den Vergleichsmessungen mußten folgende Punkte beachtet werden:

Da eine Radiosonde an der Stelle mißt, an der sie sich gerade befindet, nimmt sie kein vertikales Profil auf. Weder befindet sie sich senkrecht über dem Ort, an dem sie gestartet wurde, da sie mit dem Wind verdriftet wird, noch mißt sie zur gleichen Zeit in verschiedenen Höhen. Will man also die Genauigkeit der DIAL-Messungen mit einer Radiosonde als Vergleichsstandard überprüfen, so darf diese Messung nur unter Bedingungen durchgeführt werden, bei denen das Wasserdampfprofil in der Atmosphäre möglichst zeitlich konstant und horizontal homogen ist. Darüberhinaus muß die Sonde an der Stelle gestartet werden, an der sich das Lasersystem befindet. Daher wurden bei allen Vergleichsmessungen Hochdruckwetterlagen mit geringem Horizontal- und Vertikalwind genutzt, und der Radiosondenaufstieg wurde vom Dach des Geomatikums in der Nacht durchgeführt, da dann keine zusätzlichen Inhomogenitäten durch konvektive Prozesse auftreten. Beachtet man alle diese Punkte, so können bei einer Vergleichsmessung noch immer Abweichungen an Schichtgrenzen, z. B. an der Grenzschichtoberkante, auftreten. Deren Höhen sind horizontal unterschiedlich, und die Radiosonde besitzt zumeist schon einen großen horizontalen Abstand von dem Standort des DIAL-Systems, wenn sie die Schichtgrenze durchfliegt.

Die verwendeten Radiosonden stammten von der Fa. Vaisala (Typ RS80), das zugehörige Empfangsgerät (Vaisala Micro Cora) befand sich ebenfalls im Geomatikum. Eine Überprüfung von DIAL-Messungen am Tage war mit dieser Radiosondenanlage leider nicht möglich, da das Empfangsgerät aufgrund eines starken Störsenders, der sich nur tagsüber bemerkbar macht, nicht in der Lage war, die Radiosondensignale fehlerfrei zu empfangen.

In der oberen Troposphäre wurde von einem Vergleich mit Radiosonden abgesehen, da sie oft Schwierigkeiten haben, relative Feuchten von weniger als 20 % bei niedrigen Temperaturen korrekt zu messen [24, 115]. Um trotzdem das Lasersystem in der oberen Troposphäre charakterisieren zu können, können Wasserdampfmessungen in hoch gelegenen Wolken durchgeführt werden. In Verbindung mit einer Temperaturmessung und der Annahme vollständiger Phasenrelaxation in der Wolke, ist in der oberen Troposphäre eine Abschätzung systematischer Fehler möglich. Hier mußten folgende wichtige Punkte beachtet werden:

Um einen Fehler durch die Rayleigh-Doppler-Korrektur auszuschließen, durfte nur der Höhenbereich in der Wolke für die Wasserdampfbestimmung ausgewertet werden, in dem die Rayleigh-Rückstreuung gegenüber der Partikel-Rückstreuung vernachlässigt werden konnte. Dieses ließ sich mit dem vorhandenen Auswerteprogramm überprüfen. Dagegen braucht bei der Wasserdampfmessung in Wolken mit dem DIAL-System eine Mehrfachstreuung nicht berücksichtigt werden. Man stellt fest, daß bei LIDAR-Systemen mit geringer Laserstrahldivergenz und kleinem Empfängergesichtsfeld ein Mehrfachstreuparameter F eingeführt werden kann, mit dem in Gl. (2.2) auf S. 5 $\alpha_{par}(\xi)$ durch $[1 - F(\xi)]\alpha_{par}(\xi)$ ersetzt werden muß [123]. Eine Wellenlängenabhängigkeit von F kann aber vernachlässigt werden, so daß F sich bei der Bildung der DIAL-Gleichung herauskürzt. Es entstehen

vielmehr Probleme aufgrund der erhöhten Signalschwankungen durch die Variabilität der Rückstreuung der Wolke. Diese verursachen größere systematische und statistische Fehler. Ein weiterer systematischer Fehler in der Wasserdampfbestimmung kann durch eine Abnahme der Korrelation zwischen den On- und Offline-Pulsen bei erhöhter Variabilität der Rückstreuung auftreten. Wie groß insgesamt der systematische Fehler bei der Wasserdampfbestimmung in der oberen Troposphäre ist, wurde in zwei Meßfällen untersucht. Sie werden in 7.3.2 und 7.4.4 vorgestellt.

7.1.2 Bestimmung statistischer Fehler

Die statistischen Fehler in der Wasserdampfbestimmung und die zugehörige erreichbare Zeit- und Höhenauflösung sind weitere entscheidende Charakteristika des neuen DIAL-Systems. Die Resultate werden in 7.6.1 zusammengestellt. Mit deren Hilfe läßt sich entscheiden, für welche Meßaufgaben das System geeignet ist und wie leistungsfähig es im Vergleich zu anderen Meßmethoden ist (s. 7.6.2).

Zur Berechnung von statistischen Fehlern wurde eine Methode herangezogen, die von BÖSENBERG am MPI entwickelt und auch in [25, 148, 149, 136] verwendet wurde. Die Schwierigkeit bei dieser Berechnung besteht darin, daß sich die Varianz der Wasserdampfdichte in einer bestimmten Höhe aus Anteilen zusammensetzt, die durch atmosphärische Prozesse – die natürliche Varianz – und durch das Signalrauschen verursacht werden. Deren Anteile müssen voneinander separiert werden.

Bei dieser Methode wird in einer bestimmten Höhe von einer Zeitreihe $\rho_{H_2O}(t)$ das Varianzspektrum $P_\rho(\nu)$ mit einer Fourier-Transformation bestimmt. Das Signalrauschen wird hauptsächlich durch das Schrotrauschen des Detektors verursacht. Dieses kann durch ein weißes Rauschen beschrieben werden, da die Signalstatistik zeitlich und in der Höhe unkorreliert ist. Dessen Spektrum ist aber in dem Frequenzbereich, in dem $P_\rho(\nu)$ berechnet wird, nahezu konstant. Da die natürliche Varianz in Richtung höherer Frequenzen abnimmt, strebt das Varianzspektrum in Richtung hoher Frequenzen gegen einen Wert P_n , der sich hauptsächlich aus der Varianz des Rauschens und einer eventuell verbliebenen natürlichen Varianz zusammensetzt. Der Wert P_n läßt sich also am genauesten bestimmen, wenn das Spektrum aus langen hochaufgelösten Zeitreihen berechnet wird. Danach wird P_n nach einer gleitenden Mittelung des Spektrums über etwa 5 Punkte und nachfolgender Mittelung über die letzten 20 % der Werte des Spektrums bei den hohen Frequenzen errechnet. Es hat sich in früheren Untersuchungen herausgestellt, daß man mit dieser Methode eine gute Abschätzung für P_n erhält [148, 149]. Die gesuchte Varianz σ_ρ^2 in der Wasserdampfbestimmung, die hauptsächlich durch das Signalrauschen verursacht wird, erhält man darauf mit der Formel $\sigma_\rho^2 \simeq P_n(f_n - f_m)$. Dabei gilt $f_n = 0.5/\Delta t$ und $f_m = 1/t_m$, wobei Δt die Auflösung der Zeitreihe und t_m die Meßdauer ist. f_n wird als *Nyquist-Frequenz* bezeichnet.

Diese universelle Methode läßt sich in jeder Höhe anwenden und liefert ein Profil des statistischen Fehlers. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurde $P_\rho(\nu)$ mit einer Zeitauflösung von 30 s berechnet, da einerseits die Geschwindigkeit der Datenerfassung in der Aufzeichnung der Signale beschränkt und andererseits die Verarbeitung von

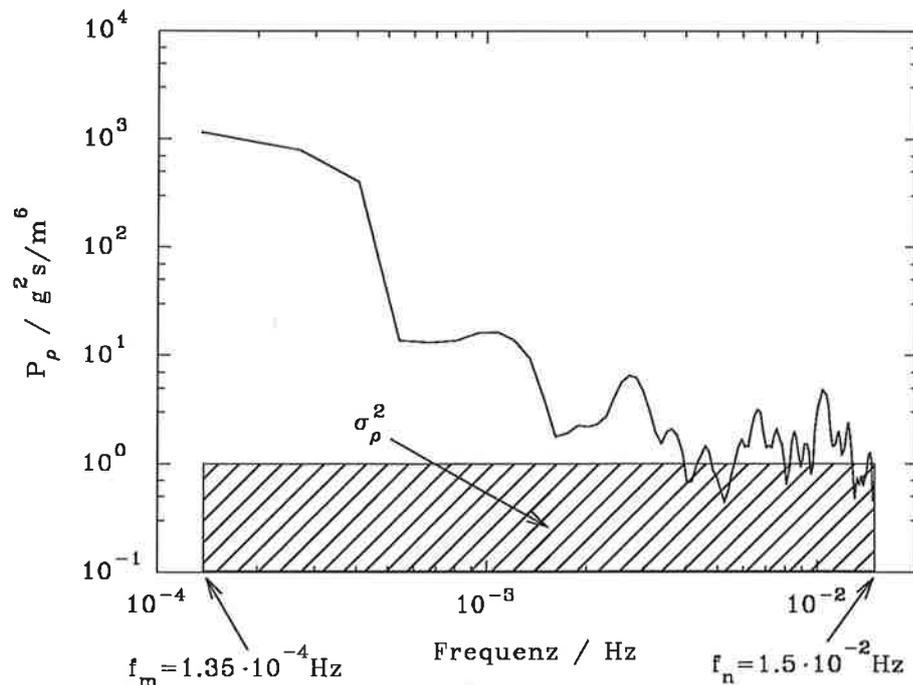


Abbildung 7.1: Ein Varianzspektrum einer Zeitreihe der absoluten Feuchte gemessen am 01.12.1994 (s. 7.4.3). Das Spektrum wurde mit einer Zeitauflösung von 30 s berechnet. Die Meßdauer betrug etwa 2 Stunden, die Meßhöhe 700 m und die Höhengauflösung des Wasserdampf-Profiles 75 m. Die schraffierte Fläche ist eine Abschätzung für die durch das Signalrauschen verursachte Varianz. Man erhält $\sigma_p \approx 0.12 \text{ g/m}^3$.

beliebig großen Datenmengen begrenzt war. Alle in dieser Arbeit bestimmten statistischen Fehler stellen also eine Abschätzung nach oben dar, da sie unter Umständen noch eine natürliche Varianz beinhalten können. Ein Beispiel für ein Varianzspektrum wird in Abb. (7.1) gezeigt, in der der Abfall der Varianzdichte in Richtung höherer Frequenzen und die Abschätzung des statistischen Fehlers dargestellt wird.

7.1.3 Langzeituntersuchungen

Neben der Bestimmung der Genauigkeit der Messungen ist die Untersuchung der Langzeitstabilität des Lasersystems von Wichtigkeit. Da ein Einsatz bei Feldmessungen geplant ist, müssen alle Spezifikationen über einen langen Zeitraum erhalten bleiben. Dazu wurden alle Spezifikationen des DIAL-Systems bis auf die spektrale Reinheit während der Messungen in Echtzeit mit dem Aufbau, der in 5.5 auf S. 81 dargestellt ist, überprüft.

Während der Messungen mit diesem DIAL-System wurden Wasserdampfprofile in der Atmosphäre über einen langen Zeitraum mit hoher Auflösung gemessen. Welche Erkenntnisse sich daraus gewinnen lassen, wird in 7.3.2 und 7.4.3 untersucht.

Langzeitmessungen sind nicht nur im Hinblick auf die Untersuchung der Wasserdampfverteilung interessant. Sie liefern auch durch die Auswertung des Offline-Rückstreusignals Informationen über Wolkenhöhen und deren geometrische Ausdehnung sowie über die Aerosolpartikelverteilung. Weitere Informationen über Wolken, wie die optische Dicke und der Extinktionskoeffizient α_{par} , lassen sich mit einem elastischen Rückstreusignal nicht genügend genau untersuchen. Die optische Dicke kann nicht bestimmt werden, da das Verhältnis $S = \alpha_{par}/\beta_{par}$, das sogenannte LIDAR-Verhältnis, nicht bekannt ist. Dieses kann in Wolken Werte zwischen 2 und 20 Sr annehmen [24, 12, 49], weshalb der Fehler in der Bestimmung der optischen Dicke das Mehrfache der optischen Dicke selbst betragen kann. α_{par} kann dagegen nur gemessen werden, wenn der Mehrfachstreuparameter F bekannt ist. F kann aber nur untersucht werden, wenn Zusatzinformationen z. B. von Raman-LIDAR-Signalen oder Signalen, die mit unterschiedlichen Gesichtsfeldern des Detektors gemessen wurden, vorliegen [12, 49, 175, 17].

7.2 Die erste Vergleichsmessung

7.2.1 Wetterlage

Die erste Vergleichsmessung wurde am 20.07.1994 um 21:55 UT durchgeführt. Der Norden Deutschlands befand sich am 19.07.1994 unter dem Einfluß eines Hochdruckgebietes mit Kern über Skandinavien, an dessen Ostflanke kühle und trockene Luft bei östlichen bis nordöstlichen Winden nach Norddeutschland vordrang. Über der Mitte Deutschlands verlief in 50° N nahezu breitenkreisparallel eine Luftmassengrenze, die die trockene Luft von feuchter subtropischer trennte. Diese Grenze verlagerte sich im Laufe des nächsten Tages südwärts in den Alpenraum, woraufhin sich auf ihrer Rückseite die Brücke zwischen dem Hochdruckgebiet und einem Azorenhoch schloß. Im 500 hPa-Niveau ging die Hochdruckbrücke in einen Keil über, der sich von Großbritannien bis Skandinavien erstreckte. Am Boden verblieb der Norden Deutschlands weiterhin im Bereich einer kühlen östlichen bis nordöstlichen Strömung. Zur Zeit der Messung herrschte am Boden eine Temperatur von 20°C bei nahezu wolkenlosem Himmel. Die Horizontalgeschwindigkeit innerhalb der Grenzschicht war < 5 m/s [177, 50].

7.2.2 Durchführung und Analyse

Wie in 7.1.1 beschrieben, war diese Wetterlage für eine Vergleichsmessung in der unteren Troposphäre geeignet. Um 21:55 UT wurde die Radiosonde mit einer Steiggeschwindigkeit von ca. 1.9 m/s gestartet. Die Frequenz des Lasers wurde auf die Absorptionslinie mit $\tilde{\nu}_{H_2O} = 13717.175 \text{ cm}^{-1}$ und einer Linienstärke von $S_{H_2O} = 7.5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$ abgestimmt. Die Offline-Wellenzahl betrug $13720.515 \text{ cm}^{-1}$.

Die Abb. (7.2) zeigt den Logarithmus der höhenkorrigierten Rückstreusignale $\ln(P_{on,off} z^2)$ sowie den Quotienten $1/2 \ln(P_{off}/P_{on})$, der gem. Gl. (2.8) der optischen Dicke des Wasserdampfes entspricht. Man erkennt eine aerosolpartikelreiche Restschicht bis in eine Höhe von 2 km. Der Übergang in die freie Troposphäre macht sich durch einen starken

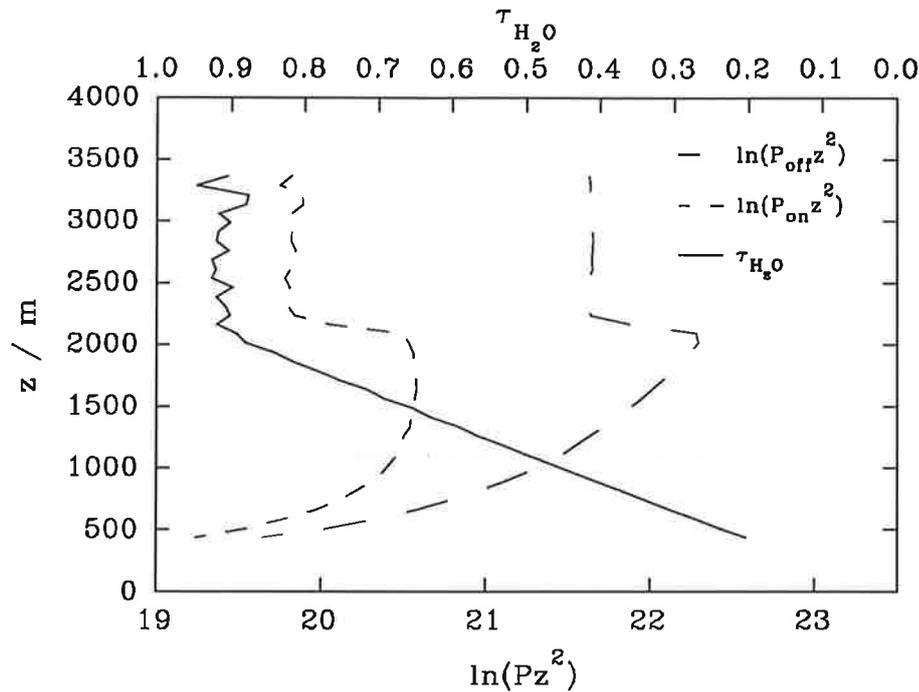


Abbildung 7.2: Die höhenkorrigierten Rückstreusignale und die optische Dicke des Wasserdampfes bei der ersten Vergleichsmessung vom 20.07.1994 um 21:55 UT. Die geringen Signale aus niedrigen Höhen kommen durch die Verwendung eines variablen Abschwächers zur Reduzierung des Dynamikbereichs zustande. Man erkennt einen starken Gradienten in einer Höhe von etwa 2100 m, der eine Schichtgrenze anzeigt.

Gradienten in dieser Höhe bemerkbar. Die starke Unterdrückung der Signale aus geringer Höhe wurde mit einem variablen Abschwächer zur Reduzierung des Dynamikbereichs der Signale erreicht [100]. Da die optische Dicke τ_{H_2O} bis 2 km etwa 0.9 betrug, waren bis in diese Höhe Auswertungen mit guter Genauigkeit möglich.

Um einen zeitlich gut übereinstimmenden Vergleich in der Grenzschicht zu erhalten, wurden die DIAL-Daten über 10 min nach dem Start der Sonde gemittelt, da diese sich nach dieser Zeit in etwa 1.2 km Höhe befand. Die Abb. (7.3) zeigt das Temperaturprofil und einen Vergleich der von der Sonde und dem DIAL-System gemessenen Wasserdampfprofile. Das Temperaturprofil zeigt eine bei dieser Wetterlage zu erwartende Schichtung an. In Verlauf der Nacht hatte sich eine Bodeninversion bis in eine Höhe von 130 m ausgebildet, darüber war die Schichtung bis zu einer Inversionsschicht, die einen Gradienten von $\gamma = -4 \text{ K}/100 \text{ m}$ besaß, nahezu indifferent mit $\gamma = 0.85 \text{ K}/100 \text{ m}$. Die relative Feuchte in der Grenzschicht betrug im Mittel etwa 50 %.

In der freien Troposphäre maß die Radiosonde eine relative Feuchte von 0 %, was offensichtlich falsch ist und die unter 7.1.1 gemachten Bemerkungen bestätigt. Dagegen wurde bei einem Radiosondenaufstieg in Schleswig vom 21.07.1994 um 0:00 UT in 3000 m Höhe eine relative Feuchte von 5 % gemessen [50], was eher den Erwartungen bei dieser Wetter-

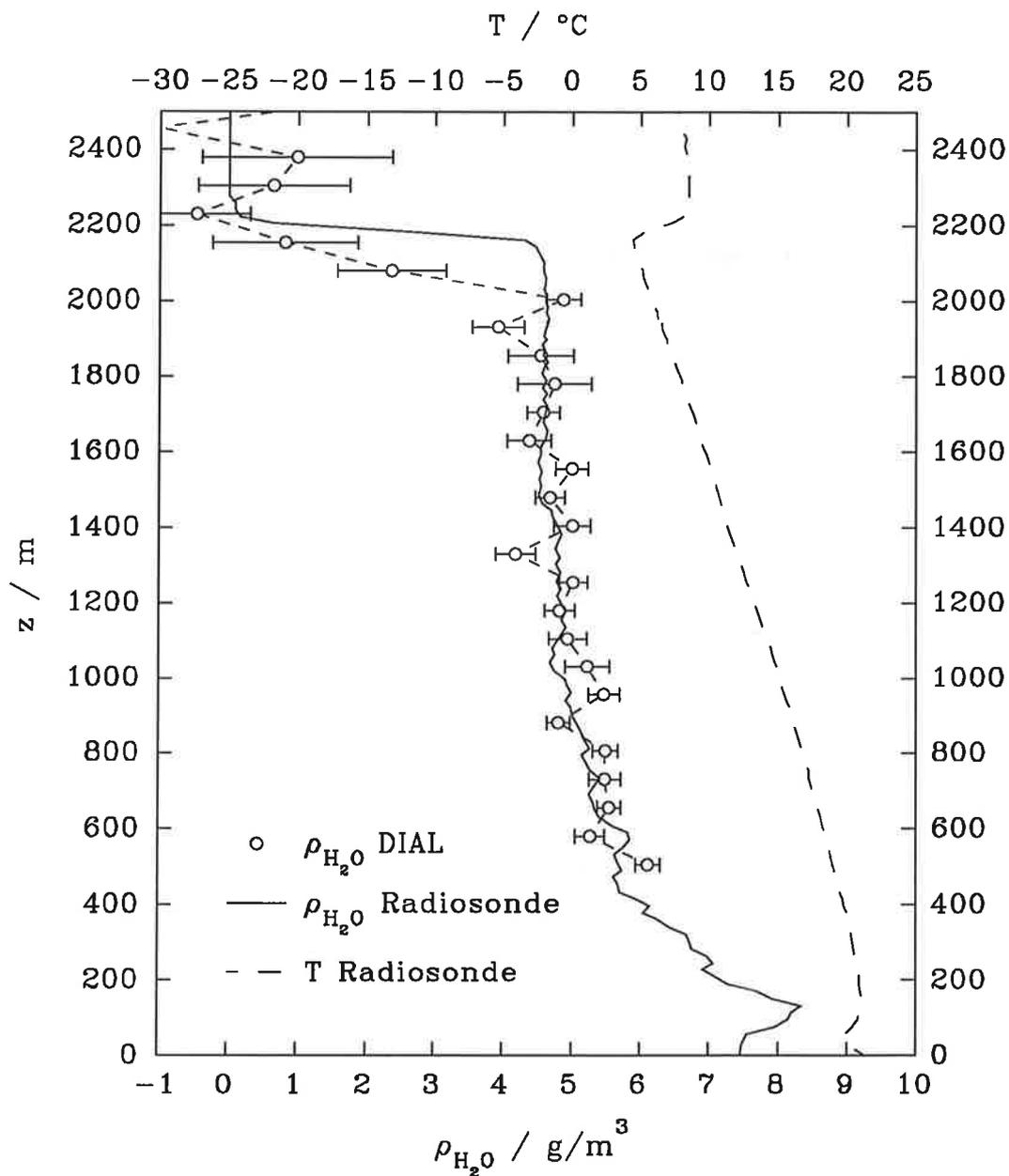


Abbildung 7.3: Die erste Vergleichsmessung DIAL/Radiosonde vom 20.07.1994 um 21:55 UT. Die DIAL-Daten wurden über 10 min und 75 m gemittelt. Man erhält eine gute Übereinstimmung zwischen den Wasserdampfprofilen von 500–2000 m. Im DIAL-Profil werden die statistischen Fehler, die mit der in 7.1.2 vorgestellten Methode berechnet wurden, gezeigt.

lage entspricht. Die scharfe Restschichtoberkante wird in der DIAL-Messung gut wiedergegeben. Nur die Höhen, an denen die Gradienten auftreten, weichen leicht voneinander ab, da die Sonde schon eine horizontale Entfernung von ca. 3 km vom DIAL-Standort besaß, als sie die Grenzschichtoberkante erreichte.

Die Höhenauflösung des mit dem Laser gemessenen Wasserdampfprofils betrug 75 m. Das Profil wurde mit der DIAL-Approximation aus Gl. (2.8), also ohne Rayleigh-Doppler-Korrektur berechnet, da diese in einer Grenzschicht mit geringen Gradienten in β_{par} vernachlässigt werden kann (s. 2.4.2). Dieses wurde auch bei einem Vergleich der mit und ohne diese Korrektur berechneten Profile bestätigt und lieferte in der Grenzschicht eine Abweichung von weniger als 3%. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der Wasserdampfdichte zwischen dem DIAL- und dem Radiosondenprofil bis in 2 km Höhe. Die maximale Abweichung beträgt 15%. Die Standardabweichung zwischen den Profilen $\Delta\rho/\rho$ ist $< 7\%$ und die absolute Abweichung $\Delta\rho$ ist $< 0.3 \text{ g/m}^3$. Die Abweichung zwischen den Mittelwerten der Profile von 500–2000 m ist $< 1\%$ bzw. $< 0.04 \text{ g/m}^3$. Damit konnten keine systematischen Fehler im DIAL-Profil aufgefunden werden. Die Standardabweichung zwischen den Profilen läßt sich allein mit der Statistik des DIAL-Profiles erklären, die einen relativen Fehler von etwa 6% ergibt.

Abschließend ist festzuhalten, daß mit dieser ersten Vergleichsmessung die große Genauigkeit der DIAL-Messungen mit dem neuen Lasersystem bestätigt wurde. Es konnte bei dieser Meßsituation kein negativer Einfluß des großen zeitlichen Abstandes $t_{on,off}$ oder anderer Lasereigenschaften nachgewiesen werden. Bei der Untersuchung der Herkunft des statistischen Fehlers wurde entdeckt, daß er hauptsächlich von einer Rauschquelle an der Detektorelektronik stammte, die daraufhin beseitigt wurde. Somit war bei dieser Messung noch nicht der optimale Betriebszustand erreicht. Die zweite Vergleichsmessung (s. 7.4.2) demonstriert die Verbesserung in der Meßgenauigkeit, die bei den folgenden Untersuchungen erreicht wurde.

7.3 Wasserdampfmessung während der ELITE-Kampagne

7.3.1 Wetterlage

Am 11.09.1994 wurde das Wetter durch ein umfangreiches Höhentief mit Kern über Schottland bestimmt. Dadurch befand sich Norddeutschland im Bereich einer kräftigen westlichen Höhenströmung mit Windgeschwindigkeiten von mehr als 10 m/s im 850 hPa-Niveau. Über Norddeutschland herrschte wechselnde bis starke Bewölkung, deren Auslöser in der westlichen Höhenströmung eingebettete Hebungsgebiete waren. Außerdem entstand im Laufe des Tages aus einem wellenförmigen Frontenzug über dem Atlantik ein weiteres Tiefdruckgebiet über Südengland, dessen Wolkengebiet in Verlaufe der Nacht Norddeutschland erreichte [178].

7.3.2 Durchführung und Analyse

Die erste längere Messung fand während der *ELITE-Kampagne* (*European LITE Correlative Measurement Campaign*) am 11.09.1994 um 22:00–23:20 UT statt. Bei dieser Kampagne wurden Vergleichsmessungen der Rückstreusignale von bodengestützten LIDAR-Systemen mit dem ersten weltraumgestützten LIDAR-System, das mit einem Space-Shuttle in den Weltraum transportiert wurde, durchgeführt. Dieses LIDAR-System wird auch als *LITE* (*Laser In-Space Technology Experiment*) bezeichnet [111]. Es kann nicht auf das Potential von LIDAR- oder DIAL-Systemen im All eingegangen werden, dazu sei auf [61, 26] verwiesen. In [26] ist auch ein Vergleich der MPI-LIDAR-Systeme mit dem LITE-Instrument enthalten. Hier wurde die Meßkampagne in erster Linie genutzt, um das Lasersystem über eine längere Zeitdauer zu testen. Es wurde eine Online-Wellenzahl von $\tilde{\nu}_{on} = 13728.18 \text{ cm}^{-1}$ benutzt, bei der in 2200 m $\tau_{H_2O} \approx 0.7$ betrug. Die Offline-Wellenzahl hatte einen Wert von 13729.85 cm^{-1} .

Bei einer Langzeitmessung liefert zunächst ein Konturplot des Logarithmus des höhenkorrigierten Offline-Rückstreusignales $\ln(P_{off}z^2)$, der in Abb.(7.4) gezeigt wird, Informationen über Schichten mit erhöhtem Aerosolpartikelgehalt und Wolken. In diesem Fall konnte eine Wolke von 22:00–22:40 UT mit einer vertikalen Ausdehnung von etwa 300 m über dem DIAL-System beobachtet werden. Die Wolkenhöhe variierte in diesem Zeitraum zwischen 4700 und 5000 m. Durch die starke Extinktion der Rückstreusignale in Wolken ist oft der Meßbereich auf die Strecke bis zur Wolkenunterkante beschränkt; hier war jedoch die optische Dicke der Wolke so gering, daß auch ein Rückstreusignal oberhalb der Wolke nachgewiesen werden konnte. Während der Meßdauer war die Bewölkung stark inhomogen, in Itzehoe bei $53^\circ 58' \text{ N}$ und $9^\circ 33' \text{ O}$ wurde zur gleichen Zeit eine geschlossene Wolkendecke in 1000 m Höhe detektiert. Interessant ist die erhöhte, stark variable Rückstreuung bis zu 1000 m unterhalb der Wolke, die vermutlich dadurch zustandekam, daß eine Wolke in diesem Bereich entweder in der Auflösung oder im Entstehen begriffen war.

Der Wasserdampfgehalt in der Wolke wurde folgendermaßen bestimmt: Um einen geringen statistischen Fehler zu erhalten, wurden die Signale über einen Zeitraum von 30 min, in dem die Ausdehnung und Höhe der Wolke nahezu konstant war, gemittelt. Es wurden lediglich drei Gitterpunkte mit einem Abstand von 150 m in die Wolke gelegt, bei denen das Rückstreusignal so groß war, daß eine Rayleigh-Doppler-Korrektur vernachlässigt werden konnte. Die Abweichung der Werte mit und ohne Rayleigh-Doppler-Korrektur war kleiner als 2 %. Es ergab sich in einer Höhe von 4900 m in der Wolke $\rho_{H_2O,DIAL} = 1.4(2) \text{ g/m}^3$. Das entspricht einem statistischen Fehler von lediglich 15 %, obwohl τ_{H_2O} im Auswertebereich nur 0.03 betrug. Eine Auswertung von Radiosondendaten aus Kiel vom 12.09.1994 um 0:00 UT¹ ergab in dieser Höhe eine Temperatur von 254.7 K, woraus bei 100 % relativer Feuchte in der Wolke ein theoretischer Wert von $\rho_{H_2O,th} = 1.5 \text{ g/m}^3$ folgt. Beide Resultate stimmen also im Rahmen der Meßgenauigkeit überein, so daß kein systematischer Fehler nachgewiesen wurde. Eine genauere Abschätzung dieses Fehlers ist nur durchzuführen, wenn die Statistik und Korrelation der Einzelschußsignale vorliegt, die aber nicht gemessen werden konnten. Es ist in Zukunft geplant, diese mit einem im Aufbau befindlichen

¹Die Daten wurden freundlicherweise vom Deutschen Wetterdienst in Offenbach zur Verfügung gestellt.

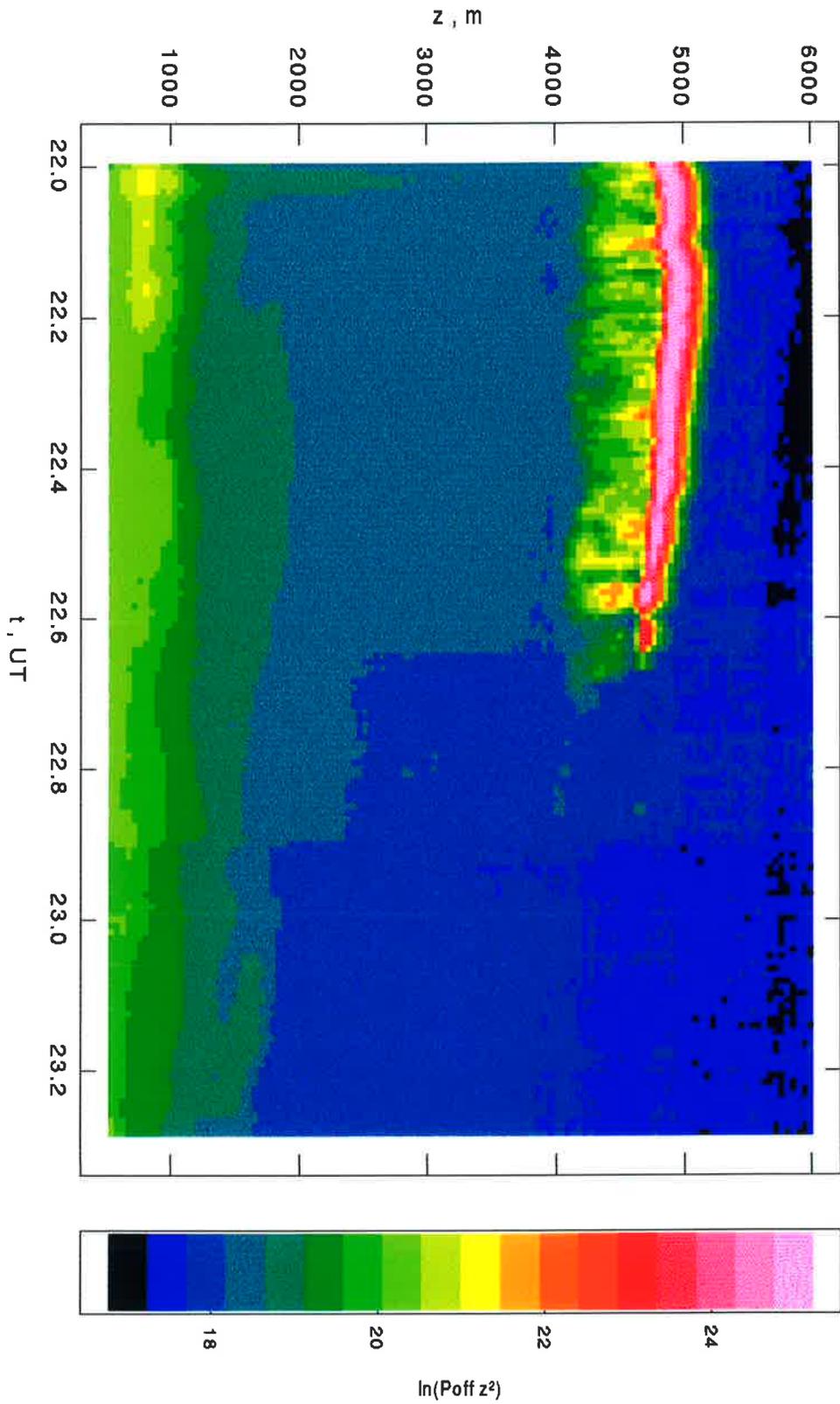


Abbildung 7.4: $\ln(P_{\text{off}} z^2)$ gemessen während der ELITE-Kampagne. Die Daten wurde über drei Höhenstufen also 45 m gleitend gemittelt. Die Zeitauflösung betrug 30 s.

LIDAR-System auf der Basis eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers mit einer Repetitionsrate von 1 kHz zu untersuchen.

Die gute Übereinstimmung des theoretischen mit dem gemessenen Wert demonstriert, daß es möglich ist, in Wolken den Wasserdampfgehalt mit dem DIAL-System zu bestimmen. Man kann davon ausgehen, daß der statistische Fehler bei größeren optischen Dicken des Wasserdampfes in der Wolke und größeren Eindringtiefen des Signals noch stark reduziert wird (s. Gl. (2.12)). Das gilt zumindest solange, wie die Rückstreusignale ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis besitzen. Eine weitere Wasserdampfbestimmung in einer Cirruswolke wird in 7.4.4 dargestellt. Weitere Messungen in der freien Troposphäre konnten nicht durchgeführt werden, da die Signale zu gering waren.

Innerhalb der Grenzschicht konnten bis in eine Höhe von 2.5 km Wasserdampfprofile bestimmt werden. Die Abb. (7.5) zeigt zunächst den Logarithmus des Partikel-Rückstreuoeffizienten $\ln(\beta_{par})$, der mit der Klett-Methode berechnet wurde [88, 56]. Da der Aerosolpartikelgehalt in der Grenzschicht höher als in der freien Troposphäre ist, läßt sich mit dieser Abbildung einerseits die Höhe der Grenzschicht abschätzen; andererseits erhält man einen Eindruck von der Dynamik und Struktur innerhalb der Grenzschicht. Die Abbildung zeigt zwei Schichtgrenzen an. Eine befand sich in einer Höhe von ungefähr 1300 m. Sie wurde durch eine schwache Inversion verursacht, was die Analyse der oben erwähnten Radiosondendaten aus Kiel ergab. Eine zweite befand sich in einer Höhe von etwa 2000 m, so daß der Übergang in die freie Troposphäre etwa in dieser Höhe stattfand. Das Signal zeigt komplexe Strukturen auf, die durch Advektion von Aerosolpartikeln, wellenartige Störungen oder durch dynamische Turbulenz erzeugt wurden. Diese verschiedenen Effekte lassen sich aber ohne weitere Informationen nicht voneinander trennen.

In Abb. (7.6) wird die Verteilung der absoluten Feuchte gezeigt. Bei der Auswertung wurde die Rayleigh-Doppler-Korrektur berücksichtigt, da ansonsten an der Schichtgrenze in 1300 m Höhe teilweise Fehler über 5 % aufgetreten wären. Der statistische relative Fehler für die 3 min-Profilen ist kleiner als 5 % bis 1600 m und kleiner als 10 % bis 2000 m. Oberhalb von 2500 m, wo die Rückstreusignale schon sehr gering waren, ist der Fehler teilweise größer als 50 %, so daß ab hier keine quantitativen Aussagen mehr möglich sind.

Die Untersuchung der Wasserdampfprofile gibt die Dynamik und Schichtung wieder, die auch schon auf Abb. (7.5) sichtbar war. Man erkennt zwei Gradienten in der Wasserdampfdichte in 1300 m und 2000 m. Wieder sind turbulente oder wellenartige Strukturen besonders zwischen 1500 m und 2000 m zu erkennen. Die Höhe des Wasserdampfgradienten an der Oberkante der Grenzschicht nahm im Meßzeitraum um 200 m ab, was einem Absinken von 4 cm/s entspricht. Die Meßzeit war aber zu kurz, um festzustellen, ob es sich dabei um eine Absink- oder eine Wellenbewegung handelte. Im gleichen Zeitraum blieb der Säulenwasserdampfgehalt von 650–2000 m nahezu konstant. In Gegensatz zu der Messung aus dem vorherigen Abschnitt ergab sich bei dieser Wetterlage eine erhöhte relative Feuchte in der Grenzschicht. Sie hatte bis 1300 m einen mittleren Wert von 77 % und nahm zwischen 1300 und 2000 m von 86 % auf 20 % ab.

Es läßt sich festhalten, daß eine hochauflösende Messung mit dem DIAL-System eine umfangreiche Untersuchung der Atmosphäre ermöglicht. Die Messung lieferte Informationen über Wolken und deren Wasserdampfgehalt, die Höhe und Struktur der Grenzschicht und Wasserdampfprofile in der unteren Troposphäre.

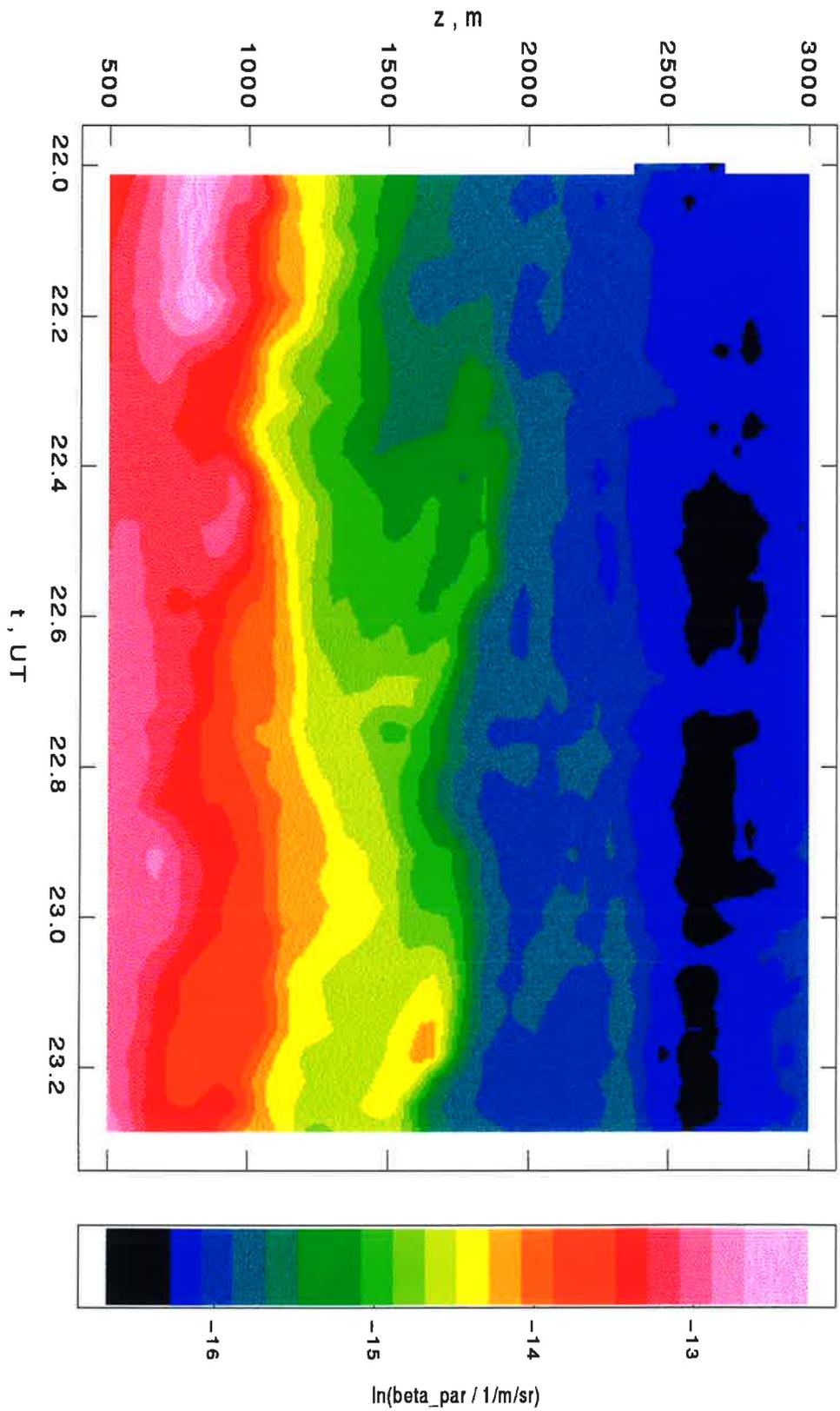


Abbildung 7.5: $\ln(\beta_{par})$ gemessen während der ELITE-Kampagne am 11.09.1994.

Die Daten wurde gleichzeitig über 45 m und zeitlich über 2 min gemittelt. Danach wurden sie über 10 m und 10 s interpoliert. Das Kalibrierungsniveau lag in 3300 m. Es wurde ein LIDAR-Verhältnis von 23 und ein Startwert des Verhältnisses von $\beta_{par}/\beta_{mol} = 0.2$ angesetzt.

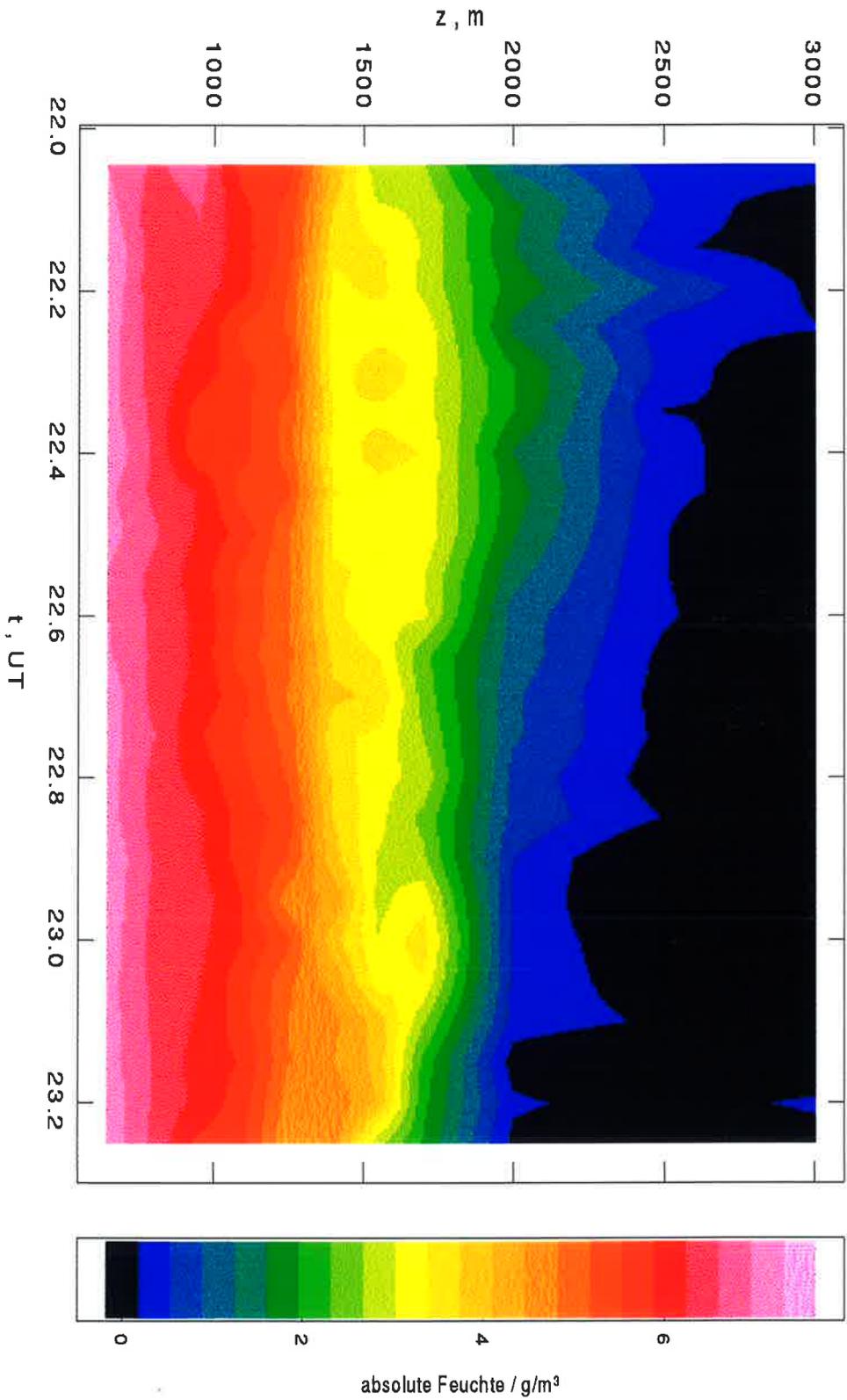


Abbildung 7.6: Die während der ELITE-Kampagne am 11.09.1994 gemessenen Wasserdampfverteilung in der unteren Troposphäre.

Die Wasserdampfprofile wurden mit einer Zeitauflösung von 3 min bestimmt. Die Höhenauflösung ist variabel, um die statistischen Fehler zu reduzieren. Es wurde eine Auflösung von 150 m bis $z = 1700$ m, 300 m bis $z = 2000$ m und 450 m bis $z = 3500$ m gewählt. Danach wurden die Daten mit einer Auflösung von 10 s und 10 m interpoliert.

Im Laufe der Messung nahm die Leistung des Lasers ab, was durch Erhöhung der Spannung an den Blitzlampen um etwa 50 V ausgeglichen wurde. Da die Blitzlampen neu waren, war dieser Effekt vermutlich auf eine Verringerung der Effizienz der Pumpkammer durch Verschmutzung des Kühlwassers oder Abnahme der Reflektivität des Reflektors zurückzuführen. Ansonsten blieben sämtliche Spezifikationen des Lasersystems während der Messung erhalten. Ferner war keinerlei Nachjustierung während des Betriebes erforderlich.

7.4 Die zweite Vergleichsmessung

7.4.1 Wetterlage

Die zweite Vergleichsmessung wurde am 01.12.1994 um 19:13 UT durchgeführt. Der November 1994 war der wärmste November in Deutschland seit Beginn der meteorologischen Aufzeichnungen. Das gute Wetter setzte sich auch zu Beginn des Dezembers fort, da sich Deutschland am 30.11.1994 unter dem Einfluß eines blockierenden Hochdruckgebietes mit Kern über Ostdeutschland befand, das sich im Laufe der nächsten Tage zur deutsch-polnischen Grenze verlagerte. Durch die Verlagerung änderten sich die Strömungsverhältnisse in der unteren Troposphäre, und der Wind drehte auf südliche bis südöstliche Richtungen. Im 500 hPa-Niveau befand sich ein Hochdruckkeil, der sich bis nach Skandinavien erstreckte. Die Windgeschwindigkeit im 800 hPa-Niveau, also etwa in 2 km Höhe, betrug ca. 9 m/s [179].

7.4.2 Analyse der Vergleichsmessung

Bei dieser Wetterlage bot sich eine weitere Vergleichsmessung an, da wieder eine große horizontale Homogenität in der Wasserdampfverteilung zu erwarten war. Außerdem war der Aerosolpartikelgehalt in der Grenzschicht geringer als bei der ersten Vergleichsmessung. Dadurch besaßen die Rückstreuungssignale einen kleineren Dynamikbereich, so daß der Höhenbereich, in dem ein Vergleich der Messungen möglich war, erweitert werden konnte. Es war zudem auch in größeren Höhen von einer guten Übereinstimmung der Daten auszugehen, da bei dieser Wetterlage typischerweise mehrere Höhenbereiche mit Inversionen auftreten und damit Vertikalbewegungen in der Atmosphäre stark unterdrückt werden. Lediglich die Höhen, in denen Gradienten auftraten, konnten wie bei der ersten Vergleichsmessung lokal unterschiedlich sein.

Um 19:13 UT wurde die Radiosonde mit einer Steiggeschwindigkeit von etwa 2 m/s gestartet. Die Frequenz des Lasers wurde auf die Absorptionslinie mit $\tilde{\nu}_{H_2O} = 13718.576 \text{ cm}^{-1}$ und einer Linienstärke von $S_{H_2O} = 14.9 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$ abgestimmt. Die Offline-Wellenzahl betrug $13720.246 \text{ cm}^{-1}$. Bei der Messung hatte die optische Dicke bis 3 km einen Wert von $\tau_{H_2O} \approx 0.8$.

Die Abb. (7.7) zeigt das Temperaturprofil und einen Vergleich der von der Sonde und dem DIAL-System gemessenen Wasserdampfprofile. Das Temperaturprofil zeigt eine interes-

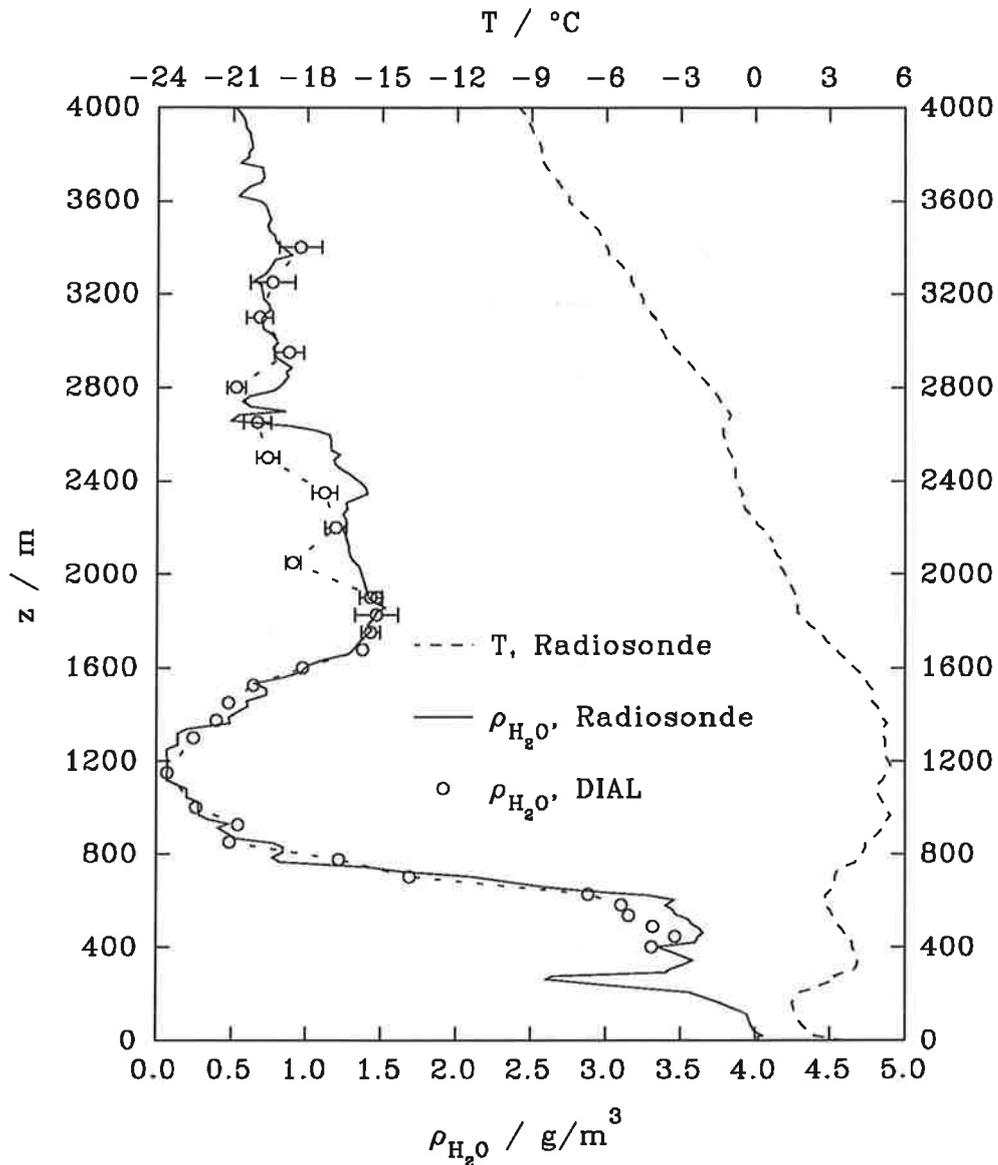


Abbildung 7.7: Die gemessenen Profile bei der zweiten Vergleichsmessung DIAL/Radiosonde vom 01.12.1994 um 19:13 UT. Die DIAL-Daten wurden über 15 min und 45–225 m gemittelt. Im DIAL-Profil werden die statistischen Fehler gezeigt. Sie sind teilweise kleiner als der Radius des Meßpunktes. Man erhält eine exzellente Übereinstimmung zwischen den Wasserdampfprofilen von 400–2000 m.

sante Schichtung an, in der drei Inversionen zu erkennen sind. Die erste lag in 300 m, die zweite erstreckte sich von 600–1200 m und die dritte lag in 2700 m Höhe.

Das DIAL-Profil wurde nach Mittelung der Daten über 15 min mit einer Höhenauflösung von 45–225 m bestimmt. Es wurde ohne Rayleigh-Doppler-Korrektur berechnet, da sich über dem Höhenbereich von 400–3600 m eine mittlere Abweichung von dem unkorrigierten Profil von weniger als 0.05 g/m^3 ergab. Oberhalb von 2000 m lagen die Signale nicht mehr als 10 LSB über dem Untergrund, so daß man im Grunde keine gute Meßgenauigkeit mehr erwarten konnte [25]. Das trotzdem eine gute Übereinstimmung vorliegt, demonstriert die Genauigkeit der Datenerfassung und die Stabilität des Lasersystems. Unterhalb von 2000 m wurden die Erwartungen an die Genauigkeit in vollem Umfang erfüllt, was man nicht nur an der exzellenten Übereinstimmung der Daten, sondern auch an dem sehr geringen statistischen Fehler des DIAL-Profiles bis in diese Höhe erkennt. Die maximale Abweichung stellt man zwischen 400 m und 600 m fest, wobei nicht unterschieden werden kann, ob dieses ein Meßfehler der Sonde, des DIAL-Systems oder eine lokale Inhomogenität war. Trotzdem ist auch hier die Abweichung noch immer kleiner als 10 %.

Auskunft über die Fehler gibt die Abb. (7.8). Der absolute statistische Fehler im DIAL-Profil ist maximal 0.14 g/m^3 in 1825 m und beträgt im Mittel lediglich 0.04 g/m^3 . Berücksichtigt man die unterschiedlichen Mittelungszeiten, so entspricht dies einer Verringerung des statistischen Fehlers gegenüber der ersten Vergleichsmessung um einen Faktor 6. Der relative statistische Fehler ist kleiner als 3 % bis 1000 m bei 45–75 m Höhenauflösung und kleiner als 15 % bis 2000 m bei 75–225 m Höhenauflösung. Der maximale relative Fehler tritt in 1150 m Höhe bei einer absoluten Feuchte von 0.071 g/m^3 auf, die einer relativen Feuchte von 1 % entspricht. Die maximale Abweichung zwischen den Profilen beläuft sich auf 0.3 g/m^3 in 500 m und die maximale relative Abweichung auf 20 % in 1400 m. Letztere tritt an einem Gradienten in der absoluten Feuchte auf und kann durch lokale Inhomogenitäten verursacht worden sein. Die Standardabweichung zwischen beiden Profilen hat einen Wert von 0.1 g/m^3 , wobei dieser Wert hauptsächlich von der Abweichung in etwa 500 m Höhe verursacht wird. Die Abweichung in den Mittelwerten der Profile beträgt 0.06 g/m^3 bzw. 2.7 %, so daß wieder kein systematischer Fehler in der Wasserdampfbestimmung mit dem DIAL-System nachgewiesen werden konnte.

Es läßt sich festhalten, daß mit dieser Vergleichsmessung nochmals die hohe Genauigkeit der Messungen mit dem neuen DIAL-System bestätigt wurde. Der mittlere statistische Fehler in einem über 15 min gemittelten Profil beträgt nunmehr 0.04 g/m^3 bis 2000 m bei einer Höhenauflösung von 45–225 m. Eine eingehendere Untersuchung soll in Zukunft durch eine größere Anzahl von Vergleichsmessungen stattfinden, bei denen auch der statistische Fehler der Radiosondendaten bestimmt werden kann. Es läßt sich aber schon jetzt ein mittlerer systematischer Fehler von weniger als 3 % für das DIAL-System spezifizieren, da die Abweichung in den Mittelwerten der Profile nur 2.7 % betrug. Aufgrund dieser geringen Abweichung zwischen den Profilen wurden keine signifikanten systematischen Fehler durch den Zeitabstand $t_{on,off}$ der Laserpulse bei einer Windgeschwindigkeit von 8 m/s in 2 km Höhe verursacht.

Das DIAL-System war in der Lage, eine relative Feuchte von 1.00(15) % in 1000 m Höhe mit einem relativen Fehler von 15 % nachzuweisen. Das Vorkommen einer derartig trockenen Schicht in dieser Höhe ist sehr ungewöhnlich, wurde aber von der Messung der

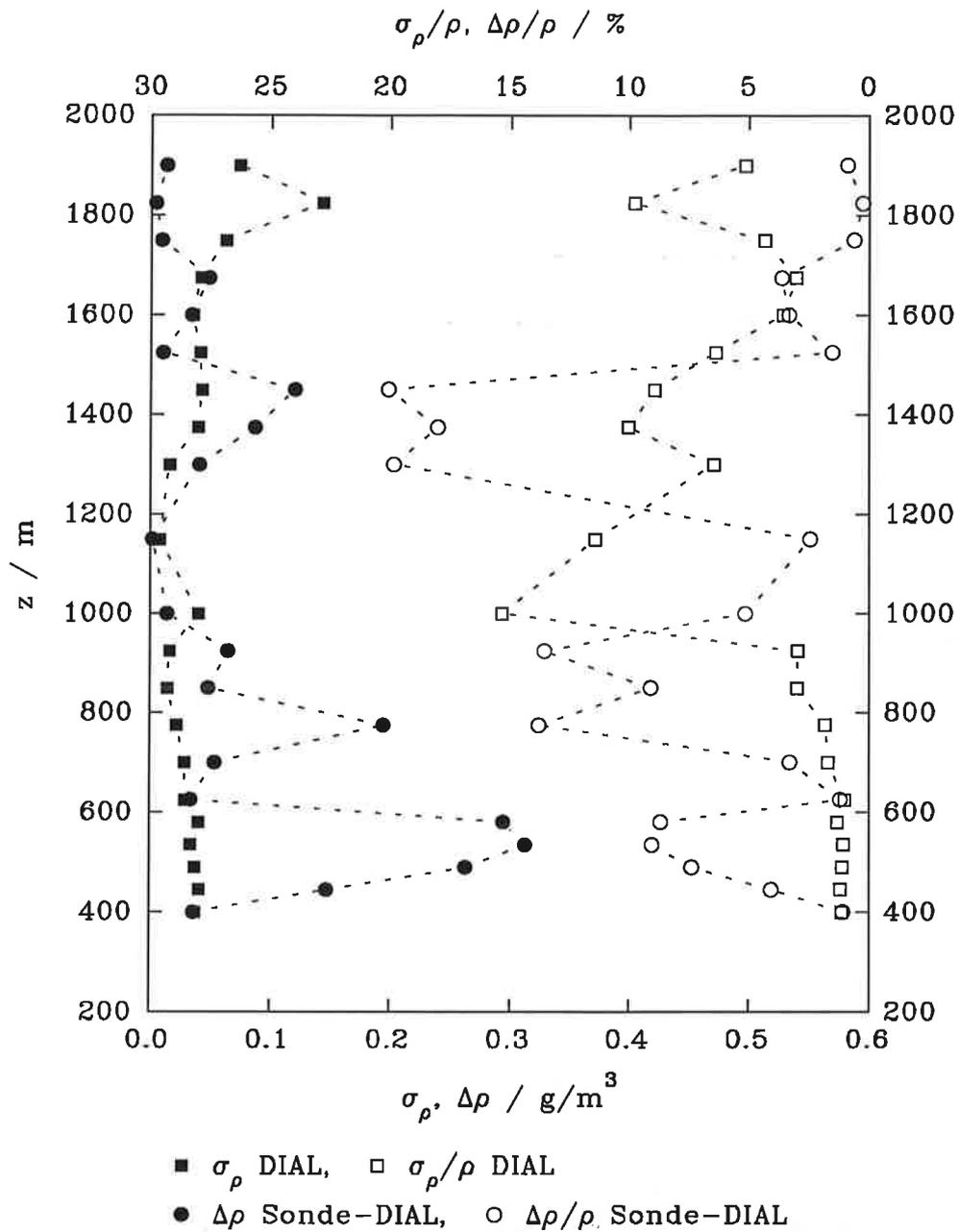


Abbildung 7.8: Analyse der Vergleichsmessung DIAL/Radiosonde vom 01.12.1994 um 19:13 UT. Gezeigt sind die absoluten und relativen statistischen Fehler des DIAL-Profiles σ_ρ bzw. σ_ρ / ρ und die absoluten und relativen Abweichungen zwischen dem DIAL- und dem Radiosondenprofil $\Delta\rho$ bzw. $\Delta\rho / \rho$.

Radiosonde bestätigt.

7.4.3 Hochauflösende Messung in der unteren Troposphäre

Zusätzlich zur Vergleichsmessung wurden von 17:30–19:30 UT mit hoher Zeitauflösung Wasserdampfprofile in der unteren Troposphäre bestimmt. Die Abb. (7.9) stellt $\ln(\beta_{par})$ im Laufe dieser Messung dar. Sie zeigt, daß die Restschichtoberkante zunächst 800 m hoch war und in 1.5 h auf 700 m absank, was einer Absinkgeschwindigkeit von ≈ 2 cm/s entspricht. Oberhalb der Restschicht waren keine weiteren ausgeprägten Aerosolpartikelstrukturen nachzuweisen.

Die zugehörigen Wasserdampfprofile gibt die Abb. (7.10) wieder. Die Höhengauflösung wurde so gewählt, daß der maximal auftretende statistische Fehler ca. 0.1 g/m³ bis 3700 m betrug. Daraus ergeben sich maximale relative Fehler von 25 % in Bereichen mit geringem Wasserdampfgehalt. Welche Fehler noch toleriert werden können, hängt natürlich davon ab, welche meteorologische Information man mit einer gewissen Genauigkeit erhalten möchte. Dazu könnten die statistischen Fehler durch Reduzierung der Höhen- und Zeitauflösung gemäß Gl. (2.12) verringert werden. Wie schon oben ausgeführt, konnten ab 2000 m systematische Fehler aufgrund der kleinen Signale auftreten. Die Vergleichsmessung zeigt aber, daß diese bis 3500 m geringfügig waren. Deshalb ist die trockenere Schicht in 2800 m signifikant. Sie wurde auch von der Radiosonde nachgewiesen (s. Abb. (7.7)). Auch die Wasserdampfverteilung gibt die Absinkbewegung der Restschichtoberkante wieder. Zusätzlich zeigt die Abb. (7.10)), daß sich diese Bewegung auch in der feuchten Schicht zwischen 1800 und 2400 m fortsetzte. Oberhalb von 3500 m waren keine genauen Angaben mehr möglich. Die Absinkbewegung kann durch Advektion, wellenartige Störungen und die Konvergenz innerhalb eines Hochdruckgebietes verursacht worden sein. Die typischen Absinkbewegungen in Hochdruckgebieten von wenigen cm/s stimmen mit dem beobachteten Wert von 2 cm/s überein.

Die Messung zeigte eine interessante Struktur der Atmosphäre. Während die relative Feuchte in der Restschicht ≈ 50 % betrug, sank sie drastisch in der trockenen Schicht auf 1 %, um dann wieder auf Werte um 30 % anzusteigen. In 2800 m erfolgte ein weiteres Absinken auf 10 %. Danach war sie bis 5000 m nahezu höhenkonstant mit 25 %. Mit Hilfe der Wasserdampfmessung und den Radiosondendaten kann abgeschätzt werden, aus welcher Höhe die sich in 1100 m befindliche trockene Schicht maximal abgesunken sein kann. Der Wasserdampfdruck in dieser Höhe beträgt 9 Pa, was einem Taupunkt über Eis von -43.1°C entspricht. Damit kann die trockene Schicht maximal aus einer Höhe von ca. 8400 m adiabatisch abgesunken sein (s. Abb. (7.14) auf S. 130). Mit der festgestellten Geschwindigkeit von 2 cm/s würde dieser Absinkprozeß einen Zeitraum von 4.2 Tagen einnehmen. Eine Untersuchung der Wetterlage ergab, daß dieser Prozeß stattfinden konnte, da sich das Hochdruckgebiet schon eine Woche vor Beginn der Messung über Deutschland ausgebildet hatte. Diese Schicht könnte allerdings auch durch Einmischung trockener Luft aus der Stratosphäre entstanden sein.

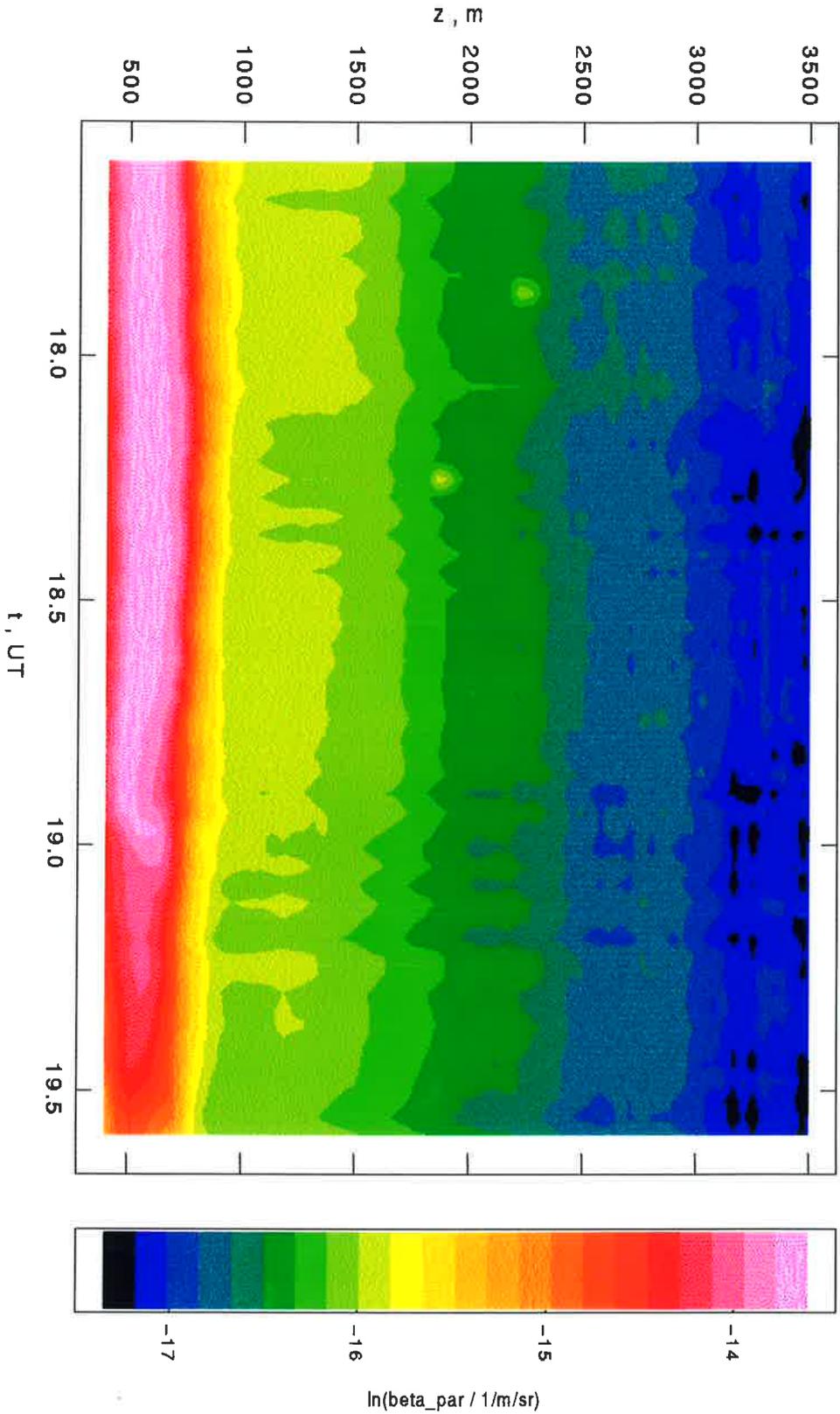


Abbildung 7.9: $\ln(\beta_{par})$ gemessen während der zweiten Vergleichsmessung. Die Daten wurden gleitend über 45 m und zeitlich über 2 min gemittelt. Danach wurden sie über 10 m und 10 s interpoliert. Das Kalibrierungsniveau lag in 3900 m. Es wurde ein LIDAR-Verhältnis von 23 angesetzt mit einem Startwert des Verhältnisses von $\beta_{par}/\beta_{mol} = 0.1$. Die Oberkante der Restschicht lag zunächst in einer Höhe von etwa 800 m und sank im Lauf von 1.5 h um 100 m ab.

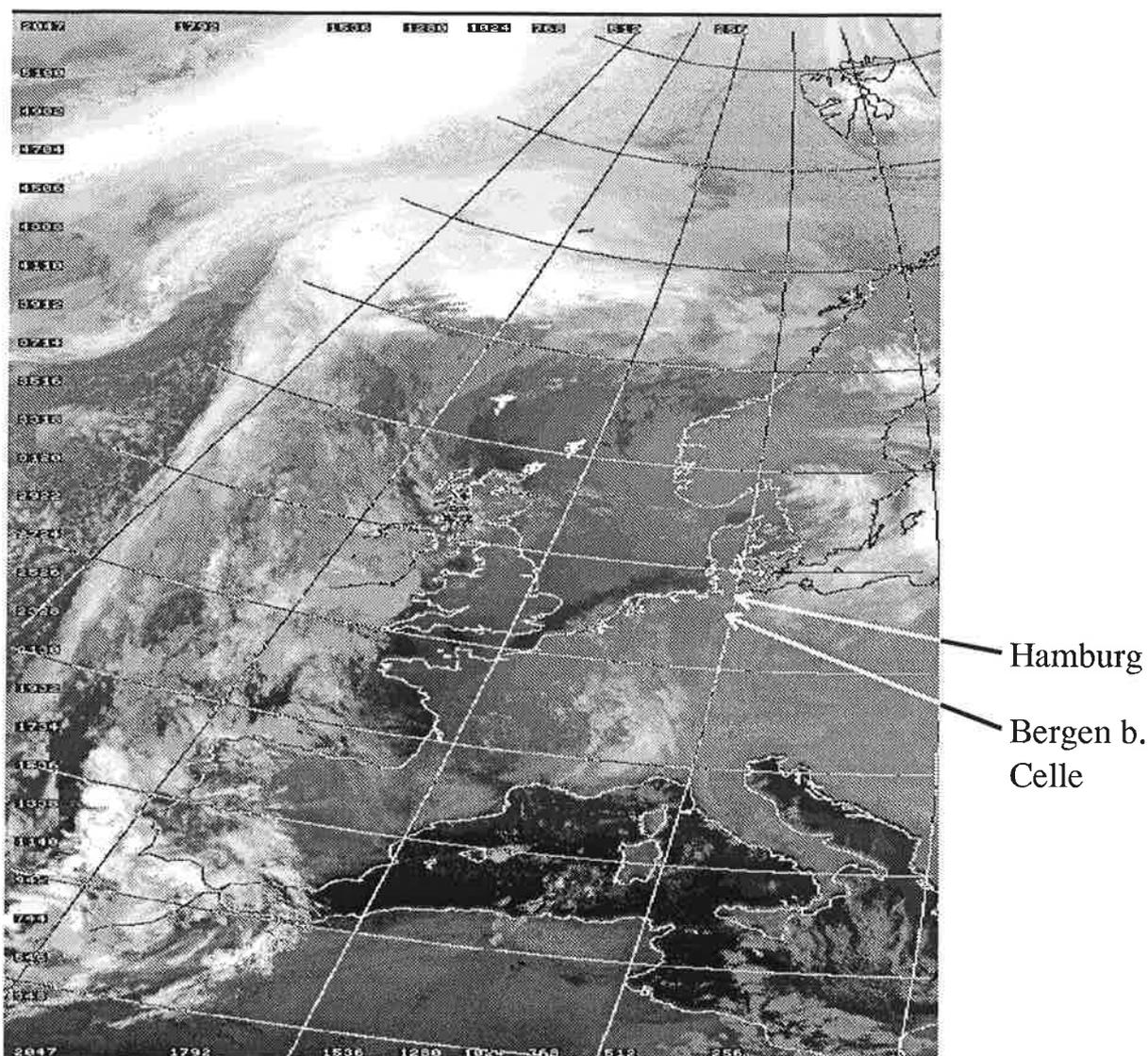


Abbildung 7.11: Satellitenbild von Europa vom 01.12.1994 um 20:33 UT aufgenommen mit dem NOAA 9-Satelliten.

7.4.4 Untersuchung einer Cirruswolke

Während es am 01.12.1994 in der unteren Troposphäre nicht zur Wolkenbildung kommen konnte, wurde in der oberen Troposphäre eine Cirruswolke detektiert. Diese Wolkenbedeckung läßt sich auch auf dem Satellitenbild des Infrarotkanals des NOAA 9-Satelliten von 20:33 UT erkennen (s. Abb. (7.11))².

Die Abb. (7.12) zeigt $\ln(P_{off}z^2)$ in der Umgebung der Cirruswolke. Die Wolke besaß eine vertikale geometrische Ausdehnung von 2-2.5 km. Die Wolkenunterkante, die sich zunächst in 8000 m befand, sank während der Meßzeit um 1000 m ab. Es treten in dieser Cirruswolke faszinierende turbulente Strukturen im Rückstreuungssignal auf. Die meist

²Das Satellitenbild stammt von der NERC Satellite Station, Dundee University, UK.

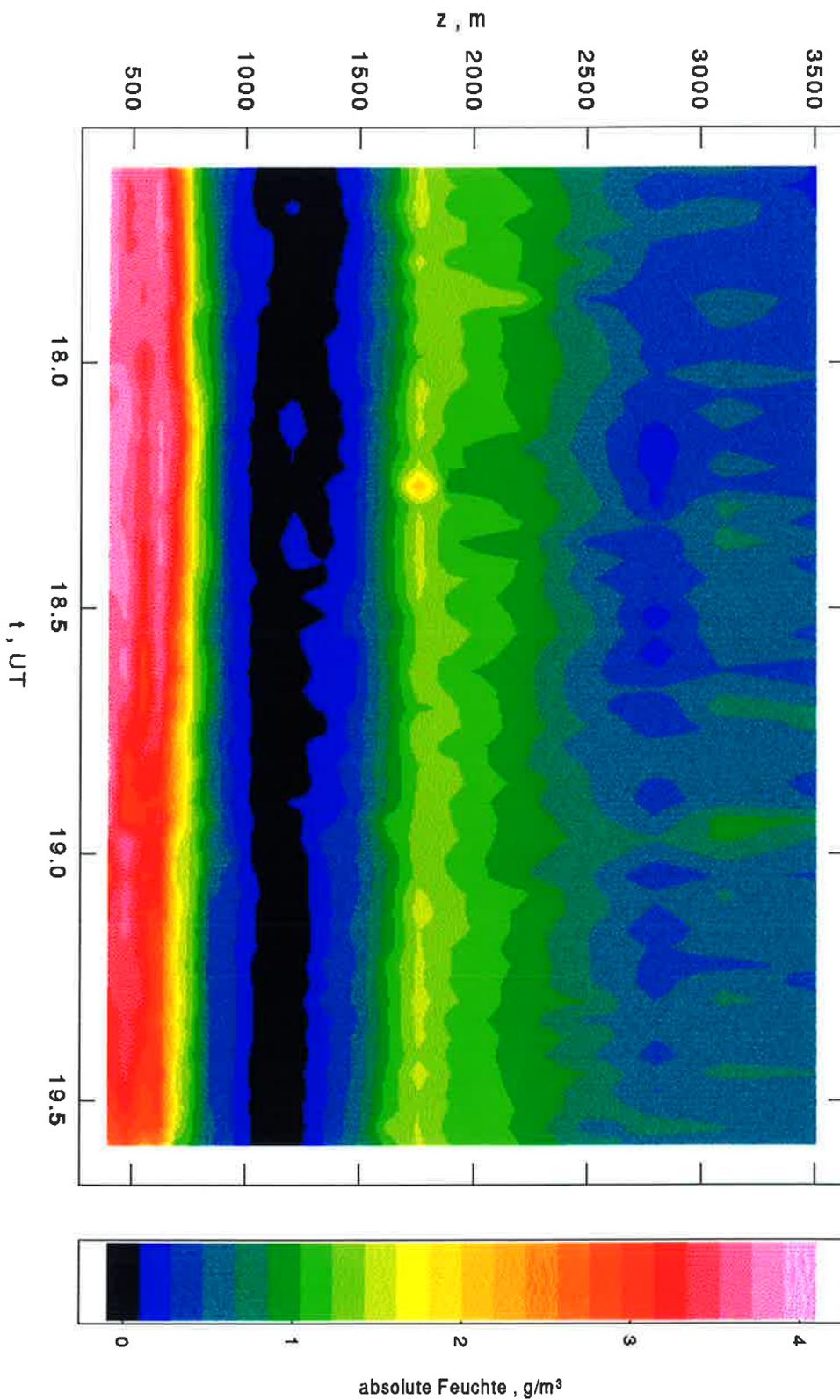


Abbildung 7.10: Während der zweiten Vergleichsmessung bestimmte Wasserdampfprofile in der unteren Troposphäre. Die Zeitauflösung beträgt 2 min und die Höhenauflösung ist variabel, um statistische Fehler zu reduzieren. Es wurde eine Auflösung von 75 m bis $z = 1000$ m, 150 m bis $z = 1900$ m, 300 m bis 3100 m und 600 m bis $z = 3700$ m gewählt. Danach wurden die Daten mit einer Auflösung von 10 s und 10 m interpoliert.

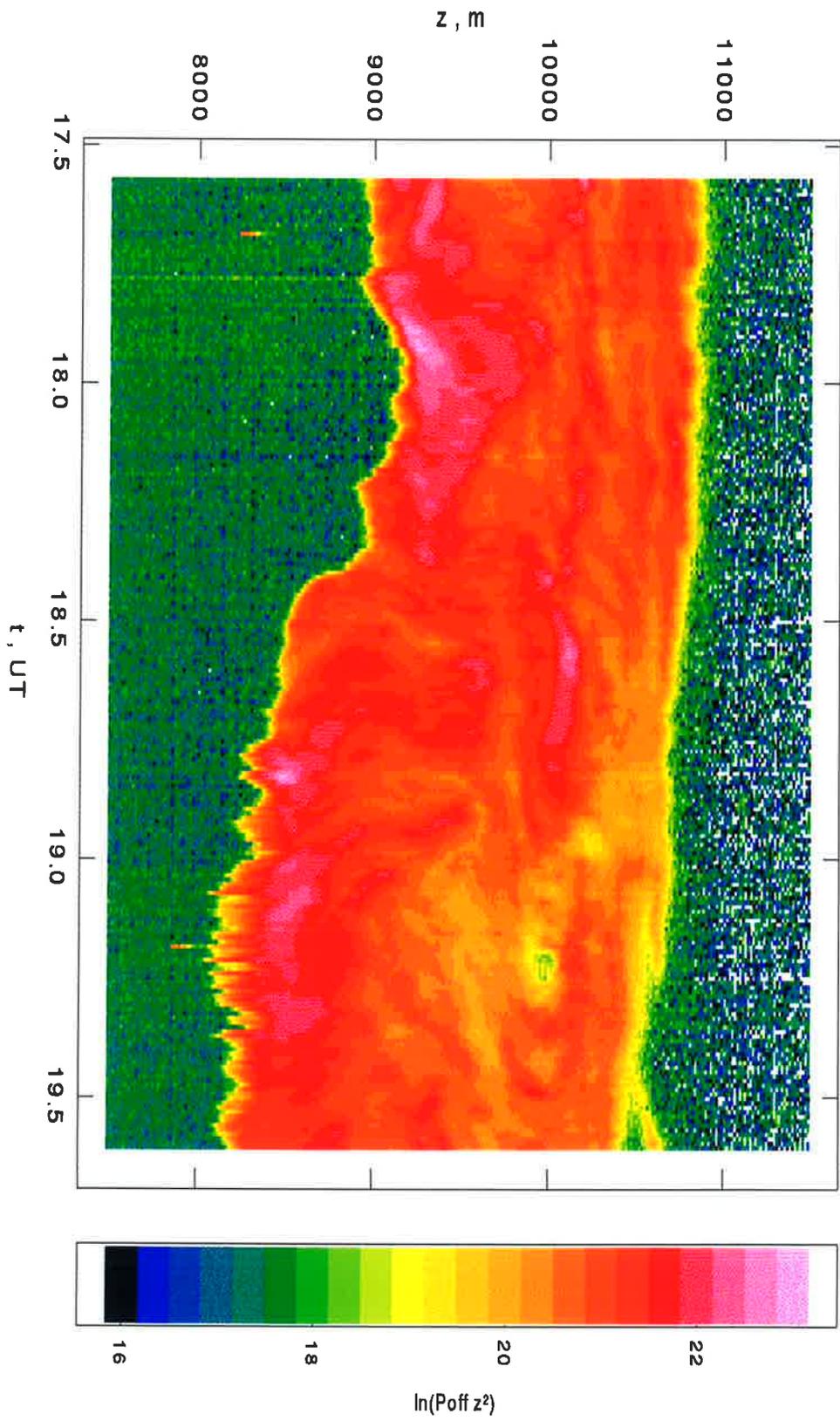


Abbildung 7.12: $\ln(P_{off} z^2)$ einer Cirruswolke gemessen während der zweiten Vergleichsmessung. Die Daten haben die maximale Auflösung von 30 s und 15 m.

erhöhte Rückstreuung an der Wolkenunterkante deutet auf größere bzw. schwerere Eiskristalle hin. Besonders von 18:40–19:30 UT fanden offensichtlich Fallbewegungen in der Wolke statt, die zu einem Herausfallen von Eiskristallen aus der Wolke bzw. zu sogenannten *Virgae* führten.

Es wurde analog zu 7.3.2 versucht, in der Cirruswolke den Wasserdampfgehalt zu bestimmen. Diese Information kann wichtige Hinweise auf den Zustand der Wolke geben. Da aber das Online-Rückstreusignal zu gering war, mußte die Online-Frequenz auf eine Frequenz mit geringerer Absorption durch den Wasserdampf eingestellt werden. Dieses ließ sich mit dem Lasersystem in einigen Minuten bewerkstelligen. Es wurde $\tilde{\nu}_{on} = 13717.175 \text{ cm}^{-1}$ und $\tilde{\nu}_{off} = 13720.246 \text{ cm}^{-1}$ gewählt. Die optische Dicke des Wasserdampfes bis zum Cirrusniveau betrug nun 0.6. Die Abb. (7.13) zeigt die gemessenen Rückstreustrukturen zwischen 19:54 und 20:52 UT. Die Wolkenunterkante hatte nun eine nahezu konstante Höhe mit 8000 m und eine geometrische Dicke von 2 km. Daß die optische Dicke gering gewesen sein muß, erkennt man an den kleinen Wolkenfetzen, die sich noch hinter der Wolke detektieren ließen und bis zu einer Höhe von 11 km auftraten.

Zunächst soll der in dieser Cirruswolke erwartete Wasserdampfgehalt abgeschätzt werden. Dazu ist man auf genaue Temperaturmessungen in der Wolke angewiesen. Da von der lokal gestarteten Radiosonde nur Werte bis 7000 m vorlagen, wurde das Temperaturprofil in eine größere Höhe extrapoliert. Eine Mittelung über die Daten von 6500–7000 m und eine Variation der Interpolationslänge ergab für den Temperaturgradienten $\gamma = 8.1(1) \text{ K/km}$. Damit folgte im 300 hPa-Niveau, das einer Höhe von ca. 9200 m entsprach, $T(300 \text{ hPa}) = -49.6(3)^\circ\text{C}$. Ein Radiosondenaufstieg aus Bergen bei Celle bei $52^\circ 48' \text{ N}$ und $9^\circ 58' \text{ O}$ von 18:30 UT lieferte $T(300 \text{ hPa}) = -49.7^\circ\text{C}$ und den gleichen Temperaturgradienten, so daß eine Genauigkeit der Temperaturmessung in der Wolke von 0.3 K spezifiziert werden kann³.

Einen Vergleich der Daten des Hamburger und des Bergener Radiosondenaufstieges und der Interpolationen zeigt die Abb. (7.14). Neben der guten Übereinstimmung der Radiosondendaten mit der Interpolation geht außerdem aus dieser Abbildung hervor, daß die Tropopausenhöhe etwa 11 km betrug. Ein Blick auf die Abbn. (7.12) und (7.13) zeigt, daß sich die Cirruswolke direkt unter der Tropopause befand. Die Temperatur in der Cirruswolke war so niedrig, daß nur der Sättigungsdampfdruck über Eis maßgeblich für die Wasserdampfdichte war. Geht man davon aus, daß in der Wolke 100 % Sättigung des Wasserdampfes über Eis vorlag, so ergibt sich eine theoretische Wasserdampfdichte von $\rho_{H_2O,th}(9000 \text{ m}) = 0.041(2) \text{ g/m}^3$. Da der Sättigungsdampfdruck stark nichtlinear von der Temperatur abhängt, verursacht die Temperaturungenauigkeit einen Fehler von 5 % in der Wasserdampfdichte. Möchte man $\rho_{H_2O,th}$ dagegen bis auf 1 % genau bestimmen, so muß die Temperatur sogar auf etwa 0.1 K ermittelt werden, so daß ein Vergleich von in-situ- oder Fernerkundungsverfahren mit $\rho_{H_2O,th}$ im Prozentbereich eine äußerst genaue Temperaturmessung in dieser Höhe erfordert.

Die Bergener Radiosonde maß in 300 hPa einen Taupunkt von $T_D = -55.7^\circ\text{C}$, woraus eine relative Feuchte über Eis von 50 % folgt. Da aber aus dem Satellitenbild hervorgeht, daß sich die Cirruswolke zur Meßzeit auch über Bergen befand, zeigt sich damit wieder

³Die Daten wurden freundlicherweise von Herrn Rabe von der geophysikalischen Abteilung des Heeresfliegerregiments 6, Hohenlockstedt, zur Verfügung gestellt.

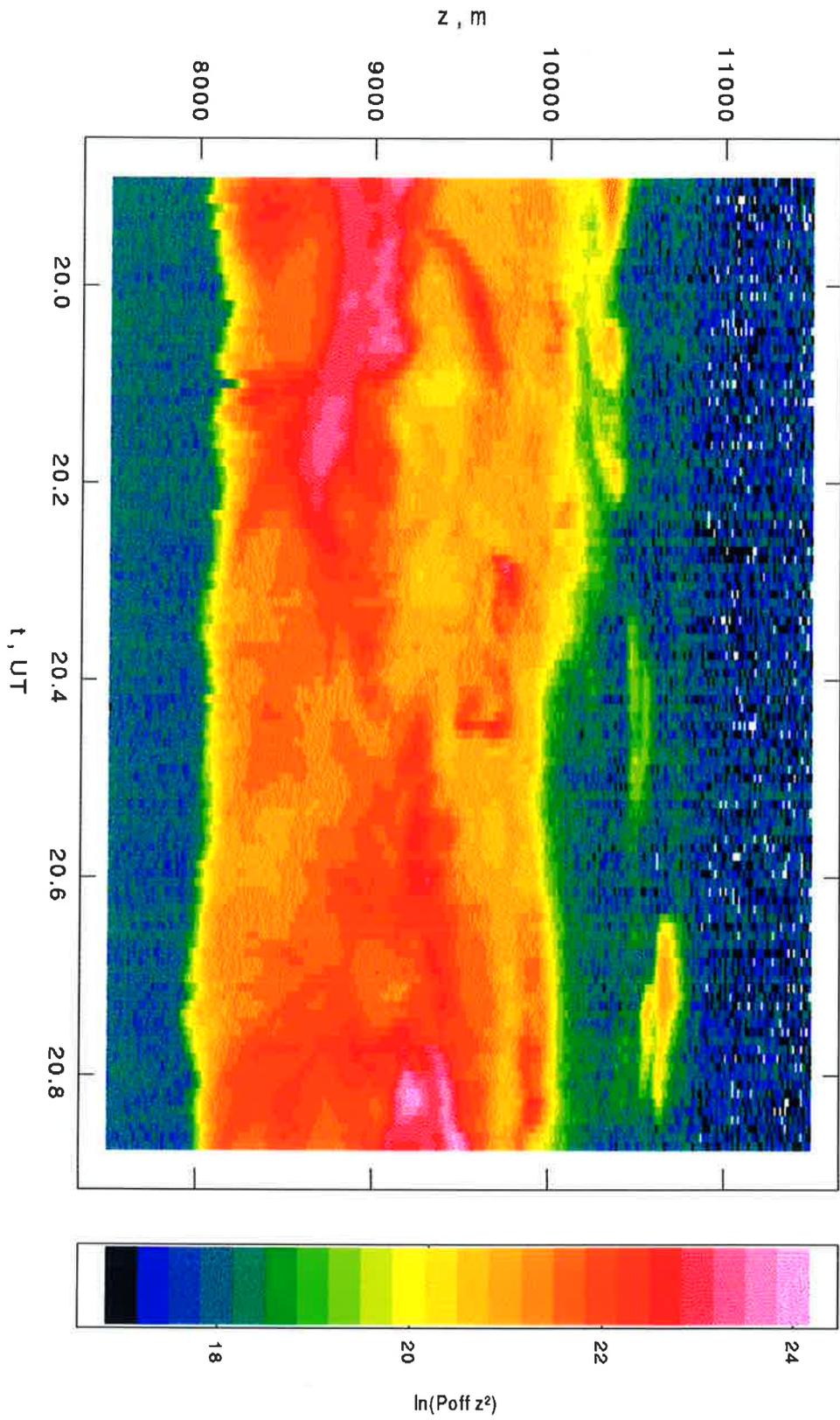


Abbildung 7.13: $\ln(P_{0ff} z^2)$ der Cirruswolke gemessen während der zweiten Vergleichsmessung nach Umschalten auf eine andere Online-Frequenz mit einer Auflösung von 30 s und 15 m.

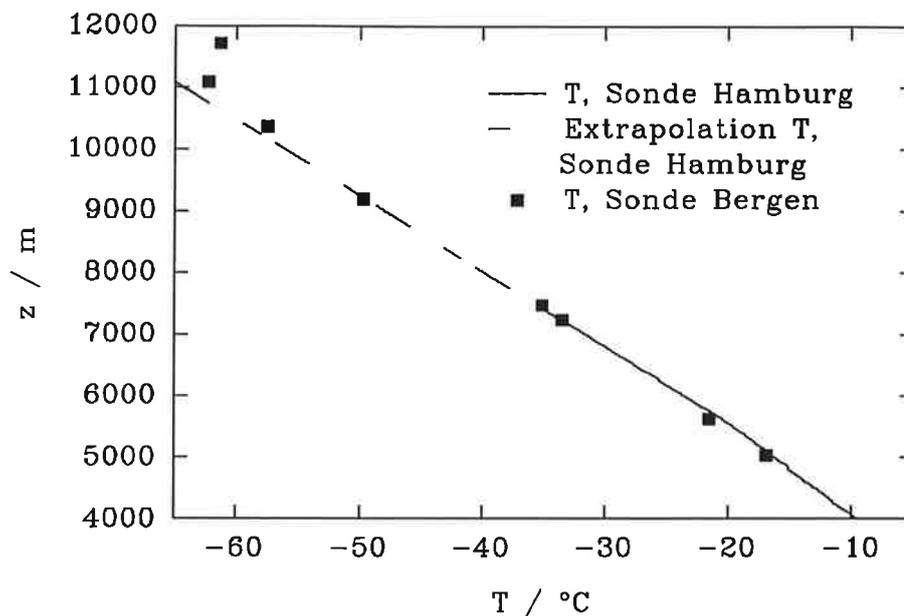


Abbildung 7.14: Das Temperaturprofil in der oberen Troposphäre vom 01.12.1994 um 19:30 UT. Von der lokal gestarteten Radiosonde im Hamburg lagen nur Werte bis 7000 m vor. Sie wurden bis 12000 m extrapoliert. Zusätzlich ist das Temperaturprofil gezeigt, das von einer in Bergen bei Celle um 18:30 UT gestarteten Radiosonde gemessen wurde.

die Schwierigkeit, die Radiosonden haben, bei geringen Temperaturen relative Feuchten zu messen [24, 115].

Zur Bestimmung des Wasserdampfes mit dem DIAL-System wurden drei Gitterpunkte mit einem Abstand von 750 m in die Wolke gelegt, so daß alle Signale innerhalb des Gitters noch mindestens 10 LSB über dem Untergrund lagen. Dieses ist notwendig, um systematische Fehler zu vermeiden. Das Gitter wurde um den Rückstreuungsschwerpunkt der Wolke in 9000 m angeordnet. Die optische Dicke des Wasserdampfes auf einer Strecke von 1500 m betrug lediglich 0.012. Danach wurden die Signale über einen Zeitraum von 50 min, in dem der Rückstreuungsschwerpunkt stabil war, gemittelt. Es ergab sich eine Wasserdampfdichte von $\rho_{H_2O,DIAL} = 0.054(3) \text{ g/m}^3$, was einem relativen Fehler von lediglich 5% entspricht. Dieser Fehler war nahezu gleich, wenn er mit Hilfe eines Varianzspektrums oder aus der Varianz der Zeitsignale berechnet wurde, so daß er hauptsächlich durch die natürlichen Schwankungen des Rückstreusignals verursacht wurde. Die Resultate für $\rho_{H_2O,DIAL}$ blieben in dem Fehlerbereich, wenn das Raumgitter um 300 m bzw. die zeitliche Mittelung um die Hälfte der Zeit reduziert wurde, was auf einen geringen systematischen Fehler hindeutet.

Der Wert $\rho_{H_2O,DIAL}$, der gemäß der DIAL-Gleichung der mittleren absoluten Feuchte in der Raumzelle entspricht, muß mit dem über diesen Höhenbereich gemittelten $\bar{\rho}_{H_2O,th}$ verglichen werden. Es folgt $\bar{\rho}_{H_2O,th} = 0.052(4) \text{ g/m}^3$, wobei der Fehler von der ungenauen Temperaturmessung herrührte. Man sieht, daß $\rho_{H_2O,DIAL}$ und $\bar{\rho}_{H_2O,th}$ innerhalb der

Fehlergrenzen übereinstimmen, womit es gelungen ist, mit einer Genauigkeit von 5 % zu bestätigen, daß die relative Feuchte in der Wolke 100 % und höhenabhängig durch die Temperaturverteilung war. Dies ist ein starker Hinweis darauf, daß in der Cirruswolke eine nahezu vollständige Phasenrelaxation stattgefunden hatte.

Soweit bekannt, ist dieses eine der präzisesten Wasserdampfbestimmungen, die bisher mit einem Lasersystem in einer so hoch gelegenen Cirruswolke durchgeführt wurden [10, 24]. Es ist geplant, den Wasserdampfgehalt in niedrigeren Cirruswolken mit größeren optischen Dicken des Wasserdampfes und höherem Rückstreusignal zu bestimmen. Dabei soll untersucht werden, ob sich die Meßgenauigkeit weiter steigern läßt, wie groß die systematischen Fehler sind und ob sich Wasserdampfprofile in Wolken bestimmen lassen. Das Ergebnis dieser Untersuchungen wird darüber Aufschluß geben, ob die Messungen zur Unterstützung von Cirruswolkenmodellen einen Eingabeparameter in Form des gemessenen Wasserdampfgehaltes liefern können (vergl. [80, 81]).

Bei dem Betrieb dieses Lasersystems war wieder ein Abfallen der Pulsenergie während der Messung zu verzeichnen. Er wurde durch Erhöhung der Spannung an den Blitzlampen ausgeglichen. Ansonsten blieben über die Zeitdauer von vier Stunden sämtliche Spezifikationen erhalten.

7.5 Messung in der mittleren Troposphäre bei Tage

In zwei nachts durchgeführten Vergleichsmessungen war somit bestätigt worden, daß das DIAL-System eine hohe Meßgenauigkeit besitzt und die durch das Lasersystem verursachten systematischen Fehler kleiner als 5 % in der gesamten Troposphäre sind. Es ist aber auch von Interesse, welche maximale Meßhöhe am Tage erreicht wird. Zur Untersuchung dieser Fragestellung müssen lediglich die statistischen Fehler im Wasserdampfprofil betrachtet werden. Deshalb wird nicht weiter auf die Wetterlage eingegangen. Daten eines lokalen Radiosondenaufstieges wurden nicht hinzugezogen, da die Empfangsanlage am Tage nicht betrieben werden konnte (s. 7.1.1).

Ziel der Messung war die Bestätigung früherer am MPI durchgeführter Untersuchungen, daß sich selbst am Tage mit einem DIAL-System Wasserdampfprofile in der oberen Troposphäre mit einem geringen statistischen Fehler bestimmen lassen.

Die Untersuchung wurde am 30.01.1995 um 14:40 UT durchgeführt. Der Dynamikbereich wurde mit dem schon in 7.2.2 erwähnten variablen Abschwächer reduziert. Zur Unterdrückung des Tageslichtuntergrundes wurde ein temperaturstabiler Interferenzfilter mit einer FWHM von 0.5 nm im Detektorsystem eingesetzt. Der Abstand zwischen den optischen Achsen des Teleskops und des Lasers betrug 40 cm und konnte bei dem Laboraufbau nicht geändert werden. Deshalb war der Auftreffwinkel des zurückgestreuten Lichtes auf den Filter und damit auch die Transmission so stark höhenabhängig, daß erst Signale ab 1000 m ausgewertet werden konnten. Bei dem zukünftigen Aufbau des DIAL-Systems in einem transportablen Container wird dieses Problem beseitigt werden (s. Kap. 8).

Die Frequenz des Lasers wurde auf die Absorptionslinie mit $\tilde{\nu}_{H_2O} = 13718.576 \text{ cm}^{-1}$ und einer Linienstärke von $S_{H_2O} = 14.9 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$ abgestimmt. Die Offline-Wellenzahl betrug

$13720.246 \text{ cm}^{-1}$. Bis zu einer Höhe von 5000 m hatte die optische Dicke des Wasserdampfes einen Wert von $\tau_{H_2O} = 0.9$.

Die Abb. (7.15) zeigt das Ergebnis der Auswertung, bei der eine Mittelungszeit von 15 min und eine Höhenauflösung von 300–900 m verwendet wurden. Die absoluten statistischen Fehler sind kleiner als 0.04 g/m^3 bis in eine Höhe von 5500 m. Der mittlere absolute statistische Fehler beträgt 0.02 g/m^3 . Der maximale relative statistische Fehler hat einen Wert von 25 % in 4500 m, obwohl bei dieser im Winter durchgeführten Messung die absolute Feuchte in dieser Höhe nur 0.06 g/m^3 betrug. Der mittlere relative statistische Fehler beträgt 9 %. Um diese geringen Fehler zu erhalten, mußte allerdings die Höhenauflösung stark reduziert werden.

Diese Messung belegt, daß am Tage sehr geringe absolute Feuchten in der mittleren Troposphäre mit dem DIAL-System nachgewiesen werden können. Dieses wurde auch schon früher demonstriert [25, 10], wobei jedoch wesentlich größere systematische Fehler durch die verwendeten Laser auftraten.

7.6 Zusammenfassung

7.6.1 Die Genauigkeit der Wasserdampfmessungen mit dem H₂O-DIAL-System

Die Ergebnisse der Vergleichsmessungen bestätigen, daß sich ein systematischer Fehler von weniger als 5 % in der gesamten Troposphäre für das Lasersystem spezifizieren läßt. Damit wurde ein wichtiges Ziel erreicht, das in Tab. (2.1) gesteckt wurde. Das vorliegende H₂O-DIAL-System ist das erste, bei dem eine derartig hohe Meßgenauigkeit demonstriert wurde.

Bei Messungen in der unteren Troposphäre kann ein statistischer Fehler von $\sigma_{\rho, DIAL} \approx 0.05 \text{ g/m}^3$ bei einer zeitlichen Mittelung über 10 min und einer Höhenauflösung von 75 m festgelegt werden. Dieser Fehler wurde nach Umrechnung der Resultate aus der zweiten Vergleichsmessung mit Hilfe von Gl. (2.12) ermittelt. Er ist etwa einen Faktor 2 geringer als bei dem früher im MPI verwendeten H₂O-DIAL [25]. Damit erfüllt das vorliegende DIAL-System alle Anforderungen für die auf S. 3 aufgeführten Anwendungen.

Der Höhenbereich, in dem dieser Fehler mit der obigen Auflösung erreicht wird, hängt allerdings stark von den Meßbedingungen ab. Es kann aber durch Wahl einer geeigneten Absorptionslinie im Winter wie im Sommer eine Anpassung der differentiellen optischen Dicke an die meteorologischen Bedingungen erfolgen. Aus den Vergleichsmessungen und weiteren Erfahrungen mit früheren DIAL-Systemen [25, 148] kann für diese Höhe etwa 2 km angesetzt werden. Es muß darauf hingewiesen werden, daß der Höhenbereich bei Tageslichtmessungen eventuell um eine bis zwei Höhenstufen reduziert wird, für niedrigere Höhen kann jedoch der Einfluß des Tageslichtuntergrundes vernachlässigt werden. Wie stark diese Reduktion ist, muß in zukünftigen Messungen untersucht werden. Der Tageslichtuntergrund wird nach dem Einbau des Lasersystems in einen transportablen Container zudem weiter um einen Faktor 3 reduziert werden, da der halbe Öffnungswinkel des Teleskopes nur noch 0.2 mrad betragen wird.

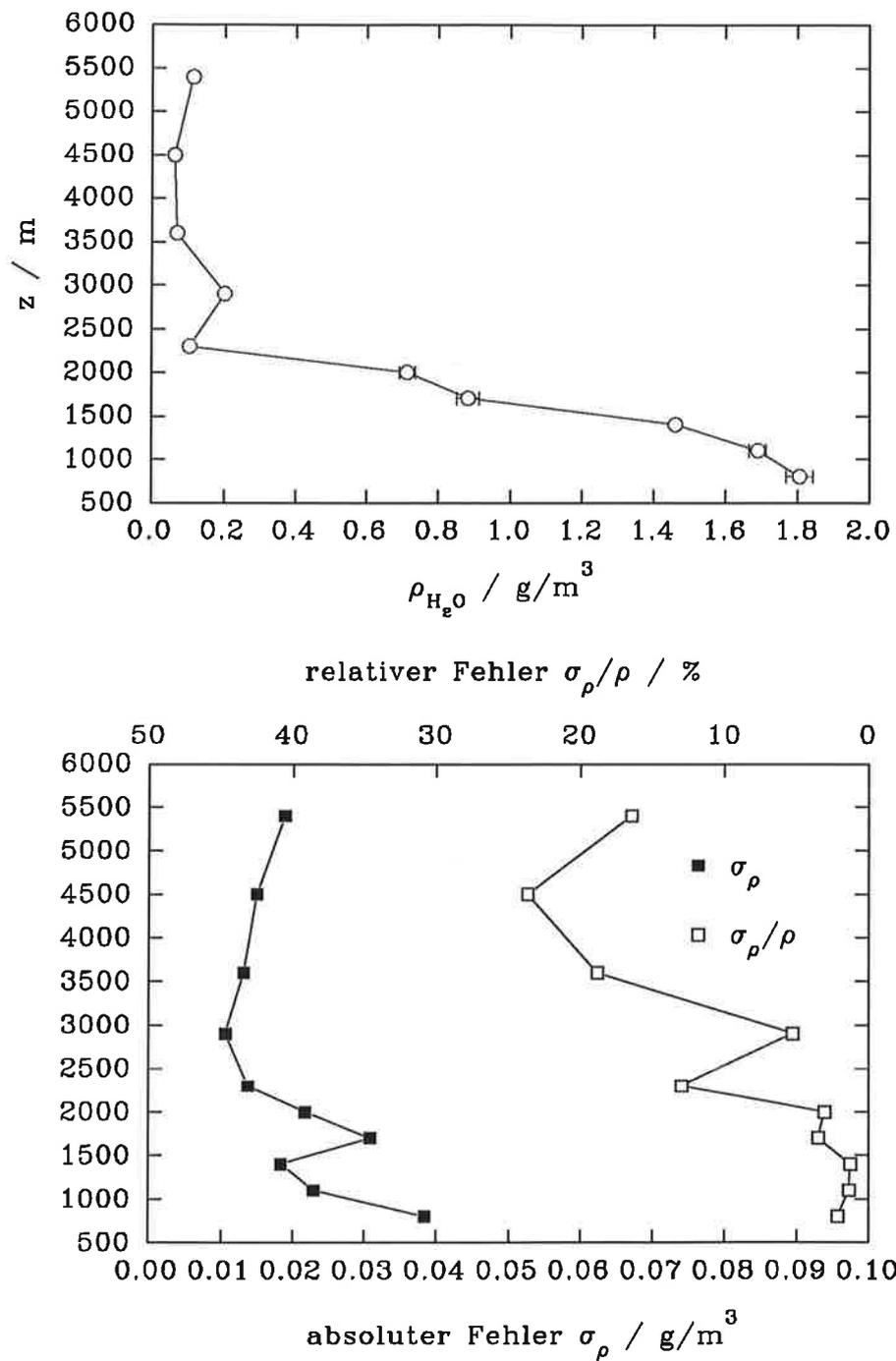


Abbildung 7.15: Das am 30.01.1995 um 14:40 UT in der mittleren Troposphäre gemessene Profil der absoluten Feuchte (oberes Bild). In dem unteren Bild werden die zugehörigen absoluten und relativen statistischen Fehler dargestellt.

Bei Messungen in der freien Troposphäre konnten selbst am Tage in 5 km Höhe absolute Feuchten von weniger als 0.1 g/m^3 mit einem relativen Fehler $< 25 \%$ gemessen werden. Die Höhenauflösung mußte jedoch auf 900 m gesetzt werden. Welche Höhenauflösung und welche maximale Höhe erreichbar ist, hängt stark von den Meßbedingungen ab. Einen großen Einfluß hat die relative Feuchte in der Grenzschicht, da sie die Abschwächung des Pulses mit der Online-Frequenz bei der Propagation in die freie Troposphäre bestimmt. Außerdem hängt die maximale Höhe vom Aerosolpartikelgehalt in der Grenzschicht ab, da dieser den Dynamikbereich der Rückstreusignale beeinflusst.

7.6.2 Vergleich mit Raman-LIDAR

An dieser Stelle drängt sich die Frage auf, ob das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte System – und damit letztlich auch die DIAL-Methode als solche – auch in einem Vergleich mit dem aktuellen Stand der Raman-LIDAR-Technik bestehen kann.

Es ist zunächst zu differenzieren, unter welchen Meßbedingungen die Wasserdampfbestimmung erfolgt. Bei Nacht sind nun mit der Raman-LIDAR-Technik Messungen in der gesamten Troposphäre mit einer Höhenauflösung von 75 m und einer Zeitauflösung von 10 min bei einem statistischen Fehler von weniger als 20 % durchführbar [60]. Diese Höhenauflösung über die gesamte Troposphäre bei gleichem statistischen Fehler kann mit einem DIAL-System nicht erreicht werden, da der relative Fehler hier umgekehrt proportional zur Wasserdampfdichte ist (s. Gl. (2.12)) und eine optische Dicke des Wasserdampfes bis zur maximalen Meßhöhe von ≈ 1 gewählt werden muß. Aufgrund des stärkeren Rückstreusignals sind aber über einen eingeschränkten Bereich aus der mittleren bis oberen Troposphäre höhere Zeitauflösungen der DIAL-Profile im Minutenbereich bei vergleichbarem statistischen Fehler möglich.

Anders ist die Situation dagegen bei Tageslichtmessungen. Als Beispiel soll die zuletzt veröffentlichte Messung mit einem Raman-LIDAR [60, 19] herangezogen werden, die in Abb. (7.16) dargestellt ist und die die beachtlichen Fortschritte dieser Meßtechnik am Tage zeigt⁴. Bei dieser Messung wurde ein Excimer-Laser mit einer mittleren Leistung von 18 W verwendet. Das Teleskop hatte einen Durchmesser von 0.76 m. Aufgrund des Tageslichtuntergrundes sind die statistischen Fehler größer und betragen zwischen 500 und 2000 m im Mittel 0.22 g/m^3 . Die großen Fehler im Nahbereich werden durch einen unvollständigen Überlapp zwischen dem Gesichtsfeld des Teleskopes und dem Laserstrahl verursacht. Sie wurden bei diesem Vergleich ausgeklammert. Es folgt, daß der statistische Fehler in dieser Messung um einen Faktor 4 größer ist als der in 7.6.1 spezifizierte Fehler des DIAL-Systems, obwohl bei den vorgestellten Messungen der Alexandrit-Laser eine mittlere Leistung von nur 0.3 W und das Teleskop einen Durchmesser von 0.3 m besaß. Dieser Vergleich führt zu dem Resultat, daß das DIAL-Verfahren offensichtlich die effektivere Methode ist, um Tageslichtmessungen durchzuführen.

Bei Anwendung der Photonenstatistik folgt, daß die Rückstreuleistung des Raman-LIDAR-Systems um einen Faktor 16 gesteigert werden müßte, um den gleichen statistischen Fehler

⁴Die Abbildung wurde freundlicherweise von S. Bisson, Sandia Livermore, USA, zur Verfügung gestellt.

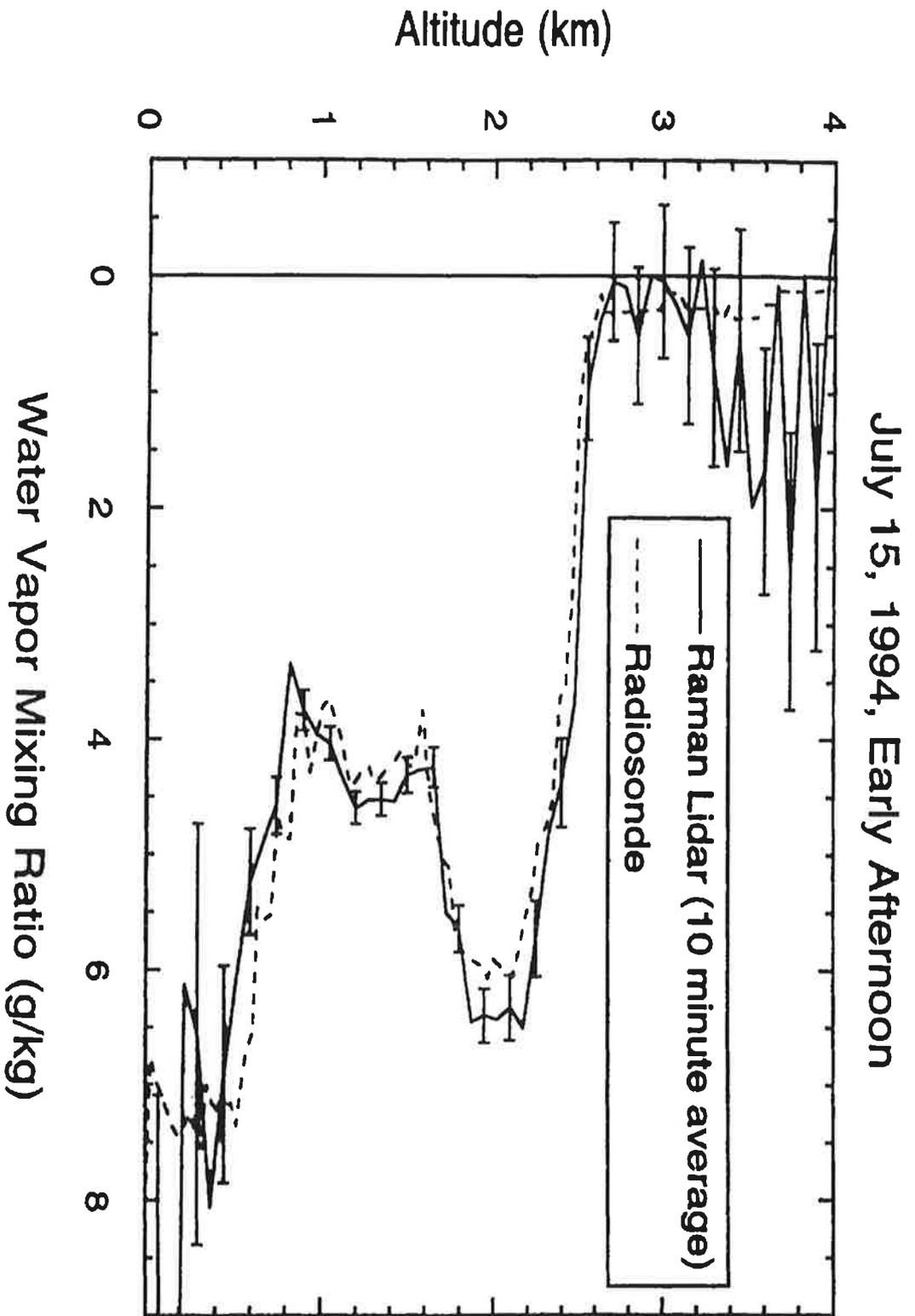


Abbildung 7.16: Die aktuellste Veröffentlichung einer Tageslichtmessung eines Wasserdampfprofils mit einem Raman-LIDAR [60].

zu erhalten. Eine derartige Steigerung ist nur durch Erhöhung der Laserleistung erreichbar. Die FWHM eines im Detektor verwendeten Interferenzfilters von 0.4 nm kann nicht reduziert werden, um den Tageslichtuntergrund weiter zu unterdrücken, da dadurch auch das breitbandige Raman-Rückstreusignal abgeschnitten würde. Allenfalls kann in Zukunft noch durch Fortschritte in der Dünnschichttechnik eine Erhöhung der Transmission des Filters, die im Moment 30 % beträgt, erfolgen.

Dieser Reduktion des statistischen Fehlers durch Erhöhung der Rückstreuung entspricht eine Verlängerung der Mittelungszeit um mindestens einen Faktor 16. Damit ist auch der Nachweis der Behauptung aus 2.3 erbracht, daß das H₂O-DIAL wesentlich geeigneter ist, hochauflösende Messungen in der Grenzschicht bei Tage durchzuführen. Nur mit der hohen Zeitauflösung des DIAL-Systems sind z. B. Flußmessungen in der konvektiven Grenzschicht möglich [148].

Da das Rückstreusignal bei dem Raman-LIDAR proportional zur Anzahldichte des Wasserdampfes ist, existiert aufgrund des Tageslichtuntergrundes eine Nachweisgrenze in der Wasserdampfmessung. Anhand von Abb. (7.16) erkennt man, daß diese bei etwa 1 g/m³ erreicht ist. Daraus folgt, daß weder in der Grenzschicht noch in der oberen Troposphäre Messungen möglich sind, wenn dieser Wert unterschritten wird. Dagegen wurde in dieser Arbeit in 6.5 demonstriert, daß der Nachweis einer Wasserdampfdichte von 0.06 g/m³ in der oberen Troposphäre mit dem H₂O-DIAL kein Problem darstellt. Mit der Raman-LIDAR-Technik ist es bis heute nicht gelungen, derartig niedrige Feuchten bei Tage in der oberen Troposphäre nachzuweisen.

Anhand dieser Betrachtungen kann nun entschieden werden, welche der beiden Meßmethoden für eine bestimmte Anwendung die geeignetere ist. Naturgemäß ist keine der Methoden optimal für jedes beliebige Meßproblem. Benötigt man Wasserdampfprofile mit hoher Auflösung in der gesamten Troposphäre bei Nacht, so ist das Raman-LIDAR dem DIAL vorzuziehen. Will man dagegen hochauflösende Messungen in der Grenzschicht am Tage durchführen bzw. Informationen über den Wasserdampfgehalt in der oberen Troposphäre bei Tage erhalten, muß die DIAL-Technik angewendet werden. Auch für Flugzeugmessungen [48, 72] und für Messungen aus dem All kommt wegen des um drei Größenordnungen höheren Rückstreusignals nur ein DIAL-System in Frage.

Kapitel 8

Schlußbetrachtung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, einen Beitrag zur Erforschung meteorologischer Prozesse in der Grenzschicht und der freien Troposphäre zu leisten. Eine Analyse der in Betracht kommenden Meßmethoden führte zu dem Ergebnis, daß das DIAL-Verfahren die leistungsfähigste Methode darstellt, um Lücken im derzeitigen Wissen über diese Prozesse zu schließen. Nur das DIAL-Verfahren ist in der Lage, Tag und Nacht Wasserdampfprofile mit hoher Zeit- und Höhenauflösung in der gesamten Troposphäre zu bestimmen.

Um die hohen Anforderungen einzuhalten, die die DIAL-Methode an das Meßgerät stellt, und eine große Meßgenauigkeit zu erzielen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiges Lasersystem konstruiert. Es besteht aus einem Dauerstrich-Ti:Saphir-Ringlaser, der durch die Methode des injection seeding die spektralen Eigenschaften eines gütegeschalteten Alexandrit-Ringlasers entscheidend verbessert.

Bei der Entwicklung des Lasersystem wurde folgendes erreicht:

- **Berechnung eines für ein DIAL-System geeigneten Laserresonators**
Es konnte im Rahmen dieser Arbeit die Lösung für einen Resonator gefunden werden, mit dem sich ein für ein DIAL-System geeigneter Laser konstruieren läßt. Es stellte sich heraus, daß ein unidirektionaler Ringresonator mit Kompensation der thermischen Linse des Alexandrit-Laserstabes gewählt werden muß.
- **Verbesserung eines Ti:Saphir-Ringlasers**
Ein Ti:Saphir-Ringlaser wurde modifiziert, so daß er im Hinblick auf seine spektralen Eigenschaften alle Anforderungen für Wasserdampf- und Temperaturmessungen erfüllt.
- **Erfolgreiche Anwendung der Technik des injection seeding**
Es wurde ein mit dem Ti:Saphir-Ringlaser durch injection seeding kontrollierter unidirektionaler Alexandrit-Ringlaser aufgebaut, der als erster sämtliche Spezifikationen für ein H₂O- und ein T-DIAL-System in der gesamten Troposphäre erfüllt.

- **Erreichen von single longitudinal mode-Lasertätigkeit**

Mit einer Single-Mode-Elektronik konnte erstmalig bei einem DIAL-System im nahen infraroten Spektralbereich single longitudinal mode-Lasertätigkeit erzielt werden. Damit ist nahezu die theoretische Grenze in bezug auf die spektralen Eigenschaften des Lasers erreicht.

Damit war ein Teilziel dieser Arbeit – die Konstruktion eines geeigneten Lasersystems – erreicht. Es ist festzustellen, daß die technologischen Schwierigkeiten, die einem Einsatz der DIAL-Technik für Wasserdampf- und Temperaturmessungen bisher im Wege standen, nun beseitigt sind.

Daraufhin war die Genauigkeit von Wasserdampfmessungen mit diesem Lasersystem zu untersuchen. Bei dem weiteren Vorgehen wurden folgende Ziele erreicht:

- **Aufbau eines H₂O-DIAL-Systems**

Das neue Lasersystem als Transmitter wurde mit einem Teleskop, einem nachfolgenden Detektorsystem und einer Datenerfassung kombiniert.

- **Bestimmung des systematischen Fehlers bei der Wasserdampfmessung zu < 5 %**

Vergleichsmessungen mit lokal gestarteten Radiosonden und Messungen in Wolken führten zu dem Ergebnis, daß durch das Lasersystem systematische Fehler von höchstens 5 % in der gesamten Troposphäre verursacht werden. Dies entspricht den zuvor ermittelten Anforderungen an ein H₂O-DIAL-System.

- **Bestimmung eines geringen statistischen Fehlers**

Bei Messungen in der Grenzschicht beträgt der statistische Fehler bei der Wasserdampfmessung etwa 0.05 g/m³ bei einer Höhenauflösung von 75 m und einer Zeitauflösung von 10 min. Dieses ist der geringste statistische Fehler, der zur Zeit bei der Fernerkundung von Wasserdampfverteilungen in der Grenzschicht erreicht wird. Das DIAL-System erfüllt damit die Anforderungen für Flußmessungen in der konvektiven Grenzschicht, da der statistische Fehler bei der für diese Messungen benötigten höheren Zeitauflösung hinreichend klein bleibt.

Erste Atmosphärenmessungen mit dem H₂O-DIAL-System lieferten folgende Ergebnisse:

- **Nachweis einer äußerst trockenen Schicht in der unteren Troposphäre**

Mit dem Lasersystem konnte am 01.12.1994 in 1000 m Höhe eine Schicht mit einer relativen Feuchte von lediglich 1.00(15) % detektiert werden. Diese Messung wurde auch von den Radiosondendaten bestätigt.

- **Wasserdampfbestimmung in einer Cirruswolke**

Es wurde der Wasserdampfgehalt in einer Cirruswolke in 9000 m Höhe mit einem statistischen Fehler von nur 5 % gemessen. Ein Vergleich mit Temperaturmessungen ergab, daß dieser Wert einem Sättigungsdampfdruck von 100(5) % über Eis in dieser Wolke entsprach.

Damit wurde nicht nur ein Lasersystem zur Verfügung gestellt, das prinzipiell alle Anforderungen für ein H₂O-DIAL erfüllt, sondern dieses wurde auch im Rahmen von Atmosphärenmessungen bestätigt.

Diese Erfolge führten dazu, daß das angewendete Konstruktionsprinzip für ein H₂O- und T-DIAL-System momentan bei der Entwicklung einer neuen Generation von DIAL-Systemen am MPI, bei der DLR und bei der NASALaRC Pate steht.

Aus einer Vielzahl meteorologischer Phänomene, die mit diesem DIAL-System untersucht werden können, seien exemplarisch die folgenden hervorgehoben: der Wasserdampffluß in der konvektiven Grenzschicht in Verbindung mit Windmeßsystemen (z. B. einem RADAR-RASS), Durchgänge von Kalt- und Warmfronten, die Wasserdampfverteilung in und um Wolken und Tagesgänge der Wasserdampfverteilung in der gesamten Troposphäre. Die DIAL-Technik steht mit dem in dieser Arbeit entwickelten Lasersystem im Hinblick auf ihre Leistungsfähigkeit erst am Anfang. Es sind verschiedene technische Verbesserungen des neuen Systems geplant und zum Teil auch schon eingeleitet. Der Routinebetrieb soll durch den Einsatz einer neuen Pumpkammer für den Alexandrit-Laser vereinfacht werden. Ferner wird der im Rahmen dieser Arbeit bereits überprüfte variable Abschwächer zur Reduktion des Dynamikbereichs der Rückstreusignale eingesetzt werden, um den Meßbereich des Systems zu erweitern. Eine weitere Reduzierung statistischer Fehler kann durch eine Erhöhung der mittleren Leistung des Lasersystems um eine Größenordnung, was keine technischen Probleme aufwirft, und die Verwendung eines größeren Teleskopes erreicht werden.

Ein besonders wichtiger Vorteil des neuen Lasersystems ist, daß aufgrund seiner Frequenzstabilität und Schmalbandigkeit nun ein schmalbandiger Nachweis des Rückstreusignals zu realisieren ist. Insbesondere das Heterodyn-Verfahren sollte dazu ins Auge gefaßt werden. Damit können zum einen Meßfehler durch Gradienten in der Partikelrückstreuung vermieden werden. So rückt auch eine genaue Temperaturmessung in der Troposphäre in erreichbare Nähe. Zum anderen kann mit diesem Verfahren auch die vertikale Windgeschwindigkeit gemessen werden. Das Potential eines Ausbaus des DIAL-Systems für Flußmessungen ist somit vorhanden. Langfristig wird angestrebt, mit demselben System Wasserdampf-, Temperatur- und Windmessungen durchzuführen.

Die Bereitstellung des DIAL-Systems für Routinemessungen von Wasserdampf steht unmittelbar bevor. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein transportabler Container konstruiert, in den das System zur Zeit eingebaut wird.

Es ist geplant, das transportable DIAL-System bei verschiedenen Vergleichsmessungen und Meßkampagnen einzusetzen. Zunächst soll ein Vergleich mit dem Raman-LIDAR der GKSS durchgeführt werden. Die erste Verwendung des H₂O-DIAL-Systems bei einem internationalen Experiment wird im Rahmen von BALTEX im Herbst 1996 stattfinden, wo unter anderem Wasserdampf-Flußmessungen über der Ostsee von der Insel Gotland aus vorgesehen sind.

Die Entwicklung des DIAL-Systems im Rahmen dieser Arbeit stellte eine große Herausforderung dar. Die vielversprechenden Ergebnisse und die weitreichenden Entwicklungsmöglichkeiten dieses Systems geben Anlaß zu der Hoffnung, daß die zukünftige Erforschung meteorologischer Prozesse maßgeblich durch diese neue Generation von DIAL-Systemen mitgestaltet werden kann.

Anhang A

Propagationsmatrizen

Propagation um eine Strecke d in einem Medium mit Brechungsindex n :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Propagation durch eine Linse mit Brennweite f :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Propagation durch ein Medium mit Länge d und quadratischer Brechungsindexvariation $n = n_0 - 1/2 n_2 r^2$:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}}\right) & \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} \sin\left(d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}}\right) \\ -\sqrt{n_0 n_2} \sin\left(d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}}\right) & \cos\left(d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}}\right) \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Anhang B

Das Fabry–Perot–Interferometer

In Abschnitt (3.2) wurde gezeigt, welche Felder sich in einem Resonator ausbreiten können und wie deren Eigenfrequenzen errechnet werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit taucht jedoch auch oft die Frage auf, welche Eigenschaft ein Resonator in bezug auf die Transmission eines Feldes einer bestimmten Frequenz, die nicht unbedingt eine Eigenfrequenz sein muß, besitzt. Um dieses zu untersuchen, reicht es, die Transmission einer ebenen Welle durch einen Resonator, der aus zwei parallel zueinander justierten Spiegeln mit der Reflektivität \mathcal{R} besteht, zu betrachten. Der Einfluß einer Abweichung der Phase der ebenen Wellen von der einer Gaußschen Mode kann hier vernachlässigt werden, da dieses keine Auswirkung auf die prinzipiellen Eigenschaften des Resonators hat [3]. Dieses gilt außerdem für die Untersuchung der in dieser Arbeit produzierten kurzen Laserpulse [43].

Ist der Krümmungsradius der Spiegel endlich, spricht man von einem sphärischen, andernfalls von einem planen Fabry–Perot–Interferometer. Von den sphärischen Interferometern wird im folgenden nur das konfokale herausgegriffen, bei dem der Abstand d gleich dem Krümmungsradius der Spiegel ist. Besteht das Interferometer aus einer beschichteten Glasplatte, bezeichnet man es auch als *Etalon*.

Die Transmission \mathcal{T} kann berechnet werden, indem man die Phasenänderungen der einzelnen hin- und herreflektierten Teilstrahlen berücksichtigt und diese nach Durchgang durch den Resonator aufsummiert. Zu den Details der Rechnung sei auf [69, 169] verwiesen. Da die Eigenschaften von Interferometern in dieser Arbeit oft genutzt werden, werden im folgenden die wichtigsten Formeln zusammengefaßt. Bei Vernachlässigung der kleinen Absorptionsverluste und Phasenänderungen in den Spiegelschichten erhält man

$$\mathcal{T}(\varphi) = \frac{\mathcal{T}_{max}}{1 + \mathcal{K} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}. \quad (\text{B.1})$$

Diese funktionale Abhängigkeit $\mathcal{T}(\varphi)$ wird als *Airy-Funktion* bezeichnet, φ ist die Phasenänderung der ebenen Welle nach einem Durchlauf durch den Resonator und \mathcal{K} der sogenannte Kontrast. \mathcal{T} besitzt Maxima an den Stellen

$$\varphi = 2\pi m, \quad m > 0. \quad (\text{B.2})$$

Die *Finesse* \mathcal{F} eines Interferometers ist definiert als

$$\mathcal{F} \simeq \frac{\pi \sqrt{\mathcal{K}}}{2}, \quad (\text{B.3})$$

mit der sich das Auflösungsvermögen \mathcal{A} als

$$\mathcal{A} := \frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \mathcal{F} \quad (\text{B.4})$$

schreiben läßt.

Beim ebenen und konfokalen Resonator ergeben sich unterschiedliche Resultate für \mathcal{T}_{max} , \mathcal{K} und φ . Im Falle des ebenen Interferometers (angedeutet mit dem Index e) gilt

$$\mathcal{T}_{max,e} = 1,$$

$$\mathcal{K}_e = \frac{4\mathcal{R}}{(1-\mathcal{R})^2}, \quad (\text{B.5})$$

$$\varphi_e = \frac{4\pi n \nu d \cos\vartheta}{c}, \quad (\text{B.6})$$

wobei ϑ der Auftreffwinkel der ebenen Wellen auf den Spiegel innerhalb des Resonators ist. \mathcal{T} ist also eine stark frequenzabhängige Funktion, so daß Interferometer schon seit langem als hochauflösende Wellenlängenmeßgeräte verwendet werden [52]. Der Abstand der Maxima beträgt

$$\text{FSB}_e = \Delta\nu_e = \frac{c}{2n d \cos\vartheta}, \quad (\text{B.7})$$

der als freie spektrale Breite (FSB) bezeichnet wird. Die volle Halbwertsbreite $\Delta\nu_{pas,e}$ in der Umgebung eines Maximums lautet

$$\Delta\nu_{pas,e} = \frac{c}{\pi n d \cos\vartheta} \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{\mathcal{K}_e}}\right) \quad (\text{B.8})$$

$$\simeq \frac{c}{\pi n d \cos\vartheta \sqrt{\mathcal{K}_e}} = \frac{c}{2n d \cos\vartheta \mathcal{F}_e} \quad \text{für} \quad \mathcal{K}_e \gg 1. \quad (\text{B.9})$$

Der Index *pas* bedeutet, daß es sich um eine passive Bandbreite handelt, sie kann innerhalb eines Laserresonators durch ein aktives Medium reduziert werden (s. Kap. 3.3.1).

Anhand von Gl. (B.7) und (B.9) sieht man, daß $\mathcal{F}_e = \text{FSB}_e / \Delta\nu_{pas,e}$ gilt.

Beim konfokalen Interferometer (angedeutet mit dem Index k) erhält man

$$\mathcal{T}_{max,k} = \frac{1}{(1 + \mathcal{R})^2},$$

$$\mathcal{K}_k = \frac{4 \mathcal{R}^2}{(1 - \mathcal{R}^2)^2}, \quad (\text{B.10})$$

$$\varphi_k = \frac{8 \pi n \nu d \cos \vartheta}{c}, \quad (\text{B.11})$$

$$\text{FSB}_k = \Delta \nu_k = \frac{c}{4 n d \cos \vartheta}, \quad (\text{B.12})$$

$$\Delta \nu_{pas,k} = \frac{c}{2 \pi n d \cos \vartheta} \arcsin \left(\frac{1}{\sqrt{\mathcal{K}_k}} \right), \quad (\text{B.13})$$

$$\simeq \frac{c}{2 \pi n d \cos \vartheta \sqrt{\mathcal{K}_k}} = \frac{c}{4 n d \cos \vartheta \mathcal{F}_k} \quad \text{für} \quad \mathcal{K}_k \gg 1. \quad (\text{B.14})$$

Man sieht sofort, daß auch hier $\mathcal{F}_k = \text{FSB}_k / \Delta \nu_{pas,k}$ erfüllt ist.

Anhang C

Das Steuerprogramm für den Ti:Saphir-Laser

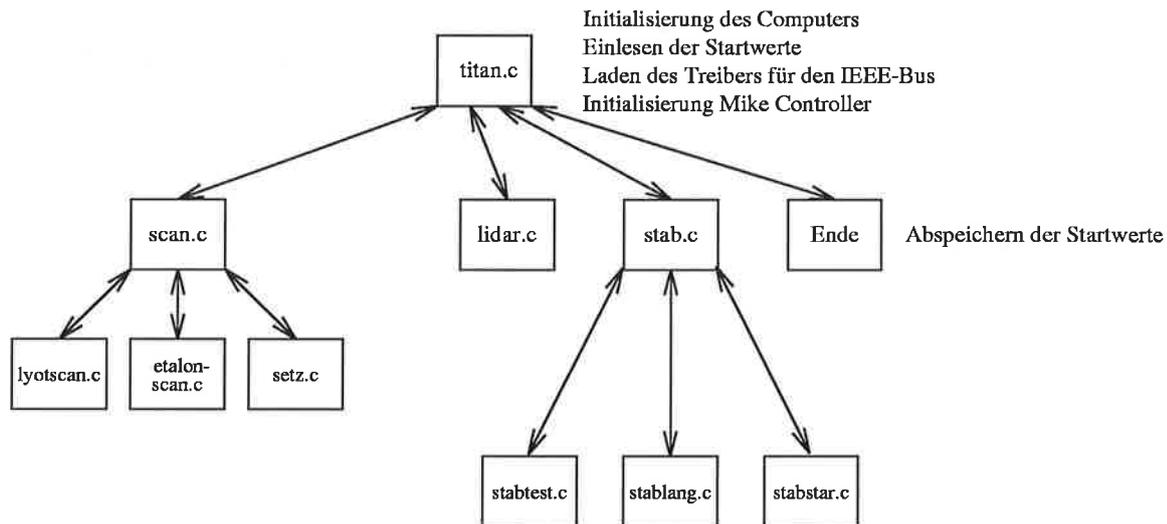


Abbildung C.1: Das Steuerprogramm für den Ti:Saphir-Laser.

titan.c: Hauptprogramm, *scan.c*: Unterprogramm für die Abstimmung, *lyotscan.c*: GrobAbstimmung des DBF in die Nähe einer Absorptionslinie, *etalon-scan.c*: Feinabstimmung auf Absorptionslinie, *setz.c*: Abstimmung des Lasers auf gespeicherte Positionen für DBF und LE, *lidar.c*: Start der aktiven Stabilisierung und Wellenlängenumschaltung für Lidar-Messung, *stab.c*: Unterprogramm zur Untersuchung der aktiven Stabilisierung, *stabtest.c*: Messung der passiven Stabilität, Ausgabe der Frequenzänderung auf Schreiber, *stabläng.c*: aktive Stabilisierung mit Ausgabe der Frequenzänderung auf Schreiber, *stabstar.c*: schnelle aktive Stabilisierung.

Literaturverzeichnis

- [1] 16. International Laser Radar Conference, Boston, USA, NASA Conference Publication 3158 (1992)
- [2] 17. International Laser Radar Conference, Sendai, Japan, Abstracts of papers (1994)
- [3] H. Abu-Safia, R. Al-Tahtamouni, I. Abu-Aljarayesh, N. A. Yusuf, *Transmission of a Gaussian beam through a Fabry-Perot interferometer*, Appl. Opt., **33**, 3805 (1994)
- [4] O. A. Aggarwal, A. Sanchez, M. M. Stuppi, R. E. Fahey, A. J. Strauss, W. R. Rapoport, C. P. Khattak, *Residual infrared absorption in as-grown and annealed crystals of Ti:Al₂O₃*, IEEE J. Quantum Electron., **24**, 1003 (1988)
- [5] R. L. Aggarwal, A. Sanchez, R. E. Fahey, A. J. Strauss, *Magnetic and optical measurements on Ti:Al₂O₃ crystals for laser applications: concentration and absorption cross section of Ti³⁺ ions*, Appl. Phys. Lett., **48**, 1345 (1986)
- [6] J. Altmann, R. Baumgart, C. Weitkamp, *Two-mirror multipass absorption cell*, Appl. Opt., **20**, 995 (1981)
- [7] W. M. Angevine, W. L. Ecklund, *Errors in radio sounding of temperature*, J. Atmos. Oceanic Technol., **11**, 838 (1994)
- [8] A. Ansmann, *Fehleranalyse der Differential-Absorption-Lidartechnik zur Ermittlung des troposphärischen Wasserdampfes anhand von Modellsimulationen*, Diplomarbeit Universität Hamburg 1984
- [9] A. Ansmann, J. Bösenberg, *Correction scheme for spectral broadening by Rayleigh scattering in differential absorption lidar measurements of water vapor in the troposphere*, Appl. Opt., **26**, 3026 (1987)
- [10] A. Ansmann, *Bodengebundene DIAL-Wasserdampfmessung: Berücksichtigung der Dopplerverbreiterung der Laserlinie durch Rayleighrückstreuung*, Dissertation Universität Hamburg 1989
- [11] A. Ansmann, M. Riebesell, U. Wandinger, C. Weitkamp, E. Voss, W. Lahmann, W. Michaelis, *Combined Raman elastic-backscatter LIDAR for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter, and LIDAR ratio*, Appl. Phys. B, **55**, 18 (1992)

- [12] A. Ansmann, U. Wandinger, M. Riebesell, C. Weitkamp, W. Michaelis, *Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar*, Appl. Opt., **31**, 7113 (1992)
- [13] P. W. Baker, *Atmospheric water vapor differential absorption measurements on vertical paths with a CO₂ lidar*, Appl. Opt., **22**, 2257 (1983)
- [14] L. Bengtsson, *Problems of using satellite information in numerical weather prediction*, in: Proc. Tech. Conf. on use of data from meteorological satellites, ESA SP-143 (1979)
- [15] I. Beninga, *Aufbau und Test einer digitalen Wellenlängenstabilisierung für einen CW-Titan-Saphir Laser*, Diplomarbeit Hamburg 1991
- [16] W. R. Bennett Jr., P. J. Kindlmann, *Magnetostrictively tuned optical maser*, Rev. Scient. Instr., **33**, 601 (1962)
- [17] L. R. Bisonette, D. L. Hutt, *Multiple scattering lidar and cloud properties*, 17. International Laser Radar Conference, Paper 29B1, 541 (1994)
- [18] S. E. Bisson, J. E. M. Goldsmith, *Measurements of upper tropospheric moisture with a Raman lidar*, 17. International Laser Radar Conference, Paper 26PF1, 134 (1994)
- [19] S. E. Bisson, J. E. M. Goldsmith, *Measurements of daytime and upper tropospheric water vapor profiles by Raman lidar*, in: OSA Technical Digest, Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Paper ThB1, 220 (1995)
- [20] A. L. Bloom, *Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates*, J. Opt. Soc. Am., **64**, 447 (1974)
- [21] H. Boersch, G. Herziger, *Theoretical und experimental investigation of regenerative laser amplifiers and their application*, IEEE J. Quantum Electron., **2**, 549 (1966)
- [22] J. Bösenberg, *Measurement of the pressure shift of water vapor absorption lines by simultaneous photoacoustic spectroscopy*, Appl. Opt., **24**, 3531 (1985)
- [23] J. Bösenberg, *DIAL system for high resolution water vapor measurements in the troposphere*, in: Proc. OSA Topical Meeting on Laser and Optical Remote Sensing: Instrumentation and Techniques, Paper MB2-1, 22 (1987)
- [24] J. Bösenberg, A. Ansmann, S. Elouragini, P. H. Flamant, K. H. Klappheck, H. Linné, C. Loth, L. Menenger, W. Michaelis, P. Moerl, J. Pelon, W. Renger, M. Riebesell, C. Senff, P.-Y. Thro, U. Wandinger, C. Weitkamp, *Measurements with lidar systems during the International Cirrus Experiment 1989*, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report Nr. 60 (1990)
- [25] J. Bösenberg, *A differential absorption lidar system for high resolution water vapor measurements in the troposphere*, Report Nr. 71, Max-Planck-Institut für Meteorologie (1991)

- [26] J. Bösenberg, V. Wulfmeyer, ELITE-Report, Max-Planck-Institut für Meteorologie, in Vorbereitung
- [27] J. Bösenberg, *Laser remote sensing of the troposphere using differential absorption lidar*, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report in Vorbereitung
- [28] E. V. Browell, T. D. Wilkerson, T. J. McIlrath, *Water vapor differential absorption lidar development and evaluation*, Appl. Opt., **18**, 3474 (1979)
- [29] E. V. Browell, *Remote sensing of tropospheric gases and aerosols with an airborne DIAL system*, in: Optical and Laser Remote Sensing, D. K. Killinger, A. Mooradian, Eds., Springer-Verlag New York, 138 (1983)
- [30] E. V. Browell, S. Ismail, *First lidar measurements of water vapor and aerosols from a high-altitude aircraft*, in: OSA Technical Digest, Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Paper ThA4, 212 (1995)
- [31] D. Bruneau, H. Cazeneuve, C. Loth, J. Pelon, *Double-pulse dual-wavelength alexandrite laser for atmospheric water vapor measurement*, Appl. Opt., **30**, 3930 (1991)
- [32] D. Bruneau, T. A. des Lions, P. Quaglia, J. Pelon, *Injection-seeded pulsed alexandrite laser for differential absorption lidar application*, Appl. Opt., **33**, 3941 (1994)
- [33] Dr. D. Bruneau, persönliche Mitteilung im Vorgriff auf eine sich in Arbeit befindlichen Doktorarbeit von P. Quaglia, CNRS 1995
- [34] A. Burneau, B. Humbert, *Temperature effects on a tilted birefringent filter in a tunable laser: A limitation for Raman spectroscopy*, J. Appl. Phys., **66**, 5702 (1989)
- [35] V. Bürschinger, persönliche Mitteilung der Fa. Burleigh 1994
- [36] C. Cahen, G. Mégie, *A spectral limitation of the range resolved differential absorption lidar technique*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **25**, 151 (1981)
- [37] C. Cahen, G. Mégie, P. Flamant, *Lidar monitoring of water vapor cycle in the troposphere*, J. Appl. Meteorol., **21**, 1506 (1982)
- [38] C. Cahen, J.-L. Lesne, P. Deschamps, P. Y. Thro, *Testing the mobile meteorological DIAL system for humidity and temperature monitoring*, 14. International Laser Radar Conference, 362 (1988)
- [39] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, Oxford University Press, 2. Aufl. Oxford 1959
- [40] H. Cazeneuve, *Etude théorique et expérimentale de sources laser vibroniques appliquées à la mesure de variables météorologiques par lidar embarqué*, These de doctorat de l'Université Paris 6, 1990
- [41] T. H. Chyba, P. Ponsardin, N. S. Higdon, R. J. DeYoung, E. V. Browell, *Alexandrite laser transmitter development for airborne water vapor DIAL measurements*, in: OSA Technical Digest, Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Paper MD4, 47 (1995)

- [42] C. F. Cline, R. C. Morris, M. Dutoit, P. J. Harget, *Physical properties of BeAl₂O₄ single crystals*, J. Mat. Science, **14**, 941 (1979)
- [43] H. Daussy, R. Dumanchin, O. de Witte, *Fabry-Perot with short pulse lasers: spectral selection and spectral analysis in dye lasers*, Appl. Opt., **17**, 451 (1978)
- [44] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, *Laser phase and frequency stabilisation using an optical resonator*, Appl. Phys. B, **31**, 97 (1983)
- [45] K. P. Driedger, W. Krause, H. Weber, *Average refractive power of an alexandrite laser rod*, Opt. Comm., **57**, 403 (1986)
- [46] J. M. Eggleston, L. G. deShazer, K. W. Kangas, *Characteristics and kinetics of laser-pumped Ti:Sapphire oscillators*, IEEE J. Quantum Electron., **24**, 1009 (1988)
- [47] G. Ehret, W. Renger, *Atmospheric aerosol and humidity profiling using an airborne DIAL system in the near IR*, in OSA Technical Digest, Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Paper ThA6, 586 (1990)
- [48] G. Ehret, C. Kiemle, W. Renger, G. Simmet, *Airborne remote sensing of tropospheric water vapor with a near-infrared differential absorption lidar system*, Appl. Opt., **32**, 4534 (1993)
- [49] E. W. Eloranta, P. Piironen, *High spectral resolution lidar measurements of extinction and particle size in clouds*, in: OSA Technical Digest, Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Paper WA1, 162 (1995)
- [50] Europäischer Wetterbericht, Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes, Beilage 2, Nr. 202 (1994)
- [51] I. L. Fabelinskii, *Molecular scattering of light*, Plenum Press, New York 1968, S. 22 ff., S. 81 ff.
- [52] Ch. Fabry, A. Perot, *Sur le franges des lames minces argentées et leur et leur application a la mesure de petites épasseurs d'air*, Ann. Chim. Phys., **12**, 459 (1897)
- [53] Fa. Vaisala, Radiosonde RS80, technische Beschreibung 1991
- [54] W. F. Feltz, *Meteorological applications of the atmospheric emitted radiance interferometer (AERI)*, Thesis University of Wisconsin-Madison 1994
- [55] W. F. Feltz, W. L. Smith, R. O. Knuteson, H. E. Revercomb, *Meteorological applications of the atmospheric emitted radiance interferometer (AERI)*, in: OSA Technical Digest, Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Paper TuC10, 111 (1995)
- [56] F. G. Fernald, *Analysis of atmospheric lidar observations: some comments*, Appl. Opt., **23**, 653 (1984)

- [57] R. P. Fiegl, *Photoacoustic technique for the measurement of absorption line profiles*, Appl. Opt., **28**, 1401 (1989)
- [58] A. Giez, G. Ehret, D. H. Lenschow, *Two dimensional aerosol and water vapor profiles obtained with an airborne differential absorption lidar (DIAL) during the pre-BOREAS field experiment*, Third International Symposium on Tropospheric Profiling: Needs and Technologies, Paper 11.2, 386 (1994)
- [59] J. E. M. Goldsmith, S. E. Bisson, R. A. Ferrare, K. D. Evans, D. N. Whiteman, S. H. Melfi, *Raman lidar profiling of atmospheric water vapor: simultaneous measurements with two collocated systems*, Bull. Amer. Met. Soc., **75**, 975 (1994)
- [60] J. E. M. Goldsmith, S. E. Bisson, *Raman lidar profiling of atmospheric water vapor*, in: Second Topical Symposium on Combined Optical-Microwave Earth and Atmosphere Sensing Proceedings (CO-MEAS '95)
- [61] H. Graßl, M. Riechers, A. Manschke, *Performance of computer simulations of lidar measurements from space*, Final Report, ESTEC-CONTRACT No. 5798/84/NL/PR
- [62] W. Greiner, *Theoretische Physik, Band 3: klassische Elektrodynamik*, Verlag Harri Deutsch · Thun, Frankfurt 1986, S. 297
- [63] B. Grossmann, E. V. Browell, *Spectroscopy of water vapor in the 720 nm wavelength region: line strengths, self-induced pressure broadenings and shifts, and temperature dependence of linewidths and shifts*, J. Molec. Spectr., **136**, 264 (1989)
- [64] B. Grossmann, E. V. Browell, *Water-vapor line broadening and shifting by air, nitrogen, oxygen, and argon in the 720-nm wavelength region*, J. Molec. Spectr., **138**, 562 (1989)
- [65] R. M. Hardesty, *Coherent DIAL measurement of range-resolved water vapor concentration*, Appl. Opt., **23**, 2545 (1984)
- [66] J. Harrison, A. Finch, D. M. Rines, G. A. Rines, P. F. Moulton, *Low-threshold, cw, all-solid-state Ti:A₂O₃ laser*, Opt. Lett., **16**, 581 (1991)
- [67] D. J. Harter, P. Bado, *Wavelength tunable alexandrite regenerative amplifier*, Appl. Opt., **27**, 4392 (1988)
- [68] R. Hauck, H. P. Kortz, H. Weber, *Misalignment sensitivity of optical resonators*, Appl. Opt., **19**, 598 (1980)
- [69] G. Hernandez, *Fabry-Perot interferometers*, Cambridge University Press, Cambridge 1986
- [70] G. Herzberg, *Molecular spectra and molecular structure, Bd. 1: Diatomic Molecules, Bd. 2: Infrared and Raman spectra of polyatomic molecules*, Van Nostrand Reinhold Company, New York 1945

- [71] G. Herziger, G. Makosch, J. Weber, *Verstärkung, Bandbreite und Photonendichte beim He-He Laserverstärker für die Wellenlänge $\lambda = 6328 \text{ \AA}$* , Z. Physik, **228**, 89 (1969)
- [72] N. S. Higdon, E. V. Browell, P. Ponsardin, B. E. Grossmann, C. F. Butler, T. H. Chyba, M. N. Mayo, R. J. Allen, A. W. Heuser, W. B. Grant, S. Ismail, S. D. Mayor, A. F. Carter, *Airborne differential absorption lidar system for measurements of atmospheric water vapor and aerosols*, Appl Opt., **33**, 6422 (1994)
- [73] O. Holst, *Thermo-optische Aberrationen von Hochleistungs-Festkörperlasern*, Diplomarbeit Universität Hamburg 1993
- [74] G. Holtom, O. Teschke, *Design of a birefringent filter for high-power dye lasers*, IEEE J. Quantum Electron., **10**, 577 (1974)
- [75] L. Horowitz, Y. B. Band, O. Kafri, D. F. Heller, *Thermal lensing of alexandrite laser rods by moire deflectometry*, Appl. Opt., **23**, 2229 (1984)
- [76] R. F. Hotz, *Thermal transient effects in repetitively pulsed flashlamp-pumped YAG:Nd and YAG:Nd,Lu laser materials*, Appl. Opt., **12**, 1834 (1973)
- [77] J. T. Houghton, F. W. Taylor, C. D. Rodgers, *Remote sounding of atmospheres*, Cambridge University Press, Cambridge 1984
- [78] B. Humbert, A. Burneau, *Jones matrices of tilted birefringent plates in a tunable dye laser: modes of low gain and temperature effects*, Appl. Opt., **31**, 7022 (1992)
- [79] S. Ismail, E. V. Browell, *Airborne and spaceborne lidar measurements of water vapor profiles: a sensitivity analysis*, Appl. Opt., **28**, 3603 (1989)
- [80] E. J. Jensen, O. B. Toon, D. L. Westphal, S. Kinne, A. J. Heymsfield, *Microphysical modeling of cirrus, 1. comparison with 1986 FIRE IFO measurements*, J. Geophys. Res., **99**, 10-421 (1994)
- [81] E. J. Jensen, O. B. Toon, D. L. Westphal, S. Kinne, A. J. Heymsfield, *Microphysical modeling of cirrus, 2. sensitivity studies*, J. Geophys. Res., **99**, 10-443 (1994)
- [82] T. F. Johnston, Jr., W. Proffitt, *Design and performance of a broad-band optical diode to enforce one-direction traveling-wave operation of a ring laser*, IEEE J. Quantum Electron., **16**, 483 (1980)
- [83] M. J. Kavaja, S. W. Henderson, J. R. Magee, C. P. Hale, R. M. Huffaker, *Remote wind profiling with a solid-state Nd:YAG coherent lidar system*, Opt. Lett., **14**, 776 (1989)
- [84] T. Kimura, K. Otsuka, M. Saruwatari, *Spatial hole-burning effects in a Nd³⁺:YAG laser*, IEEE J. Quantum Electron., **17**, 225 (1971)

- [85] T. Kitada, A. Hori, T. Taira, T. Kobayashi, *Strange behavior of the measurement of atmospheric temperature profiles of the rotational Raman lidar*, 17. International Laser Radar Conference, Paper 29D2, 569 (1994)
- [86] M. V. Klein, T. E. Furtak, *Optik*, Springer-Verlag, Berlin 1988, S. 121 ff.
- [87] D. A. Kleinman, *The maser rate equation and spiking*, Bell Sys. Tech. J., **43**, 1505 (1964)
- [88] J. D. Klett, *Stable analytic inversion solution for processing lidar returns*, Appl. Opt., **20**, 211 (1981)
- [89] W. Koechner, *Absorbed pump power, thermal profile and stresses in a cw pumped Nd:YAG crystal*, Appl. Opt., **9**, 1429 (1970)
- [90] W. Koechner, *Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod*, Appl. Opt., **9**, 2548 (1970)
- [91] W. Koechner, *Solid state laser engineering*, Springer-Verlag Berlin, 1988
- [92] H. Kogelnik, *Imaging of optical mode-Resonators with internal lenses*, Bell Sys. Tech. J., **44**, 455 (1965)
- [93] H. Kogelnik, T. Li, *Laser beams and resonators*, Appl. Opt., **5**, 1550 (1966)
- [94] H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes, C. V. Shank, *Astigmatically compensated cavities for cw dye lasers*, IEEE J. Quantum Electron., **8**, 373 (1972)
- [95] H. P. Kortz, R. Iffländer, H. Weber, *Stability and beam divergence of multimode lasers with internal variable lenses*, Appl. Opt., **20**, 4124 (1981)
- [96] A. H. Kung, *Regenerative amplification of a single-frequency optical parametric oscillator*, Opt. Lett., **18**, 2017 (1993)
- [97] J.-L. Lachambre, P. Lavigne, G. Otis, M. Noel, *Injection locking and mode selection in TEA-CO₂ laser oscillator*, IEEE J. Quantum Electron., **12**, 756 (1976)
- [98] P. Lacovara, L. Esterowitz, M. Kokta, *Growth, spectroscopy, and lasing of titanium-doped sapphire*, IEEE J. Quantum Electron., **21**, 1614 (1985)
- [99] H. S. Lee, A. Notari, *Narrow-band alexandrite laser for DIAL and other lidar systems*, 17. International Laser Radar Conference, Paper 26PB1, 271 (1994)
- [100] S. Lehmann, *Empfangssystem für Lidarsignale mit erweitertem Meßbereich*, Diplomarbeit Universität Hamburg 1994
- [101] S. Lehmann, V. Wulfmeyer, J. Bösenberg, *A time dependent attenuator for dynamic range reduction of lidar-signals*, 17. International Laser Radar Conference, Paper 26PB7, 289 (1994)
- [102] K. Liou, *An introduction to atmospheric radiation*, Academic Press, San Diego 1980, S. 93 f.

- [103] A. E. Lipton, T. H. Vonder Haar, *Retrieval of water vapor profiles via principle components: options and their implications*, J. Climate Appl. Meteorol., **26**, 1038 (1987)
- [104] J. P. Lörtscher, J. Steffen, G. Herziger, *Dynamic stable resonators: a design procedure*, Opt. Quantum Electron., **7**, 505 (1975)
- [105] W. H. Lowdermilk, J. E. Murray, *The multipass amplifier: Theory and numerical analysis*, J. Appl. Phys., **51**, 2436 (1980)
- [106] B. Lyot, *Un monochromateur à grand champ utilisant les interférences en lumière polarisée*, Comptes Rendus des Séances de l'Academie des Sciences, **197**, 1593 (1933)
- [107] V. Magni, *Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability*, Appl. Opt., **25**, 107 (1986)
- [108] V. Magni, *Multielement stable resonators containing a variable lens*, J. Opt. Soc. Am. A, **4**, 1962 (1987)
- [109] V. Matthias, V. Wulfmeyer, J. Bösenberg, *Improvement of DIAL ozone measurements using an additional Raman channel*, 17. International Laser Radar Conference, Paper 28PC1, 453 (1994)
- [110] D. S. McClure, *Optical spectra of transition-metal ions in corundum*, J. Chem. Phys., **36**, 2757 (1962)
- [111] M. P. McCormick, D. M. Winkler, E. V. Browell, J. A. Coakley, C. S. Gardner, R. M. Hoff, G. S. Kent, S. H. Melfi, R. T. Menzies, C. M. R. Platt, D. A. Randall, J. A. Reagan, *Scientific investigations planned for the Lidar In-Space Technology Experiment (LITE)*, Bull. Amer. Meteorol. Soc., **74**, 205 (1993)
- [112] R. M. Measures, *Laser remote sensing*, John Wiley & Sons, New York 1984, 237 ff.
- [113] R. M. Measures, *Laser remote sensing*, John Wiley & Sons, New York 1984, 104 ff.
- [114] S. H. Melfi, J. D. Lawrence Jr., M. P. McCormick, *Observation of Raman scattering by water vapor in the atmosphere*, Appl. Phys. Lett., **15**, 295 (1969)
- [115] S. H. Melfi, D. N. Whiteman, R. Ferrare, *Atmospheric moisture structure revealed by Raman lidar*, Optics & Photonics News, Oct. 1991, 16
- [116] R. T. Menzies, R. M. Hardesty, *Coherent doppler lidar for measurements of wind fields*, Proc. IEEE, **77**, 449 (1989)
- [117] P. F. Moulton, solid state research rep. DTIC AD-A124305/4 (1982:3), M. I. T. Lincoln Lab., Lexington, 15 (1982)
- [118] P. F. Moulton, *An investigation of the Co:MgF₂ laser system*, IEEE J. Quantum Electron., **21**, 1582 (1985)

- [119] P. F. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, J. Opt. Soc. Am. B, **3**, 125 (1986)
- [120] E. R. Murray, R. D. Hake, J. E. Van der Laan, J. G. Hawley, *Atmospheric water vapor measurement with a 10 micrometer DIAL system*, Appl. Phys. Lett, **28**, 542 (1976)
- [121] J. E. Murray, W. H. Lowdermilk, *Nd:YAG regenerative amplifier*, J. Appl. Phys., **51**, 3548 (1980)
- [122] A. V. Nowak, B. J. Krohn, *Spectral characterization of a tunable alexandrite laser by Rubidium absorption at 780 nm*, IEEE J. Quantum Electron., **21**, 1607 (1985)
- [123] S. R. Pal, A. I. Carswell, *Multiple scattering in atmospheric clouds: lidar observations*, Appl. Opt., **15**, 1990 (1976)
- [124] Y.-H. Pao, Ed., *Optoacoustic spectroscopy and detection*, Academic, New York 1977
- [125] J. A. Pete, J. Krasinski, R. Bromiley, D. F. Heller, *Alexandrite laser amplifiers*, SPIE Vol. 622, High Power and Solid State Lasers, 46 (1986)
- [126] G. Peters, W. M. Angevine, *On the correction of RASS temperature errors due to turbulence*, eingereicht bei Contr. to Atmos. Physics
- [127] P. Ponsardin, N. S. Higdon, B. E. Grossmann, E. V. Browell, *Spectral control of an alexandrite laser for an airborne water-vapor differential absorption lidar system*, Appl. Opt., **33**, 6439 (1994)
- [128] C. R. Prasad, G. K. Schwemmer, A. Notari, J. Famiglietti, *Measurement of spectral purity of an injection seeded alexandrite ring laser for a DIAL temperature lidar*, 17. International Laser Radar Conference, Paper 26PB20, 329 (1994)
- [129] D. R. Preuss, J. L. Gole, *Three-stage birefringent filter tuning smoothly over the visible region: theoretical treatment and experimental design*, Appl. Opt., **19**, 702 (1980)
- [130] E. E. Remsberg, L. L. Gordley, *Analysis of differential absorption lidar from the Space Shuttle*, Appl. Opt., **17**, 624 (1978)
- [131] K. J. Ritter, *A high resolution spectroscopy study of absorption line profiles in the A-band of molecular oxygen*, Thesis University of Maryland 1986
- [132] K. W. Rothe, *Monitoring of various atmospheric constituents using a cw chemical hydrogen/deuterium laser and a pulsed carbon dioxide laser*, Radio Electron. Eng., **50**, 567 (1980)
- [133] Ch. Salomon, D. Hils, J. L. Hall, *Laser stabilisation at the millihertz level*, J. Opt. Soc. Am. B, **5**, 1576 (1988)

- [134] R. C. Sam, J. Yeh, K. R. Leslie, W. R. Radoport, *Design and Performance of a 250 Hz alexandrite laser*, IEEE J. Quantum Electron., **24**, 1151 (1988)
- [135] A. Sanchez, A. J. Strauss, R. L. Aggarwal, R. E. Fahey, *Crystal growth, spectroscopy, and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, IEEE J. Quantum Electron., **24**, 995 (1988)
- [136] T. Schaberl, *Messung des Ozonflusses in der unteren Troposphäre mit einem neuen Ozon-DIAL-System und einem Radar-RASS*, Dissertation Universität Hamburg 1995
- [137] F. P. Schäfer, in: *Dye lasers*, Topics in Applied Physics, Bd. 1, Editor F. P. Schäfer, Springer-Verlag, 3. Aufl. Berlin 1990
- [138] A. L. Schawlow, C. H. Townes, *Infrared and optical masers*, Phys. Rev., **112**, 1940 (1958)
- [139] R. Scheps, B. M. Gately, J. F. Myers, J. S. Krasinsky, D. F. Heller, *Alexandrite laser pumped by semiconductor lasers*, **56**, 2288 (1990)
- [140] R. Scheps, J. F. Myers, T. R. Glesne, H. B. Serreze, *Monochromatic end-pumped operation of an alexandrite laser*, **97**, 363 (1993)
- [141] F. J. Schmidlin, *WMO international radiosonde comparison, phase II final report*, Instruments and Observing Methods Report, **25**, WMO/TD-No. 312 (1989)
- [142] St. Schmitz, U. von Zahn, T. D. Wilkerson, D. F. Heller, J. C. Walling, G. J. Fisanick, *Diode laser injection seeded, raman shifted alexandrite laser: tunable narrowband lidar source*, in: Optical Remote Sensing of the Atmosphere, OSA Technical Digest Series, Washington D. C., **5**, 462 (1993)
- [143] S. Schmitz, *Entwicklung eines schmalbandigen und durchstimmbaren Alexandrit Lasers für ein mobiles Na-Temperatur-Lidar*, Dissertation Universität Bonn 1994
- [144] R. M. Schotland, *Some observations of the vertical profile of water vapor by means of a ground based optical radar*, in: Proc. Fourth Symposium on Remote Sensing of the Environment, University of Michigan, 271 (1966)
- [145] R. M. Schotland, *Errors in the lidar measurement of atmospheric gases by differential absorption*, J. Appl. Meteor., **13**, 71 (1974)
- [146] P. A. Schulz, *Single-frequency Ti:Al₂O₃ ring laser*, IEEE J. Quantum Electron., **24**, 1039 (1988)
- [147] G. H. Schwemmer, M. Dombrowski, C. L. Korb, J. Milrod, H. Walden, R. H. Kaggann, *A lidar system for measuring atmospheric pressure and temperature profiles*, Rev. Sci. Instrum., **58**, 2226 (1987)
- [148] C. Senff, *Messung des Wasserdampf flusses in der konvektiven Grenzschicht mit DIAL und Radar-RASS*, Dissertation Universität Hamburg 1993

- [149] C. Senff, J. Bösenberg, G. Peters, *Measurement of water vapor flux profiles in the convective boundary layer with lidar and radar RASS*, J. Atmos. Oceanic Technol., **11**, 85 (1994)
- [150] M. L. Shand, J. C. Walling, R. C. Morris, *Excited-state absorption in the pump region of alexandrite*, J. Appl. Phys., **52**, 953 (1980)
- [151] M. L. Shand, J. C. Walling, H. P. Jenssen, *Ground state absorption in the lasing wavelength region of alexandrite: Theory and experiment*, IEEE J. Quantum Electron., **18**, 167 (1982)
- [152] M. L. Shand, J. C. Walling, *Excited-state absorption in the lasing wavelength region of alexandrite*, IEEE J. Quantum Electron., **18**, 1152 (1982)
- [153] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley 1986, S. 276
- [154] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley 1986, S. 454
- [155] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley 1986, S. 462
- [156] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley 1986, S. 471
- [157] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley 1986, S. 682
- [158] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley 1986, S. 1004 ff.
- [159] W. L. Smith, H. E. Revercomb, R. O. Knuteson, H. B. Howell, F. A. Best, *Remote sensing of the planetary boundary layer with a high resolution interferometer sounder (HIS)*, eingereicht bei Bull. Amer. Meteor. Soc. 1994
- [160] C. M. Sonnenschein, F. A. Horrigan, *Signal-to-noise relationships for coaxial systems that heterodyne backscatter from the atmosphere*, Appl. Opt., **10**, 1600 (1971)
- [161] D. O'C. Starr, S. H. Melfi, *The role of water vapor on climate*, Nasa Conference Publication 3120 (1991)
- [162] D. H. Stone, M. D. Rotondaro, *Transient thermal-lensing effects on the performance of repetitively pulsed solid-state lasers*, Appl. Opt., **31**, 1314 (1992)
- [163] A. Szabo, R. A. Stein, *Theory of laser giant pulsing by a saturable absorber*, J. Appl. Phys., **36**, 1562 (1965)
- [164] F. A. Theopold, J. Bösenberg, *Evaluation of DIAL measurements in presence of signal noise*, 14. International Laser Radar Conference, Paper P1.24, 209 (1988)
- [165] F. Theopold, *Bestimmung des Temperaturprofils der Troposphäre mit einem zwei-Frequenz-Lidar*, Dissertation Universität Hamburg 1990
- [166] F. A. Theopold, J. Bösenberg, *Differential absorption lidar measurements of atmospheric temperature profiles: theory and experiment*, J. Atmos. Oceanic Technol., **10**, 165 (1993)

- [167] F. A. Theopold, C. Weitkamp, W. Michaelis, *BELINDA: Broadband Emission Lidar with Narrowband Determination of Absorption. A new concept for measuring water vapor and temperature profiles*, 16. International Laser Radar Conference, Paper N3, 671 (1992)
- [168] W. Vassen, C. Zimmermann, R. Kallenbach, T. W. Hänsch, *A frequency-stabilized Titanium Sapphire laser for high-resolution spectroscopy*, Optics Comm., **75**, 435 (1990)
- [169] J. M. Vaughan, *The Fabry-Perot interferometer*, Adam Hilger, Bristol 1989
- [170] D. Wagner, E. Ruprecht, C. Simmer, *A combination of microwave observations from satellites and an EOF analysis to retrieve vertical humidity profiles over the ocean*, J. Appl. Meteorol., **29**, 1142 (1990)
- [171] W. G. Wagner, B. A. Lengyel, *Evolution of the giant pulse in a laser*, J. Appl. Phys., **34**, 2040 (1963)
- [172] J. C. Walling, H. P. Jenssen, R. C. Morris, E. W. O'Dell, O. G. Peterson, *Broad band tuning of solid state alexandrite lasers*, Ann. Meet. OSA, San Francisco, 1978
- [173] J. C. Walling, H. P. Jenssen, R. C. Morris, E. W. O'Dell, O. G. Peterson, *Tunable-laser performance in $BeAl_2O_4:Cr^{3+}$* , Opt. Lett., **4**, 182 (1979)
- [174] J. C. Walling, O. G. Peterson, H. P. Jenssen, R. C. Morris, E. W. Dell, *Tunable alexandrite lasers*, IEEE J. Quantum Electron., **16**, 1302 (1980)
- [175] U. Wandinger, *Theoretische und experimentelle Studien zur Messung stratosphärischen Aerosols sowie zum Einfluß der Mehrfachstreuung auf Wolkenmessungen mit einem Polarisations-Raman-Lidar*, Dissertation Universität Hamburg 1994
- [176] C. Werner, H. Herrmann, *Lidar measurements of the vertical absolute humidity distribution in the boundary layer*, J. Appl. Meteorol., **20**, 3474 (1979)
- [177] Wetterkarte, Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes, Nr. 200-202 (1994)
- [178] Wetterkarte, Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes, Nr. 253-255 (1994)
- [179] Wetterkarte, Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes, Nr. 334-336 (1994)
- [180] D. N. Whiteman, S. H. Melfi, R. A. Ferrare, *Raman lidar system for the measurement of water vapor and aerosols in the Earth's atmosphere*, **31**, 3068 (1992)
- [181] D. N. Whiteman, S. H. Melfi, D. O'C. Starr, R. A. Ferrare, K. D. Evans, A. R. Lare, *Scanning Raman lidar measurements of atmospheric water vapor during a cold frontal passage*, in: OSA Technical Digest, Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Paper ThA3, 209 (1995)
- [182] V. Wulfmeyer, J. Bösenberg, *Water vapor DIAL using an Alexandrite regenerative amplifier*, 17. International Laser Radar Conference, Paper 26A1, 149 (1994)

- [183] V. Wulfmeyer, J. Bösenberg, S. Lehmann, C. Senff, S. Schmitz, *Injection-seeded alexandrite ring laser: performance and application in a water-vapor differential absorption lidar*, *Opt. Lett.*, **20**, 638 (1995)
- [184] J. M. Yarborough, J. Hobart, in: *Digest of Conference on Laser Engineering and Applications*, Optical Society of America, Washington D. C. (1973)
- [185] A. Yariv, *Optical electronics*, Holt-Saunders Int. Ed., 3. Aufl. New York 1985
- [186] J. Zeyn, *Daytime temperature lidar based on rotational Raman scattering*, Third International Symposium on Tropospheric Profiling: Needs and Technologies, Paper 9.3, 262 (1994)
- [187] Y. Zhao, M. J. Post, R. M. Hardesty, *Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars, 1: Theory*, *Appl. Opt.*, **29**, 4111 (1990)
- [188] Y. Zhao, M. J. Post, R. M. Hardesty, *Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars, 2: Applications*, *Appl. Opt.*, **29**, 4120 (1990)
- [189] V. V. Zuev, V. E. Zuev, Y. S. Makushin, V. N. Marichev, A. A. Mitsel, *Laser sounding of atmospheric humidity: experiment*, *Appl. Opt.*, **22**, 3742 (1983)



Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand unter der Anleitung von Herrn Prof. Dr. H. Graßl und Herrn Dr. J. Bösenberg in der Abteilung LIDAR am Max-Planck-Institut für Meteorologie. Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Graßl für die weiterführenden und ermutigenden Ratschläge und Diskussionen und die sorgfältige Durchsicht der Arbeit. Besonderer Dank gebührt auch Herrn Dr. J. Bösenberg. Durch seine intensive Betreuung, die ausführlichen Diskussionen und die immerwährende Unterstützung wurde diese Arbeit erst möglich.

Ich danke Herrn Dipl.-Phys. S. Lehmann für die hervorragende Zusammenarbeit und die entscheidende Mithilfe bei der „Sendai-Messung“. Ferner danke ich Herrn Dr. St. Schmitz von der Universität Bonn für die wertvolle Unterstützung bei den ersten Untersuchungen des Alexandrit-Ringlasers. Herr Dr. C. Senff war stets zu Diskussionen bereit und bei der Messung der spektralen Reinheit des Lasersystems behilflich. Frau M. Pfeiffer danke ich herzlich für die Hilfe bei dem Aufbau des Lasersystems und der Planung und Konstruktion des transportablen Containers. Ohne den sorgfältigen Bau der vielen Einzelteile des Lasersystems durch die Werkstatt des Max-Planck-Institutes wäre diese Arbeit nicht zustandegekommen. Ich danke dafür allen Mitarbeitern der Werkstatt. Mit Herrn R. Kapp und Herrn W. Biselli waren stets Diskussionen über Fragen der Elektronik möglich. Insbesondere danke ich Herrn R. Kapp für den Aufbau der Single-Mode-Elektronik. Herrn Dr. P. Schlüssel und Herrn Dipl.-Met. L. Kornbluh bin ich für die kritische Durchsicht der Arbeit sehr zum Dank verpflichtet.

Meinen Eltern Christel und Siegfried Schröder danke ich für die liebe Unterstützung meines Studiums.