

Entwicklung weit frequenzabstimmbarer einfrequenter Laserstrahlquellen für Raumfahrtanwendungen

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Michael Hunnekuhl

geboren am 24.4.1971 in Georgsmarienhütte

2004

Referent: Prof. Dr. K. Danzmann, Universität Hannover
Koreferent: PD. Dr. H. Lubatschowski, Universität Hannover
Tag der Promotion: 12.02.2004

Kurzzusammenfassung

Michael Hunnekuhl

Entwicklung weit frequenzabstimmbarer, einfrequenter Laserstrahlquellen für Raumfahrtanwendungen

Im Rahmen des *living planet programme* wird die Europäische Raumfahrtagentur ESA im Jahre 2007 den *ADM-AEOLUS* Satelliten starten. In dieser Raumfahrtmission wird zum ersten mal das globale höhenaufgelöste planetare Windgeschwindigkeitsprofil der Erdatmosphäre gemessen. Aus den Messdaten werden vertiefende Erkenntnisse zur atmosphärischen Zirkulation, großskaliger Wetterphänomene, wie etwa dem *El-Niño* Phänomen, Erkenntnisse zum Verständnis der Austauschprozesse zwischen Troposphäre und Stratosphäre sowie Informationen zur Verifikation und Detaillierung globaler Klimamodelle erwartet. Zur Messung werden leistungsstarke Laserpulse vom Satelliten in die Atmosphäre gestrahlt und die Doppler-verschoben rückgestreute Strahlung zeitaufgelöst und direkt detektiert. Die Frequenzstabilität des Lasersystems und die daraus folgende Messgenauigkeit wird durch ein im Messinstrument integriertes Referenz-Lasersystem definiert.

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung, der Aufbau und die Charakterisierung eines Technologiedemonstrators für das einfrequente Referenz-Lasersystem mit dem Potenzial zur Weltraumqualifizierbarkeit. Zur *on-board* Kalibration des Empfängers muss die Frequenz des Referenz-Lasersystem im einfrequenten Laserbetrieb abstimmbare sein. Im aufgebauten Lasersystem wurden zwei Laserdioden-gepumpte nichtplanare monolithische Ringlaser mit Hilfe eines Phasenregelkreises phasenstarr gekoppelt. Ein ausschließlich temperaturstabilisierter Laser, der Referenz-Laser, diente als optische Referenzfrequenz. Die Frequenz des zweiten Lasers wurde durch eine kombinierte Laserkristalltemperatur- und Stromabstimmung der Pumpdiode relativ zur Frequenz des Referenz-Lasers stabilisiert, abgestimmt und in einem weiteren Lasersystem leistungsverstärkt und in den ultravioleten Spektralbereich frequenzkonvertiert. Es konnte eine rms-Frequenzstabilität von $\Delta f < 400$ kHz über 3 Minuten und eine Frequenzdrift von $\Delta f \simeq \pm 38$ MHz über einen Zeitraum von 140 Stunden unter Laborbedingungen demonstriert werden. Die Frequenz der Laserstrahlung des Lasersystems konnte bei phasenstarrer Kopplung beider Laser über einen Frequenzbereich von 3.5 GHz abgestimmt werden. Der Abstimmbereich war durch die Bandbreite einer Photodiode, eines Mischers und Frequenzgenerators im Regelkreis limitiert. Das aufgebaute und charakterisierte Frequenzstabilisierungs- und -Abstimmkonzept ist direkt auf absolut frequenzstabilisierte Laser übertragbar.

Einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit bildete eine systematische und vertiefende Analyse der Ausweitung des modensprungfreien Frequenzabstimmereiches monolithischer Ringlaser. Zum ersten mal konnte an einem kommerziellen Ringlaser die Ausweitung von 6.9 GHz auf über 50 GHz realisiert werden. Erstmals werden in dieser Arbeit Untersuchungen zur Entkopplung von Frequenz- und Leistungsvariation, bei Variation der Pumpleistung, durch zusätzlich dejustiert eingekoppelte Pumpstrahlung sowie bei zusätzlicher Einkopplung kurzwelliger ($\lambda < 808$ nm) Pumpstrahlung gezeigt. Die Frequenz der Laserstrahlung konnte durch Variation der sekundär eingekoppelten Pumpleistung um mehr als 5 GHz bei einer Leistungsvariation von weniger als 2 % abgestimmt werden. Erstmals konnte die enge Verknüpfung von differentieller Lasereffizienz und Verschiebung der Laserfrequenz bei Pumpstromvariation aufgezeigt und seine Bedeutung für die Einkopplung von Pumpleistungsvariationen in Amplituden- und Frequenzvariationen monolithischer Ringlaser demonstriert werden.

Stichworte: Dioden-gepumpte Ringlaser, Pumpstrommodulation, ADM-AEOLUS, Frequenzabstimmung, Zwei-Farben-gepumpte monolithische Ringlaser, Zwei-Dioden-gepumpte monolithische Ringlaser

Abstract

Michael Hunnekuhl

Development of wide frequency tunable, single frequency lasersystems for spaceborne applications

The European Space Agency ESA will launch the *ADM-AEOLUS* satellite in 2007 to measure altitude resolved global wind speed profiles for the first time. It is expected that these data will improve our knowledge about atmospheric circulations, exchange processes between the troposphere and stratosphere, large-scale weather phenomenons like *El-Niño* and global climate models. Powerful laser pulses will be fired from *ADM-AEOLUS* into the atmosphere to measure time resolved and direct the doppler-shifted backscattered laser light. An integrated reference-laser system will define both frequency stability and measurement accuracy.

This work describes development, design and characterization of a single frequency reference-laser technology demonstrator for *ADM-AEOLUS* with potential for space qualification. For *on-board* instrument calibrations it is necessary to tune the laser frequency. Two phase-locked monolithic non-planar ring lasers have been implemented inside the demonstrator. One of them has been precisely temperature stabilized and thus operates as a relative optical frequency reference. The frequency of the second laser has been tuned and stabilized by a combination of pump laser diode current modulation and laser crystal temperature variation. The generated laser beam has been seeded into an amplifier laser system whose pulsed laser beam will be frequency converted in UV spectral region. A rms-frequency stability of $\Delta f < 400$ kHz over 3 minutes and $\Delta f \simeq \pm 38$ MHz over 140 hours has been demonstrated under laboratory conditions with the technology demonstrator. The frequency of the laser system has been tuned in single frequency operation and with phase locked lasers over 3.5 GHz. This tuning range was limited by the bandwidth of an integrated photodiode, mixer and frequency synthesizer. The characterised frequency stabilisation and tuning concept is transferable on absolut frequency stabilised monolithic ring lasers.

As a further focal point of this work detailed and systematic analysis has been carried out to characterise a wide broadening of the mode hop free tuning range of monolithic ring lasers. A broadening from 6.9 GHz to 50 GHz has been demonstrated with a commercial monolithic non-planar ring laser. This work describes for the first time experiments and analyses of frequency and power variation decoupling caused by pump power variations of additional pump sources. Additional low wavelength ($\lambda < 808$ nm) pump sources and well misaligned additional pump sources have been coupled into the laser crystal for this purpose. Laser frequency has been tuned over more than 5 GHz with less than 2 % power variation by varying the pump power of an additional pump source. The relationship between differential laser efficiency and laser frequency variation induced by a pump power modulation has been analysed for the first time.

Key words: Diode-pumped ring laser, pump-current modulation, ADM-AEOLUS, frequency tuning, two-color pumped monolithic ring laser, two-diode pumped monolithic ring laser

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 7 |
| 2 | Entwicklung des Technologiedemonstrators | 10 |
| 2.1 | Einleitung und Zielsetzung | 10 |
| 2.2 | Messprinzip des <i>ALADIN</i> -Instrumentes | 12 |
| 2.3 | Konzept | 15 |
| 2.4 | Nicht-planare monolithische Ringlaser | 15 |
| 2.5 | Laserfrequenzregelung | 17 |
| 2.5.1 | Frequenzstabilisierungsverfahren | 18 |
| 2.5.2 | Phase-Locked-Loop-Regelkreis | 20 |
| 2.6 | Laserdesign | 23 |
| 2.6.1 | Optisches Design | 23 |
| 2.6.2 | Temperaturstabilisierung der Laserkristalle | 24 |
| 3 | Charakterisierung des Technologiedemonstrators | 27 |
| 3.1 | Einleitung und Zielsetzung | 27 |
| 3.2 | Laserdioden | 28 |
| 3.2.1 | Referenz-Laser | 28 |
| 3.2.2 | Seed-Laser | 28 |
| 3.3 | Charakterisierung des Seed-Lasers | 29 |
| 3.3.1 | Relatives Leistungsrauschen | 29 |
| 3.3.2 | Relative lineare spektrale Frequenzrauschdichte | 31 |
| 3.3.3 | Strommodulationstransferfunktion | 33 |
| 3.3.4 | Temperaturabstimmkoeffizient | 35 |
| 3.3.5 | Frequenzabstimmraten | 36 |
| 3.4 | Charakterisierung des Referenz-Lasers | 38 |
| 3.4.1 | Frequenzstabilität | 38 |
| 3.4.2 | Relatives Leistungsrauschen | 41 |
| 3.5 | Zusammenfassung der Lasertests | 42 |

| | |
|---|------------|
| 4 Weltraumqualifizierbares Lasersystem | 43 |
| 4.1 Einleitung und Zielsetzung | 43 |
| 4.2 Laserentwicklung | 44 |
| 4.2.1 Thermalmodell | 45 |
| 4.2.2 CAD-Modell | 46 |
| 4.2.3 Finite-Elemente-Modell | 48 |
| 4.3 Ausblick | 50 |
| 5 Frequenzabstimmung monolithischer Ringlaser | 52 |
| 5.1 Einleitung und Zielsetzung | 52 |
| 5.2 Ausweitung des modensprungfreien Frequenzabstimmbereiches | 54 |
| 5.2.1 Experiment | 55 |
| 5.2.2 Modell | 56 |
| 5.3 Zwei-Dioden-gepumpter monolithischer Ringlaser | 63 |
| 5.3.1 Experiment | 65 |
| 5.3.2 Ergebnisse | 65 |
| 5.4 Frequenzabstimmung mit Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$. . | 72 |
| 5.4.1 Experiment | 73 |
| 5.4.2 Ergebnisse | 74 |
| 5.5 Frequenzabstimmung mit Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 473.1 \text{ nm}$. | 77 |
| 5.5.1 Experiment | 79 |
| 5.5.2 Ergebnisse | 79 |
| 5.6 Modellierung des Stromabstimmkoeffizienten | 82 |
| 5.6.1 Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes | 82 |
| 5.6.2 Variation der optischen Weglänge im Laserkristall | 83 |
| 5.6.3 Modellierung | 84 |
| 5.7 Untersuchungen zur Variation des Stromabstimmkoeffizienten | 90 |
| 5.7.1 Modell | 91 |
| 5.7.2 Zusammenfassung der Modellierung | 100 |
| 6 Zusammenfassung und Ausblick | 102 |
| A CAD Modell | 105 |
| B Strommodulationstransferfunktion | 110 |

| | |
|--|------------|
| C Einfluss kleiner Umgebungsstörungen auf die Frequenzstabilität monolithischer Ringlaser | 113 |
| C.1 Luftdruckschwankungen | 113 |
| C.2 Variation der magnetischen Flussdichte der NdFeB Seltenerd-Permanentmagnete | 116 |
| D Reflektivität der Laserkristallbeschichtung | 117 |
| D.1 Einleitung | 117 |
| D.2 Experiment | 117 |
| D.3 Ergebnisse | 118 |
| Literaturverzeichnis | 124 |

Akronyme

AC: Alternating current - Wechselspannungsanteil
ADM: Atmospheric Dynamic Mission
ALADIN: Atmospheric Laser Doppler Instrument
CW: continuous wave
DC: direct current - Gleichspannungsanteil
ESA: European Space Agency
ETR: Extended tuning range
FSR: Freier Spektralbereich
ISS: International Space Station
KTP: Kalium Titanyl Phosphat
PPKTP: Periodisch gepoltes Kalium Titanyl Phosphat
LD: Laserdiode
LEO: Low Earth Orbit
LIDAR: Light Detection And Ranging
LISA: Laser Interferometer Space Antenna
LZH: Laser Zentrum Hannover e.V.
MITMC: Monolithic Intergrated Twisted Mode Cavity
MOLA: Mars Observer Laser Altimeter
MOPA: Master Oszillator Power Amplifier
NASA: National Aeronautics and Space Administration
NdFeB: Neodym-Eisen-Bor
Nd:YAG: Neodym-dotiertes Yttrium Aluminium Granat
NPRO: Non-Planar Ring Oscillator
OPO: Optical-Parametric-Oscillator
PLH: Power-Laser-Head
PLL: Phase-Locked-Loop
RL: Referenz-Laser
RLH: Referenz-Laser-Head
SL: Seed-Laser
SmCo: Samarium-Cobalt
TEM: Transverse Electromagnetic Mode
ULE: Ultra low expansion glass
UV: Ultraviolet

1 Einleitung

Laserdioden-gepumpte Festkörperlaser werden seit vielen Jahren als hocheffiziente Strahlquellen sowohl in der Messtechnik als auch in der Materialbearbeitung verwendet. Einfrequente nichtplanare monolithische Ringlaser bilden eine Untergruppe dieser Laserklasse. Sie wurden in den 80er Jahren von *T. J. Kane* und *R. L. Byer* [1] an der Stanford University erfunden und zeichnen sich durch ihre hohe intrinsische Frequenz- und Leistungsstabilität aus. Basierend auf dieser Arbeit wurden in der Folgezeit Weiterentwicklungen der Lasergeometrie und eine Vielzahl von Frequenzstabilisierungsverfahren in der Literatur beschrieben [2, 3, 4, 5, 6]. Sie finden überall dort Anwendung, wo höchste Anforderungen an die Messgenauigkeit gestellt werden, z.B. in der Abstandsmessung [7], Geschwindigkeitsmessung [8] und auch in der Spurengasanalytik [9, 10].

Festkörperlaser (gütegeschaltete Blitzlampen-gepumpter Rubinlaser) wurden erstmals in den Jahren 1971 und 1972 in Weltraummissionen an Bord der Apollo 15 und 17 *Lunar Orbiter* erfolgreich eingesetzt [11, 12]. Diese Laser waren Bestandteil eines Laser-Höhenmessgerätes, mit dem der Abstand Orbiter - Mondoberfläche bestimmt wurde. Laserdioden-gepumpte Festkörperlaser werden erst seit wenigen Jahren als Bestandteile wissenschaftlicher Raumfahrtmissionen eingesetzt. Im Jahre 1993 wurde erstmals ein solches gütegeschaltetes Nd:YAG Lasersystem als Bestandteil eines Laserhöhenmessgerätes für die *Mars Observer* Mission der NASA vorgesehen. Da der *Mars Observer* aber nicht in eine Marsumlaufbahn gesteuert werden konnte, kam das System nicht zum Einsatz [12]. In einer weiter entwickelten Version wurde es im Jahre 1996 erfolgreich an Bord des *Mars Global Surveyor* Orbiters der NASA als Kernkomponente des Instrumentes *MOLA II* (*Mars Orbiter Laser Altimeter II*) eingesetzt [13]. *MOLA II* ermöglichte eine bis zum damaligen Zeitpunkt nicht erreichte Genauigkeit in der Bestimmung planetarischer Höhenprofile mit einer vertikalen Auflösung von bis zu 2 m [14].

Laserdioden-gepumpte monolithische Ringlaser werden momentan für einen möglichen Einsatz in dem interferometrischen weltraumgestützten Gravitationswellendetektor LISA [15] und als Strahlquelle für eine interferometrische Kombination weltraumgestützter Teleskope im Rahmen des DARWIN Projektes [16] detailliert untersucht. Die geringe Linibreite dieser Laser, ihre hohe Strahlqualität sowie Leistungs- und Frequenzstabilität prädestinieren sie auch für einen zukünftigen Einsatz in der Internatellitenkommunikation. Ihre im Vergleich zur Mikrowellentechnik deutlich geringere Strahldivergenz wird die not-

wendige Leistungsaufnahme und Systemgröße zur Datenübermittlung reduzieren. Durch die Verlagerung der Trägerfrequenz aus dem Mikrowellenbereich in den optischen Frequenzbereich werden größere Datenübertragungsraten ermöglicht. Die erste optische Kommunikation zweier Satelliten wurde im November 2001 zwischen den Satelliten *ARTEMIS* (geostationärer Orbit) und *SPOT-4* (Orbit in 832 km Höhe) demonstriert. Die realisierte Datenrate betrug 50 MBit/s. Als Laserstrahlquelle wurde ein Diodenlaser verwendet. Eine Datenübertragung mit großer Datenrate ist insbesondere für Satelliten im LEO (*Low Earth Orbit*) von Bedeutung, da diese nicht permanent mit den terrestrischen Relaisstationen in Kontakt stehen können. Zukünftige Lasersysteme sollen Datenübertragungsraten von > 1 GBit/s ermöglichen [17].

Monolithische Ringlaser werden mit hoher Wahrscheinlichkeit das erste Mal im Jahre 2007 in zwei europäischen Raumfahrtmissionen, der *ADM-AEOLUS*- sowie der *SMART 2*-Mission ¹ eingesetzt. Der *ADM-AEOLUS* Satellit wird nur ein wissenschaftliches Instrument zur höhenaufgelösten globalen Windgeschwindigkeitsmessung tragen: das *ALADIN*-Instrument. *ALADIN* ist ein weltraumgestütztes LIDAR-System (*Light Detection And Ranging*), das erstmalig globale Informationen über das planetare Windprofil zur Verfügung stellen wird. Mit einem solchen LIDAR-System werden spektral schmalbandige Laserpulse mit hoher Frequenzstabilität ausgestrahlt und die Dopplerverschoben zurück gestreute Strahlung detektiert. Die Messdaten werden das globale dreidimensionale Windgeschwindigkeitsfeld der Erdatmosphäre aufzeigen und sowohl für die Wettervorhersage wie auch der Verifikation und Detaillierung bestehender Klimamodelle wichtige Primärdaten darstellen. Aus den Daten dieser Messungen werden wichtige Erkenntnisse für ein besseres Verständnis der globalen Atmosphärenzirkulation erwartet. Erdgebundene, sowie in Flugzeugen installierte LIDAR-Systeme, die seit vielen Jahren zur Windgeschwindigkeitsmessung eingesetzt werden ermöglichen ausschließlich lokale Messkampagnen. Viele geographische Zonen, die für die atmosphärische Dynamik und damit für die Wettervorhersage eine große Bedeutung haben (z.B. der Atlantik für die Wetterentwicklung im europäischen Raum), werden i.d.R. mit diesen Instrumenten nicht erfasst. Auf der Südhalbkugel der Erde liefern Fernerkundungsdaten, wie sie durch den *ADM-AEOLUS* Satelliten ermittelt werden sollen, aufgrund der im Vergleich zur Nordhalbkugel geringeren Anzahl von meteorologischen Messstationen, wesentliche Informationen zur Wettervorhersage.

Austauschprozesse zwischen der Stratosphäre und der Troposphäre können durch eine globale Messung des Windgeschwindigkeitsfeldes direkt gemessen werden. Ein tieferes Verständnis dieser Prozesse ist unter anderem deshalb von Bedeutung, da hierdurch der Einfluss anthropogener Emissionen auf die Stratosphärenchemie (z.B. Ozonabbau) detaillierter modelliert werden kann [18]). Die Kenntnis der großräumigen Verteilung von Aero-

¹Raumfahrtmission zum Test von Schlüsseltechnologien für die ESA *cornerstone-mission* LISA

solen (z.B. Seesalz und Ruß), deren Absorption von Sonnenlicht den Wärmehaushalt der Erdatmosphäre beeinflusst [19, 20] und Informationen über die vertikalen Wolkenprofile sind wichtige Bestandteile der Klimamodellierung.

Eine präzise Windgeschwindigkeitsmessung mit einer Genauigkeit von 2 – 3 m/s stellt hohe Anforderungen an die Frequenzstabilität des LIDAR-Lasersystems. Da der Empfänger des Systems in regelmäßigen Abständen *on-board* kalibriert werden muss, ist neben der hohen Frequenzstabilität auch eine weite Frequenzabstimmbarkeit *im infrequenten Laserbetrieb* erforderlich. Beide Eigenschaften werden im *ALADIN*-Instrument im sogenannten Referenz-Laser-Head (RLH) vereint. Dieses Referenzsystem limitiert die Messgenauigkeit des *ALADIN*-Instrumentes.

Die Entwicklung eines Technologiedemonstrators für den RLH, sowie die grundlegende Charakterisierung der aufgebauten Frequenzstabilisierungs- und Abstimmtechnik war Ziel dieser Arbeit. Der RLH wurde im Labormaßstab aufgebaut und in ein weltraumqualifizierbares Design überführt.

Erstmals wurden in grundlegenden Untersuchungen die Grenzen der modensprungfreien Frequenzabstimmbarkeit monolithischer Ringlaser modelliert und experimentell verifiziert. Mit der im Technologiedemonstrator aufgebauten Frequenzabstimmtechnik konnte eine starke Ausweitung des modensprungfreien Frequenzabstimmbereiches von 6.9 GHz auf > 50 GHz an einem kommerziellen Ringlaser im infrequenten Laserbetrieb demonstriert werden. Aufbauend auf diesen Untersuchungen wird in dieser Arbeit erstmalig ein Zwei-Farben-Pumpkonzept sowie ein Zwei-Dioden-Pumpkonzept für monolithische Ringlaser vorgestellt und charakterisiert. Im Zwei-Dioden-Pumpkonzept wurde die Strahlung einer zusätzlichen Pumpdiode gezielt dejustiert in den Laserkristall gekoppelt, im Zwei-Farben-Pumpkonzept die Strahlung einer zusätzlichen kurzwelligeren ($\lambda < 808$ nm) Pumpquelle. Ziel beider Untersuchungen war die Realisierung einer möglichst weiten modensprungfreien Frequenzabstimmung an einem bestehenden kommerziellen monolithischen Ringlaser bei möglichst geringer Variation der Ausgangsleistung, sowie einer möglichst starken Entkopplung der Frequenz- und Ausgangsleistungsvariation bei Variation der Pumpleistung. Durch gezielt dejustierte Einkopplung von Pumpstrahlung einer zweiten Laserdiode konnte eine Frequenzabstimmung von über 5 GHz bei einer Leistungsvariation von weniger als 2 % erzielt werden. Experimentelle Untersuchungen und Modellierungen zum Einfluss der differentiellen Lasereffizienz auf die Laser-Frequenzverschiebung bei Pumpleistungsvariation vertieften diese Thematik.

Die mit Hilfe des Zwei-Farben- sowie Zwei-Dioden-Pumpkonzept durchgeführten experimentellen Studien zeigen erstmals grundlegende Untersuchungen zur Frequenz- und Amplitudenstabilisierbarkeit monolithischer Ringlaser durch ausschließliche Rückkopplung auf ihre Pumpquellen auf.

2 Entwicklung des Technologiedemonstrators

2.1 Einleitung und Zielsetzung

In diesem Kapitel wird die Entwicklung eines Technologiedemonstrators für den RLH des *ALADIN*-Instruments des *ADM-AEOLUS* Satelliten vorgestellt. Das Laserdesign basiert auf monolithischen Ringlasern, die sich als robuste, zuverlässige und sowohl in Leistung als auch Laserfrequenz intrinsisch hoch stabile Strahlquellen bewährt haben. Das Ziel der dargestellten Entwicklung war der Aufbau einer frequenzdurchstimmbaren, einrequenten Laserstrahlquelle hoher Frequenzstabilität, in der auf den Einsatz von Peltierelementen zur Temperaturstabilisierung der Laserkristalle und auf Piezokeramiken zur schnellen Laserfrequenzabstimmung verzichtet wurde. Beide Komponenten sind aufgrund ihrer mechanischen Empfindlichkeit im Hinblick auf ihre Weltraumqualifizierbarkeit als kritisch einzustufen. Zur schnellen Frequenzabstimmung wurde der Strom der Pumplaserdiode moduliert. Das vorgestellte Konzept zeigt das Potenzial zur Weltraumqualifizierbarkeit. Die Entwicklung erfolgte im Auftrage der Europäischen Raumfahrtagentur ESA in Zusammenarbeit mit der *EADS-ASTRIUM GmbH* und der *InnoLight GmbH*.

Im Oktober des Jahres 2007 wird der *ADM-AEOLUS* Satellit im Rahmen des *Living Planet Programme* der Europäischen Raumfahrtagentur ESA starten. Diese Mission ist eine der vier *earth-explorer core missions*. Der Satellit wird das wissenschaftliche Instrument *ALADIN* (Atmospheric Laser Doppler Instrument) in eine polare Umlaufbahn in 400 km Höhe tragen. *ALADIN* ist ein weltraumgestütztes *LIDAR*-System (Light Detection And Ranging), das sich in drei Baugruppen aufteilen lässt; den RLH, den Power-Laser-Head (PLH) und die Sende- und Empfangseinheit. Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Integration des RLH im *ALADIN*-Instrument. Mit Hilfe des *ALADIN*-Instrumentes wird Wissenschaftlern erstmals der Blick in das globale höhenaufgelöste Windgeschwindigkeitsprofil der Erdatmosphäre geöffnet wodurch ein wesentlicher Fortschritt im Verständnis der großskaligen Dynamik der Erdatmosphäre und der Austauschprozesse zwischen Stratosphäre und Troposphäre erwartet wird. Darüber hinaus wird Meteorologen mit dem *ALADIN*-Instrument ein hilfreiches Instrument zur Wettervorhersage und zur Verifikation und Detaillierung bestehender Klimamodelle zur Verfügung gestellt.

Der RLH ist ein Laserdioden-gepumptes Nd:YAG Ringlasersystem. Die Strahlung dieses Lasers wird über einen einmodigen Lichtwellenleiter in den ebenfalls Laserdioden-ge-

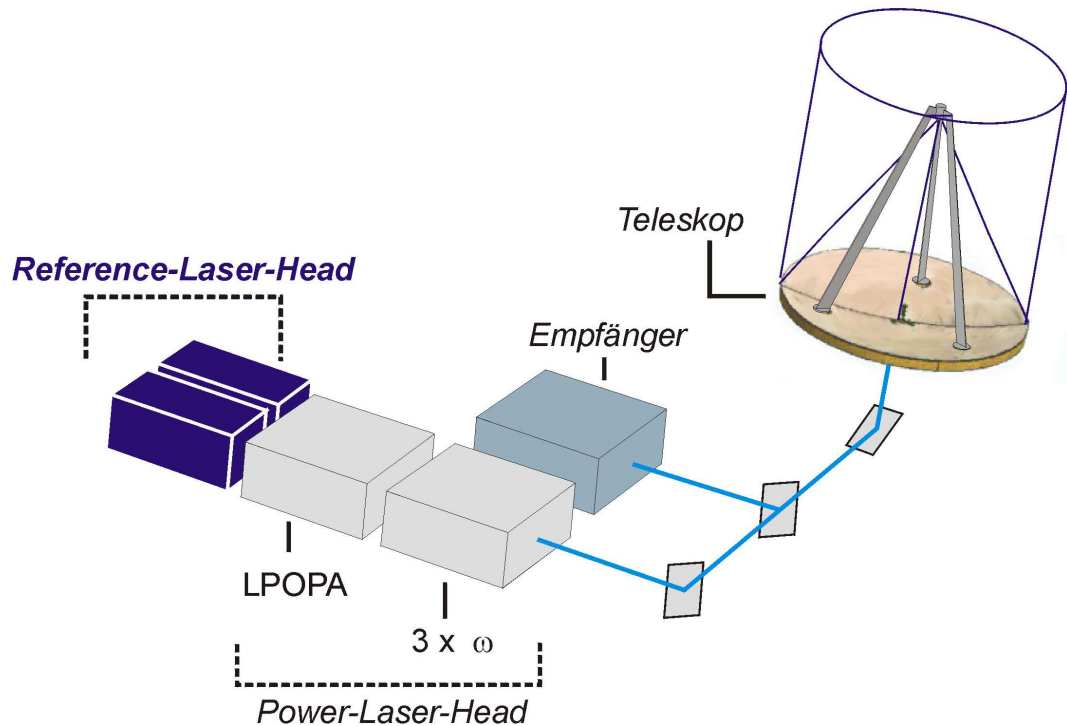


Abbildung 2.1: Integration des RLH im ALADIN-Instrument

pumpfen, gütegeschalteten Nd:YAG Verstärkerlaser, den Power-Laser-Head, eingekoppelt. Die Laserfrequenz des PLH ist durch Injektionskopplung (*injection-seeding*) an die Frequenz der RLH Strahlung gekoppelt. Eine umfangreiche Darstellung des *injection-seedings* wird z.B. in [21, 22, 23] gegeben.

Der PLH wurde aus einem gütegeschalteten Oszillator, mehrerer Verstärkerstufen und einer nachgeschalteten nichtlinearen Frequenzkonversionseinheit aufgebaut. Über ein Teleskop soll die gepulste, frequenzverdreifachte (355 nm) Laserstrahlung des PLH in die Erdatmosphäre gestrahlt werden. Die Laserstrahlung wird an Molekülen der Luft sowie Aerolen gestreut. Durch zeitkorrelierte Detektion der in Richtung des Satelliten zurück gestreuten Laserstrahlung kann die Geschwindigkeit der streuenden Moleküle und Aerosole - und damit die Windgeschwindigkeit - bis zur Wolkenobergrenze, oder im wolkenlosen Falle, bis zum Erdboden bestimmt werden. Die Frequenzstabilität des RLH bestimmt die Genauigkeit der Windgeschwindigkeitsmessung des ALADIN-Instrumentes. Abbildung 2.2 zeigt schematisch den ADM-AEOLUS Satelliten und die Einstrahlung der Laserstrahlung in die Atmosphäre. Detaillierte Darstellungen dieser Weltraummission werden unter anderem in [24] und [25] gegeben.

An den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und charakterisierten Technologiedemons-

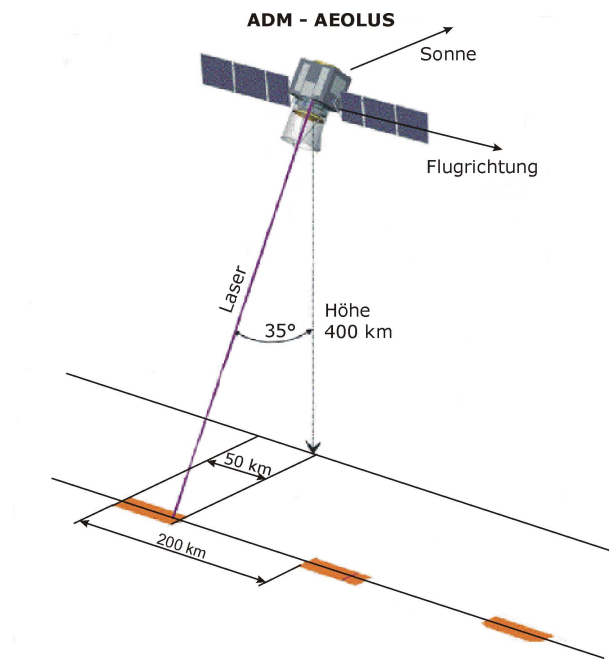


Abbildung 2.2: ADM-AEOLUS Satellit

trator wurden hohe Anforderungen an die Frequenzstabilität und Frequenzabstimmbarkeit im einrequenten Laserbetrieb gestellt. Die geforderte Frequenzstabilität betrug ± 3 MHz rms über 7 Sekunden sowie, ± 10 MHz rms über 90 min. Der geforderte einfrequente und modensprungfreie Frequenzabstimmbereich betrug > 3.5 GHz.

2.2 Messprinzip des ALADIN-Instrumentes

Das ALADIN-Instrument des ADM-AEOLUS Satelliten (siehe Abbildung 2.3) wird leistungsstarke Laserpulse ($P \simeq 150$ mJ, Pulsdauer < 100 ns, Repetitionsrate = 100 Hz, $\lambda = 355$ nm) in die Atmosphäre einstrahlen und zeitaufgelöst die Doppler-verschoben rückgestreute Strahlung messen. Eine spektrale Verschiebung der rückgestreuten Signale folgt aus der Relativgeschwindigkeit der streuenden Aerosole und Luftmoleküle in Ausbreitungsrichtung (*line of sight* - LOS) der Laserpulse. Wird die Laserstrahlung an Aerosolen gestreut so ist der dominierende Streuprozess die Mie-Streuung, im Falle einer Streuung an Molekülen die Rayleigh-Streuung.

Aus der Doppler-Verschiebung des rückgestreuten Signals entlang der LOS wird unter Berücksichtigung der Satellitenbewegung die Windgeschwindigkeit berechnet. Die empfangenen Signale werden nach jeweils 200 km Bodendistanz über eine Bodendistanz von 50 km gemittelt (siehe Abbildung 2.2).

Aufgrund der ausgeprägten Wellenlängenabhängigkeit der Rayleigh-Streuung (λ^{-4}) wird die Laserstrahlung des ALADIN-Instrumentes frequenzkonvertiert und im ultravioletten Spektralbereich in die Atmosphäre gestrahlt. Der Leistungsverlust durch die Frequenzkonversion wird durch den Gewinn an Rückstreuintensität überkompensiert. Mie- und Rayleigh-Streuung zeigen unterschiedliche spektrale Eigenschaften und Wellenlängenabhängigkeiten. Für Aerosol Rückstreuung ergibt sich ein Doppler-verschobenes Signal, das im Wesentlichen die spektrale Charakteristik der Laserpulse reproduziert. Durch die Variabilität der Aerosolgeschwindigkeit im Messvolumen ist die spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung leicht aufgeweitet. Molekulare (Rayleigh) Rückstreuung zeigt neben der Doppler-Verschiebung eine sehr starke spektrale Aufweitung aufgrund der Brownschen Molekularbewegung.

Jedes rückgestreute Signal wird zur Bestimmung der Entfernung der streuenden atmosphärischen Schichten zeitaufgelöst gemessen. Für jede Schicht wird das Signal *direkt* detektiert und analysiert. Das zurück gestreute Signal ist die Kombination eines spektral breiten Rayleigh-Signals und eines spektral schmalen Signals der Mie-Streuung. Beide Signale werden separiert und *gleichzeitig* detektiert.

Das empfangene Signal passiert zunächst einen Breitbandfilter zur spektralen Separation und wird über einen weiteren, spektral schmaleren Filter, in zwei optische Kanäle aufgespalten (siehe Abbildung 2.3).

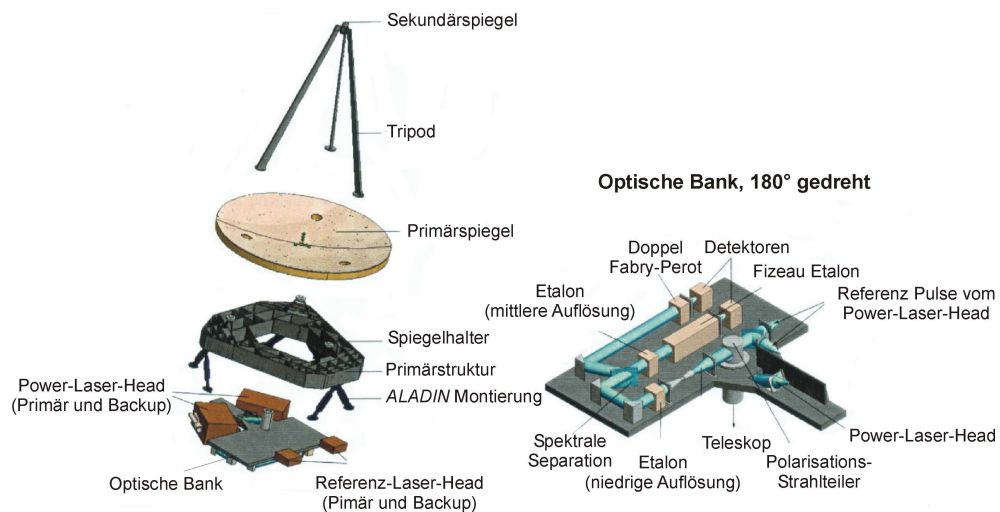


Abbildung 2.3: Das ALADIN-Instrument

Im schmalbandigen Mie-Kanal wird das Signal mittels *fringe-imaging technique* mit einem *Fizeau* Interferometer detektiert. Aus der Position des Fringes wird die Aerosolgeschwindigkeit bestimmt. Der Rayleigh-Kanal verwendet die *double-edge technique*. Das

rückgestreute Signal passiert zwei parallele *Fabry-Perot* Etalons, deren Transmissionsmaxima um 5 GHz verschoben sind. Die Zentralwellenlänge der Laserpulse wird durch Frequenzschiebung der RLH Strahlung mit einer Transmissionsfrequenz des *Fizeau* Spektrometers im Mie-Kanal zur Koinzidenz gebracht (siehe Abbildung 2.4). Daraufhin werden die Transmissionsfrequenzen beider *Fabry-Perot* Etalons durch Anpassung der Etalon-Temperaturen um die Laserfrequenz zentriert. Aus der Messung der Signalverhältnisse am Ausgang beider *Fabry-Perot* Etalons wird die Geschwindigkeit der streuenden Moleküle bestimmt.

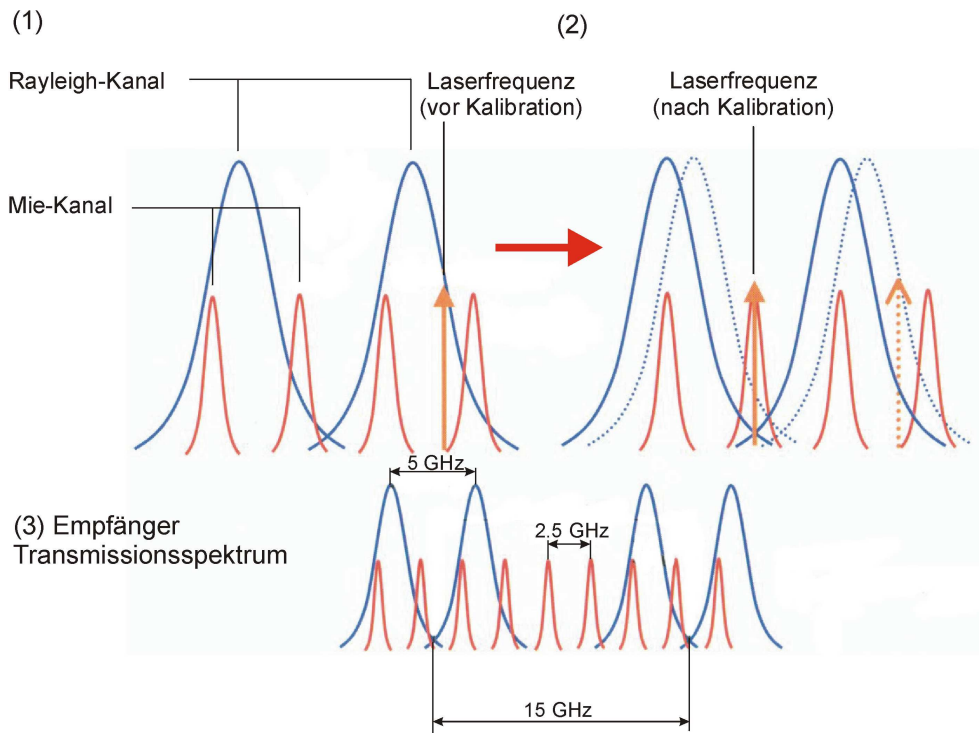


Abbildung 2.4: (1) Transmissionsspektren des Mie- und Rayleigh-Kanals vor der Kalibration. (2) Transmissionsspektren des Mie- und Rayleigh-Kanals nach der Kalibration. (3) Freie Spektralbereiche der Interferometer

Die Kombination beider Messverfahren im *ALADIN*-Instrument ermöglicht eine höhenaufgelöste Windgeschwindigkeitsmessung vom Erdboden (keine Wolken) bis in die untere Stratosphäre ($h \simeq 25$ km). Im bodennahen Bereich ermöglicht der Mie-Kanal eine präzise Geschwindigkeitsbestimmung, in höheren atmosphärischen Schichten, in denen nur noch wenig Aerosole vorliegen, der Rayleigh-Kanal.

Da die Mittenfrequenz der in die Atmosphäre gestrahlten Laserpulse mit einer Transmissionsfrequenz des *Fizeau* Interferometers in Koinzidenz gebracht werden muss, ist eine Frequenzabstimmbarkeit des *ALADIN*-Lasersystems zwingend erforderlich. Um Temperaturdriften in den Interferometern des *ALADIN*-Instrumentes (und derer Temperatursenso-

ren) über die Missionsdauer kompensieren zu können, *muss* das Gesamtlasersystem, dessen Frequenz durch den RLH definiert wird, zur Kalibration *on-board* kontinuierlich im einfrequente Laserbetrieb abstimmbare sein. Die Anforderung an die Frequenzdurchstimmbarkeit des RLH folgt somit aus der Charakteristik des Empfängers im *ALADIN*-Instrument.

2.3 Konzept

In den frühen 90er Jahren wurden mehrere Arbeiten zu einfrequente Nd:YAG Festkörperlaser, den sogenannten *monolithic-integrated-twisted-mode-cavity* (MITMC) Laser veröffentlicht, deren Entwicklung einen späteren Einsatz in Weltraummissionen zum Ziele hatte [26, 27, 28, 29, 30].

Eine detaillierte Beschreibung des Laserprinzips ist in [26] zu finden. Durch nachgeschaltete Verstärkerstufen konnten einfrequente Laserausgangsleistungen von bis zu $P = 1$ Watt realisiert werden [28].

Aufgrund der nur bedingt möglichen Frequenzabstimmung dieser Laser schlossen weitere Konzeptstudien zur Definition weltraumqualifizierbarer, einfrequente und durchstimmbarer Festkörperlaser an diese Arbeiten an. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt zeigen monolithische Ringlaser das größte Potential für den Aufbau eines weltraumgestützten, hochfrequenzstabilen, einfrequente und frequenzdurchstimmbaren Festkörperlaser. Monolithische Ringlaser sind seit vielen Jahren kommerziell erhältlich und haben sich durch ihre Robustheit in terrestrischen Anwendungen vielfach bewährt. Das Funktionsprinzip wird im folgenden skizziert.

2.4 Nicht-planare monolithische Ringlaser

Aus dem laseraktiven Material Nd:YAG gefertigte Laserdioden-gepumpte nichtplanare monolithische Ringlaser sind kompakte und effiziente Lasersysteme. Durch die Formgebung des Laserkristalls sind keine externe Resonatoroptiken notwendig. Die Geometrie des Laserkristalls ist so beschaffen, dass durch interne Totalreflektionen ein geschlossener Umlauf im aktiven Medium realisiert ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Laserkristallgeometrien untersucht, die in Abbildung 2.5 dargestellt sind.

Als Pumpquellen werden kontinuierlich betriebene (CW) Laserdioden verwendet, deren Emissionsspektren im Wellenlängenbereich um 808 nm zentriert sind. Die Pumpstrahlung wird über die Laserkristallfront eingekoppelt. Diese ist mit einer dielektrischen Beschichtung versehen, die eine Kombination aus Antireflexbeschichtung für die Pumpstrahlung und Auskoppelspiegel für die Laserstrahlung darstellt.

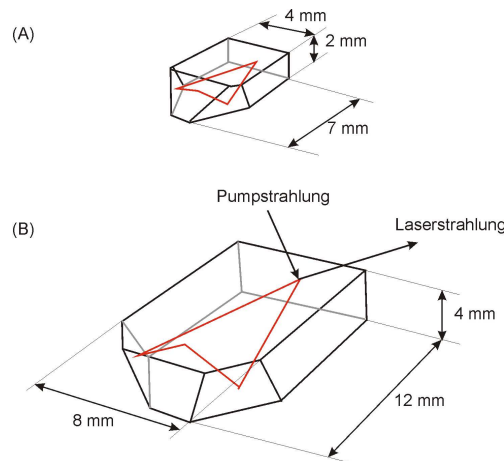


Abbildung 2.5: Untersuchte Laserkristallgeometrien. (A): Extended-Tuning-Range Geometrie (ETR) und (B): Standard-Geometrie.

Der Ringlaser besitzt zwei Umlaufrichtungen in denen ein Lasermode prinzipiell anschwingen kann. Eine Analyse der Polarisationszustände, d.h. der Polarisationszustände die sich nach einem Umlauf im Laserkristall reproduzieren, zeigt, dass jeder Umlaufrichtung zwei Eigenzustände zugeordnet werden können, die sich i.d.R. in ihren Umlaufverlusten unterscheiden [31]. In homogen verbreiterten Medien wie Nd:YAG schwingt die Mode mit den geringsten Verlusten zuerst an erfährt die größte Verstärkung. Durch eine intrinsische optische Diode und optimierter Pumpstrahlungsgeometrie innerhalb des Laserkristalls kann einfrequenter Laserbetrieb im transversalen und longitudinalen Grundmode erzwungen werden.

Das laseraktive Material Nd:YAG zeigt eine von Null verschiedene Verdet-Konstante ($133^{\circ}\text{T}^{-1}\text{m}^{-1}$) [32] bzw. ($103^{\circ}\text{T}^{-1}\text{m}^{-1}$) [1], d.h. der Polarisationszustand eines Laserstrahls wird, bei von Null verschiedener Magnetfeldkomponente in Ausbreitungsrichtung unabhängig (reziprok) von der Umlaufrichtung gedreht. Pro Umlauf wird der Laserstrahl an drei Punkten total reflektiert (siehe Abbildung 2.5). Die Nichtplanarität des Umlaufes bedingt eine umlaufrichtungsabhängige (nichtreziproke) Drehung des Polarisationszustandes. Die Ringkonfiguration des Resonators führt zu einem umlaufenden Wellenfeld wodurch räumliches Lochbrennen (*spatial-hole-burning*) verhindert wird. Ein sogenannter *travelling-wave-Nd:YAG-ring-laser* wird in der Literatur erstmals von A.R. Clobes und M.J. Brienza beschrieben [33].

Wird die Pumpstrahlung ausschließlich in das Volumen des transversalen Grundmodes fokussiert, so folgt einfrequenter Einrichtungsbetrieb im transversalen und longitudinalen Grundmode.

Die Polarisationszustände zeigen neben verschiedenen Umlaufverlusten eine Fre-

quenzaufspaltung [31, 34, 35]. Monolithische Ringlaser weisen hierdurch eine geringe Empfindlichkeit gegenüber in den Resonator rückgekoppelter Laserstrahlung auf. Zum einen wird die zurückgekoppelte Strahlung in die Umlaufrichtung mit größeren Verlusten gekoppelt und zum anderen, aufgrund der Frequenzaufspaltung, nicht resonant rückgekoppelt.

Der monolithische Aufbau macht eine Dejustage des Laserresonators unmöglich. Die Justage ist durch die Fertigung definiert. Laserdioden-gepumpte monolithische Ringlaser weisen daher eine sehr hohe intrinsische Frequenz- und Leistungsstabilität auf. Die durch das Laserdesign bedingte Stabilität prädestiniert diesen Lasertyp überall dort, wo höchste Anforderungen an Frequenz- und Leistungsstabilität gefordert werden. Als Beispiel seien hier Laser für die Anwendung in Gravitationswelleninterferometer [36, 15, 37] in der Messtechnik (z.B. zur hochpräzisen Abstandsmessung [7]) und zur Spurengasanalyse [10] genannt. Die Laserfrequenz kommerzieller monolithischer Ringlaser kann über einen Frequenzbereich von mehr als 15 GHz modensprungfrei abgestimmt werden.

Monolithische Ringlaser ermöglichen Ausgangsleistungen im einfrequenten Einrichtungsbetrieb von mehr als 2 Watt [37]. Durch nachgeschaltete Frequenzkonversion (Frequenzverdopplung) in nichtlinearen Kristallen wie etwa KTP, $\text{MgO} : \text{LiNbO}_3$, periodisch gepolten Kristallen (z.B. PPKTP) oder in Kombination mit optisch parametrischen Oszillatoren (OPOs) kann die Laserstrahlung in den Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichtes konvertiert werden [38] (565 – 590 nm), [39] (596 nm), [40] (532 nm), [41] (770 – 1730nm), [42] (532 nm) und (532 nm, 473 nm und 266 nm) [43].

Umfangreiche Untersuchungen zur Leistungsskallierbarkeit wurden im Rahmen der Laserentwicklung für Gravitationswellendetektoren durchgeführt. Im Rahmen einer Arbeit von *I. Zawischa* [44] wurden in einer MOPA *Master Oscillator Power Amplifier* Konfiguration einfrequente und nahezu beugungsbegrenzte Ausgangsleistungen von $P = 25$ Watt realisiert. In weiterführenden Untersuchungen konnten am Laser Zentrum Hannover einfrequente und nahezu beugungsbegrenzte Leistungen von mehr als 90 Watt [45] demonstriert werden.

Eine umfangreiche Übersicht über das Design und die Literatur zu monolithischen sowie quasimonolithischen Ringlasern wird in den Arbeiten [46, 47, 31] gegeben.

2.5 Laserfrequenzregelung

In der Literatur werden eine Vielzahl von Verfahren zur Frequenzstabilisierung der Laserstrahlung monolithischer Ringlaser beschrieben. Diese Stabilisierungsverfahren können grob in drei Kategorien aufgeteilt werden; Frequenzstabilisierung mit Hilfe absoluter Frequenzreferenzen, Frequenzstabilisierung mit Hilfe optischer Resonatoren (z.B. *Fabry-Perot*-Resonatoren) und indirekte Frequenzstabilisierung.

2.5.1 Frequenzstabilisierungsverfahren

Im Falle einer absoluten Frequenzstabilisierung wird die Laserfrequenz an eine absolute Frequenz im optischen Spektrum gekoppelt. Hierzu wird i.d.R. die Laserstrahlung in nichtlinearen Kristallen frequenzverdoppelt (532 nm) und an die Frequenz bekannter Jod-Hyperfeinstrukturübergänge gekoppelt. Detaillierte Beschreibungen dieses Verfahrens werden unter anderem in [48, 49, 50] gegeben, auf die an dieser Stelle verwiesen wird.

Eine Frequenzstabilisierung mit Hilfe optischer Resonatoren kann durch die Ankopplung der Laserfrequenz an eine Transmissionfrequenz eines Fabry-Perot-Resonators hoher Finesse erfolgen. Zur Steigerung der Stabilität werden diese Resonatoren aus Materialien mit geringem thermischen Ausdehnungskoeffizient, wie z.B. ULE (Ultra-low-expansion glass) oder Saphir gefertigt und zur Reduktion von Temperaturschwankungen in Vakuumbehältern aufgebaut [51, 52, 53, 54, 55]. Die Laserfrequenzstabilisierung wird i.d.R. mit Hilfe der *Pound-Drever-Hall* Technik realisiert. Eine aktuelle Zusammenfassung dieser Technik wird in einer Arbeit von *E.D. Black* [56] gegeben.

Durch eine präzise Stabilisierung der Laserkristalltemperatur kann die Frequenz der Laserstrahlung indirekt stabilisiert werden. In erster Näherung ist sie umgekehrt proportional zur optischen Resonatorlänge. Eine Kopplung von Laserfrequenz und Kristalltemperatur folgt aufgrund des von Null verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten und der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von Nd:YAG.

Eine Frequenzstabilisierung kann auch über die phasenstarre Ankopplung der Laserstrahlung an das Strahlungsfeld eines zweiten frequenzstabilisierten Lasers erzielt werden. Zur Ankopplung wird ein Phasenregelkreis (PLL Phase-Locked-Loop), dessen Funktionsweise im Abschnitt 2.5.2 skizziert wird, verwendet. In der Literatur wird die phasenstarre Kopplung verschiedenster Lasersysteme beschrieben, z.B. Mikrochip-Laser [57], Diodenlaser [58, 59, 60] und monolithischer Ringlaser [61].

Eine präzise Temperaturstabilisierung ermöglicht hohe intrinsische Frequenzstabilitäten. Kommerzielle temperaturstabilisierte Ringlaser zeigen absolute Frequenzdriften von ca. 1 MHz/min. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Kombination von hoher Frequenzstabilität und weiter modensprungfreier Frequenzabstimmung durch die Verwendung von zwei monolithischen Ringlasern realisiert. Ein ausschließlich temperaturstabilisierter Laser, im Folgenden als Referenz-Laser (RL) bezeichnet, diente als optische Referenzfrequenz. Da der Arbeitspunkt, d.h. die Laserkristalltemperatur und die Pumpleistung, im Betrieb nicht variiert wurde, konnte durch ein geeignetes Design eine hohe Temperaturstabilität und damit Frequenzstabilität erzielt werden. Die Charakterisierung wird im Kapitel 3 dargestellt.

Die Laserfrequenz des zweiten Lasers, im Folgenden als Seed-Laser (SL) bezeichnet, wurde phasenstarr an die Laserfrequenz des Referenz-Lasers gekoppelt. Durch eine Rückkopplung auf die Laserkristalltemperatur und den Strom der Pumpdiode des Seed-Lasers konnte

die Frequenz der Laserstrahlung relativ zur Frequenz der Laserstrahlung des Referenz-Lasers abgestimmt werden.

In der Literatur werden vier Verfahren beschrieben, mit denen die Laserfrequenz monolithischer Ringlaser beeinflusst werden kann. Schon in der ersten Arbeit zu monolithischen Ringlasern von *T.J. Kane* und *R.L. Byer* [1] wird auf die Möglichkeit zur Frequenzabstimmung mittels Magnetfelder hingewiesen. Aufgrund der kleinen Abstimmkoeffizienten von nur einigen 10 MHz/T ist dieses Verfahren allerdings mit sehr hohem experimentellen Aufwand verknüpft und wird in der Praxis nicht angewendet.

Auf die Möglichkeit die Laserfrequenz durch eine Regelung der Laserkristalltemperatur zu stabilisieren und abzustimmen wurde erstmals in einer Arbeit von *T.J. Kane et al.* [2] hingewiesen. Dieses Verfahren hat sich insbesondere zur weiten Frequenzabstimmung mit geringer Bandbreite ($f < 1$ Hz) in kommerziellen Ringlasersystemen bewährt. Der Abstimmkoeffizient beträgt -3.1 GHz/K, der Abstimmbereich ist durch die maximal realisierbare Temperaturvariation am Laserkristall von typischerweise 20 °C $- 60$ °C bestimmt.

Zur schnellen Frequenzabstimmung werden nach dem gegenwärtigen Stand der Technik Piezokeramiken auf den monolithischen Ringlaser geklebt. Durch Anlegen einer Spannung an die Piezokeramik wird diese gedehnt und überträgt durch die Ankopplung an den Laserkristall eine mechanische Verspannung, die die Homogenität des Nd:YAG aufhebt und Spannungsdoppelbrechung hervorruft. Die optische Resonatorlänge und damit die Laserfrequenz variieren bei Änderung des Spannungen im Laserkristall. Der Abstimmkoeffizient beträgt typischerweise $1 - 2$ MHz/V, der Abstimmbereich kann auf bis zu 1 GHz ausgeweitet werden. In der Literatur wird dieses Verfahren ausführlich beschrieben [4, 62, 3, 63].

In den frühen 90er Jahren wurden mehrere Arbeiten veröffentlicht, in denen der Einfluss von Pumpleistungsvariationen auf die Frequenz von MITMC-Lasern [64, 65] und Nd:YAG Mikrochip-Lasern [57, 66] diskutiert und modelliert [66] wurde. Eine Übertragung dieser Technik auf monolithische Ringlaser wurde erstmals von *B. Willke et al.* [36] demonstriert und diskutiert. In einer Arbeit von *T. Day* [67] wurde zuvor der Einfluss des Pumpleistungsrauschens auf das Frequenzrauschen diskutiert und modelliert.

Eine geregelte Pumpstrommodulation wird in der Literatur auch zur Frequenzstabilisierung von Mikrochiplasern [68] und Diodenlasern [69, 70, 71, 72, 73, 60, 59, 61] beschrieben.

Die Laserfrequenz des RL wurde über eine präzise Temperaturregelung des Laserkristalls stabilisiert. Abbildung 2.6 zeigt schematisch das realisierte Laserkonzept. Teile der Laserstrahlung beider Laser wurden auf einer Photodiode überlagert und die Differenzfrequenz der Strahlungsfelder detektiert. Ein Phasenregelkreis (PLL) realisiert die Phasenkopplung. Hierzu wurde zunächst das Differenzfrequenzsignal (Photodiodenausgang) in einem Mischer mit dem Signal eines durchstimmbaren Frequenzgenerators (Generator 1

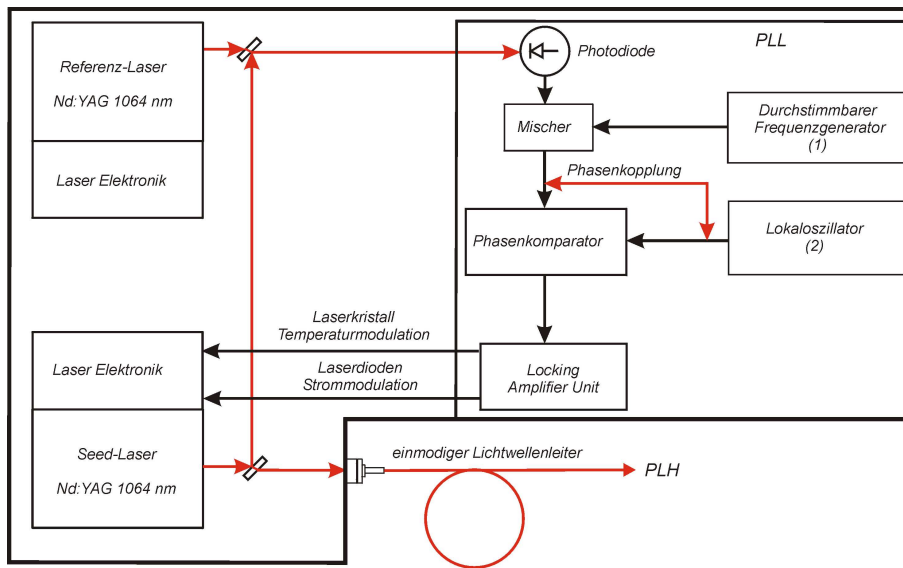


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Laserkonzeptes

in Abbildung 2.6) gemischt (multipliziert). Die Frequenz des Mischerausgangssignals war gleich der Differenz aus Frequenzgeneratorsignalfrequenz und Differenzfrequenz beider Laserstrahlungsfelder.

Die Phase des Mischerausgangssignals und die Phase des Signals eines zweiten Frequenzgenerators (Lokaloszillator 2 in Abbildung 2.6) wurden mit Hilfe eines Phasenkomparators verglichen. Der Regelkreis ermöglichte die phasenstarre Kopplung dieser Signale. Das Ausgangssignal des Phasenkomparators wurde mit Hilfe eines Frequenz-Spannungs-Konverters (*Frequency to Voltage Converter*) in ein Fehlersignal gewandelt, dessen Spannungsamplitude proportional zur Phasendifferenz von Mischerausgangssignal und Lokaloszillatorsignal war.

Die Rückkopplung im Regelkreis erfolgte durch Modulation der Seed-Laser Laserkristalltemperatur ($f < 1$ Hz) und des Seed-Laser Pumpdiodenstroms.

2.5.2 Phase-Locked-Loop-Regelkreis

Der Phasenregelkreis (Phase-Locked-Loop PLL) ist ein in der Nachrichtentechnik häufig verwendeter Regelkreis. Er wird zur Erzeugung stabiler Frequenzen (abgeleitet von Quarzoszillatoren), zur Umsetzung von Frequenzen mit rationalen Verhältnissen, zur Rückgewinnung von Träger- und Taktfrequenzen in digitalen Übertragungssystemen und zur Demodulation von frequenzmodulierten Trägern verwendet.

In seiner Grundversion besteht der Phasenregelkreis aus einem elektronisch abstimmba-

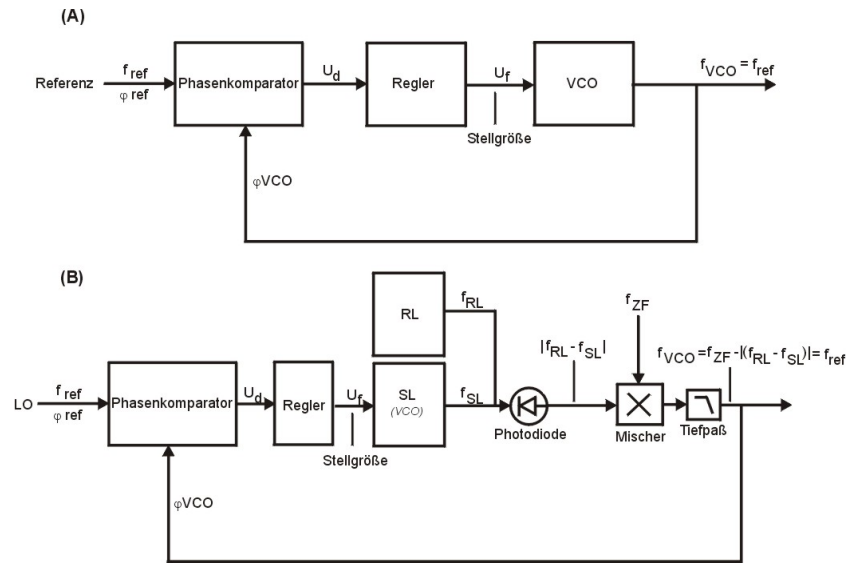


Abbildung 2.7: Blockschaltbild des PLL. (A): Grundversion. (B): Realisierung des Phasenregelkreises im RLH zur Stabilisierung der SL Laserfrequenz.

ren Oszillator (Voltage Controlled Oscillator VCO), der über einen Regelkreis phasenstarr an einen Referenzoszillator gekoppelt wird (Abbildung 2.7(A)).

Im eingerasteten Zustand sind VCO Frequenz f_{VCO} und Referenzfrequenz f_{ref} gleich und unterscheiden sich nur durch eine feste Phasendifferenz. Der Regelkreis hat die Aufgabe, diese möglichst konstant zu halten. Der Vergleich von zu regelnder Phase und Referenzphase erfolgt im Phasenkomparator, der in dem verwendeten PLL als digitaler Phasenkomparator realisiert wurde.

Im aufgebauten Lasersystem wurde die Phase der Seed-Laser Laserstrahlung auf die Phase der Referenz-Laser Strahlung stabilisiert. Eine direkte Stabilisierung auf ein elektronisches Referenzsignal war nicht möglich, da in dem optischen Frequenzbereich von ca. 280 THz keine Signalquellen zur Verfügung stehen.

Die Phasenstabilisierung eines Laserfeldes auf die Phase eines Referenzlasers führt, wie die folgende Überlegung zeigt, simultan zu einer relativen Frequenzstabilisierung:

$$E_1(t) = E_{01} \cos(\omega_1 t + \varphi_1(t)) \quad (2.1)$$

$$E_2(t) = E_{02} \cos(\omega_2 t + \varphi_2(t)) \quad (2.2)$$

Mit: $\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = const.$ erhält man für die momentane Frequenzdifferenz:

$$\Delta\omega = \frac{d}{dt}(\omega_1 t + \varphi_1(t) - \omega_2 t - \varphi_2(t)) = \omega_1 - \omega_2 \quad (2.3)$$

Ist also die Phasendifferenz zweier Laser konstant, so ist auch die Differenzfrequenz konstant.

Die Realisierung des PLL im RLH ist in Abbildung 2.7(B) dargestellt. Als Quelle des Referenzsignals wurde das Ausgangssignal eines Frequenzgenerators (*Stanford Research DS 340* $f_{ref} = 13$ MHz) verwendet. Die Stellgröße des Reglers (U_f) wurde im SL (der die Funktion des VCO übernimmt) in eine Frequenzänderung der generierten Laserstrahlung übersetzt.

Auf einer InGaAs Photodiode mit ausreichend großer Bandbreite (*EG & G, Model C30617, Bandbreite, $\Delta f = 3.5$ GHz*) wurden aus den SL und RL ausgekoppelte Teilstrahle überlagert. Das Signal der Photodiode trägt eine AC Komponente mit einer Frequenz gleich der Differenzfrequenz der SL und RL Laserstrahlung ($|f_{SL} - f_{RL}|$). Die Summenfrequenzkomponente im Signal der Photodiode wurde als DC Untergrund detektiert. In einem nachgeschalteten Mischer wurde das Photodiodenausgangssignal mit dem Ausgangssignal eines durchstimmbaren Frequenzgenerators (f_{ZF}) multipliziert. Die Mischerausgangsspannung (f_{VCO}) beinhaltet einen Signalanteil mit der Differenzfrequenz aus f_{ZF} und $|f_{SL} - f_{RL}|$, $f_{VCO} = |f_{ZF} - |f_{SL} - f_{RL}||$. Ein nachgeschalteter Tiefpassfilter ($f_g = 30$ MHz) limitierte die Wahl der möglichen Referenzfrequenz auf $0 < f_{ref} < 30$ MHz und diente zur Unterdrückung höherer Harmonischer und der Summenfrequenzkomponente des Mischerausgangssignals. Das Tiefpass-gefilterte Mischerausgangssignal wurde durch den Phasenregelkreis phasenstarr an das Signal der Referenzquelle gekoppelt.

Zur Abstimmung der Seed-Laser Laserfrequenz relativ zur Laserfrequenz des ReferenzLasers musste lediglich die Frequenz des durchstimmbaren Frequenzgenerators variiert werden. Der Frequenzabstimmbereich des verwendeten Generators limitierte die Abstimmung der Laserfrequenz. Die Bandbreite der verwendeten Photodiode (3.5 GHz) und die Bandbreite (300 MHz – 4300 MHz) des verwendeten Mischers (*MINI CIRCUITS, Model TFM-4300*) im PLL Detektor waren weitere Faktoren, die die Frequenzabstimmung der Laserfrequenz limitierten.

Der in dieser Arbeit verwendete Phasenregelkreis basiert auf einem kommerziellen Phasenregelkreis der Firma *InnoLigth GmbH*. Das hochfrequente Stellsignal dieses Regelkreises wurde ursprünglich zur Modulation der an einer Piezokeramik (auf dem Laserkristall aufgeklebt) angelegten elektrischen Spannung verwendet. Dieser Phasenregler konnte durch eine Anpassung der Reglerverstärkung und den Einbau einer zusätzlichen Frequenzweiche an eine Rückkopplung auf den Pumplaserdiodenstrom angepasst werden. Die Frequenzweiche

war erforderlich um hochfrequente Regelsignale oberhalb der Bandbreite des Laserdiodentreibers direkt in die Laserdiode zu koppeln. Der so modifizierte kommerzielle Phasenregelkreis realisierte eine phasenstarre Kopplung der einrequenten Laserstrahlung des SL an die einrequenten Laserstrahlung des RL.

2.6 Laserdesign

Das umgesetzte RLH Design ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Die Abmessungen des Aufbaus waren: 330 mm × 220 mm × 100 mm, das Gewicht betrug ca. 6.6 kg. Basierend auf der Technik kommerzieller monolithischer Ringlaser der Firma *InnoLight GmbH* wurden Konzepte zur Umsetzung der folgenden Schwerpunkte erarbeitet und umgesetzt:

- Hochpräzise Temperaturstabilisierung der Laserkristalle durch ein zweistufiges, auf Dünschichtheizelementen beruhendem Heizkonzept. Stand der Technik ist eine Temperaturstabilisierung mit Hilfe von Peltierelementen, mit denen auch gekühlt werden kann.
- Alternativer Aufbau eines schnellen Aktuators zur Frequenzstabilisierung monolithischer Ringlaser (siehe Abschnitt 2.5.2). Stand der Technik ist der Einsatz von auf den Laserkristall geklebten Piezokeramiken zur schnellen Laserfrequenzabstimmung.
- Analyse der verwendeten Komponenten auf ihre Weltraumqualifizierbarkeit. Ziel der Analyse war *nicht* die Durchführung der Weltraumqualifizierung. Vielmehr sollten kritische Komponenten definiert und bei der Entwicklung berücksichtigt werden, um in dem anschließenden Entwicklungsschritt zum weltraumqualifizierbaren Lasermotiv signifikante Designänderungen zu vermeiden. Dieser Aspekt wird im Kapitel 4 detailliert beschrieben.

2.6.1 Optisches Design

Das im RLH realisierte optische Design ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Die Laserkristalle des Seed- und Referenz-Lasers wurden über baugleiche Pumpoptiken mit der Strahlung jeweils einer Laserdiode (*OSRAM, Model SPL2Y81*) gepumpt.

Strahlteilerplatten innerhalb der Pumpoptiken koppelten etwa 2 % der Pumpstrahlung zur Detektion mit Silizium-PIN Photodioden (*OSRAM, BPX 65*) aus. Etwa 2 % der Seed-Laser Strahlung wurden ausgekoppelt, mit einem Teil der Referenz-Laser Strahlung überlagert und auf der Photodiode des Phasenregelkreises (*Perkin Elmer, InGaAs C30618*) detektiert. Der überwiegende Anteil der Seed-Laser Strahlung gelangte in die optische

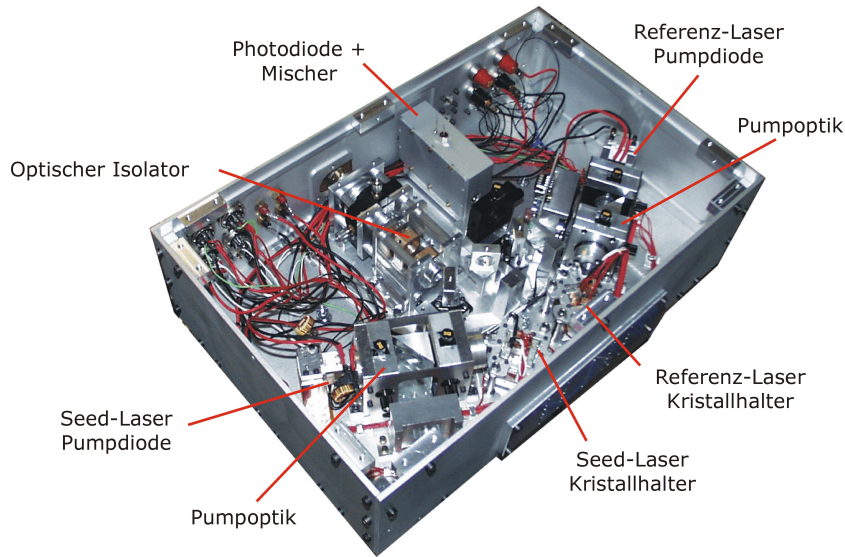


Abbildung 2.8: Technologiedemonstrator des RLH

Schnittstelle zum Power-Laser-Head, einem polarisationserhaltenen einmodigen Lichtwellenleiter. Am Ausgang der optischen Schnittstelle zum PLH wurde eine Laserleistung von mindestens $P = 15 \text{ mW}$ angestrebt. Faraday Isolatoren waren zur Unterdrückung der über den Lichtwellenleiter in den RLH eingekoppelten Strahlung aus dem Power-Laser-Head Oszillator zwischen dem Lichtwellenleiter und dem Seed-Laser Laserkristall platziert.

2.6.2 Temperaturstabilisierung der Laserkristalle

Abbildung 2.10 zeigt schematisch den Aufbau des realisierten Laserkristallhalters, der in beiden Lasern verwendet wurde.

Beide Laserkristalle wurden in einem zweistufigen Heizkonzept temperaturstabilisiert. Zur Regelung wurden jeweils drei Dünnschichtheizelemente an die Wärmesenke geklebt (siehe Abbildung 2.10 (A)). Die Temperaturstabilisierung wurde mit kommerziellen Temperaturreglern der Firma *InnoLight GmbH* durchgeführt. Zur Stabilisierung der Temperatur wurde die stets positive Heizleistung variiert. Die untere Stufe des Laserkristallhalters war jeweils von vier Dünnschichtheizelementen umschlossen (siehe Abbildung 2.10 (B)). Diese Elemente wurden bei konstantem Strom und konstanter Spannung zur Vorstabilisierung der Wärmesenkentemperatur betrieben. Das realisierte Design des Laserkristallhalters kombiniert die thermischen Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien in einer solchen Weise, dass Temperaturvariationen in den Wärmesenken der Laserkristalle (siehe Abbildung 2.10 (A)) möglichst kleine Änderungen im Abstand Laserkristall - Grund-

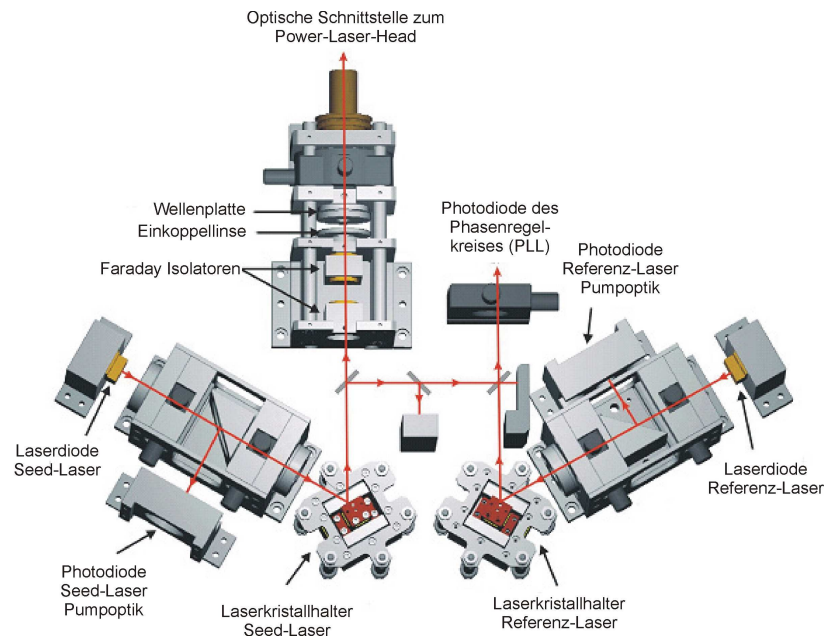


Abbildung 2.9: Optisches Design des Technologiedemonstrators

platte hervorrufen. Darüber hinaus ermöglicht dieser Ansatz eine hohe Abstimmgeschwindigkeit der Kristalltemperatur (und damit schnelle Frequenzabstimmung) bei möglichst geringer Gesamtheizleistung. Das Design der Laserkristallmontierung berücksichtigte eine weite Spanne der Arbeitstemperatur der Laserkristalle ($50\text{ °C} - 70\text{ °C}$), definiert durch die zum Zeitpunkt der Designdefinition nicht präziser bekannte Temperatur des PLH Oszillator Laserkristalls. Dieser Ansatz gewährleistete die Anpassung der temperaturabhängigen Mittenfrequenz des Nd:YAG Verstärkungsprofils der RLH Laserkristalle sowie des Laserkristalls im PLH Oszillator (*Gainmaking*) im Laserbetrieb und ohne erneute Laserjustage. Die Einkopplung der Seed-Laser Laserstrahlung in einen einmodigen Lichtwellenleiter (Modendurchmesser $7.2\ \mu\text{m}$) sowie die kleine Detektionsfläche der im Phasenregelkreis integrierten InGaAs Photodiode ($d = 100\ \mu\text{m}$) bedingen sehr kleine Strahllagetoleranzen.

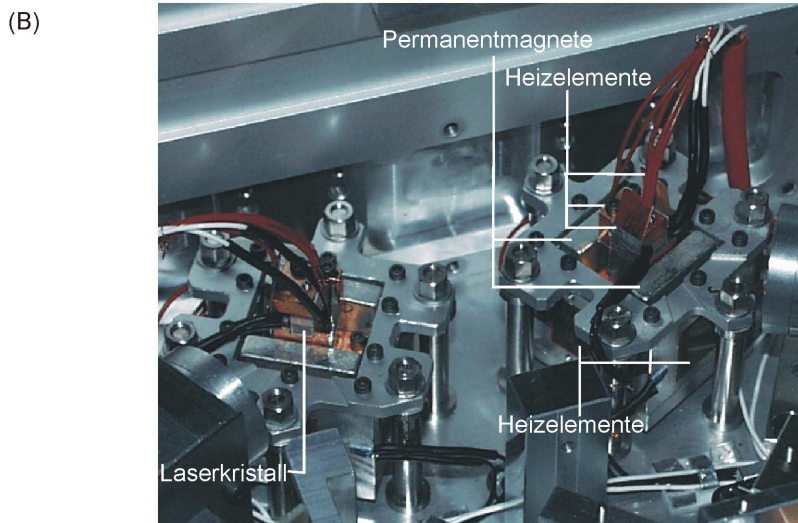
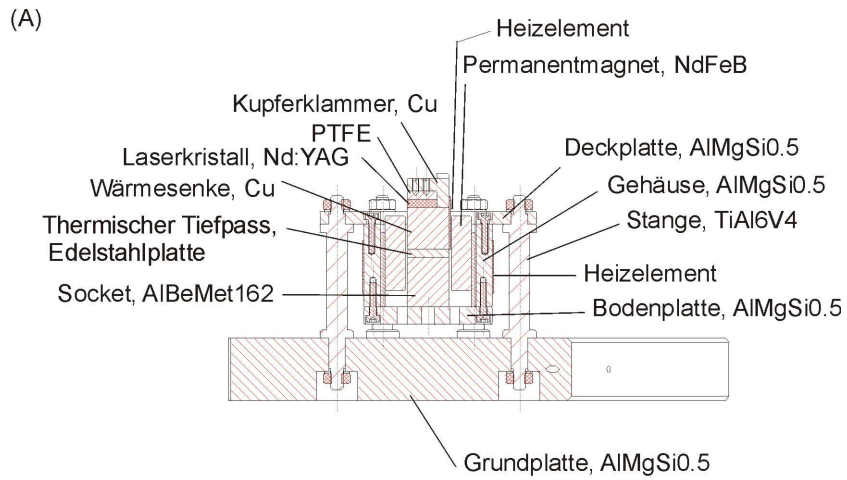


Abbildung 2.10: Laserkristallhalter (A) Schnittzeichnung, (B) Aufgebaute Laserkristallhalter, links Referenz-Laser, rechts Seed-Laser

3 Charakterisierung des Technologiedemonstrators

3.1 Einleitung und Zielsetzung

Dieses Kapitel fasst die Charakterisierung des im Kapitel 2 vorgestellten Demonstrators zusammen. Schwerpunkt der Untersuchungen war die Charakterisierung der weiten Frequenzabstimmung und der Laserfrequenzstabilisierung. Die Charakterisierung des aufgebauten Abstimm- und Stabilisierungskonzeptes zeigte einen alternativen Ansatz zur Verwendung von Piezokeramiken als schnelle Frequenzaktuatoren auf. Dies ist insbesondere für den Einsatz monolithischer Ringlaser in zukünftigen Weltraummissionen von großem Interesse, da erstens auf den Einsatz von Hochspannungsquellen verzichtet werden kann und zweitens aufgezeigt wird, dass der Einsatz der mechanisch sehr empfindlichen Keramiken, mit den daraus folgenden Komplikationen der Weltraumqualifizierung, nicht notwendig ist.

Monolithische Ringlaser werden zur Stabilisierung ihrer Laserfrequenz temperaturstabilisiert wozu nach dem gegenwärtiger Stand der Technik Peltierelemente verwendet werden. Es wird aufgezeigt, dass diese mechanisch ebenfalls sehr empfindlichen Bauteile durch weltraumqualifizierbare Dünnschichtheizelemente ohne Einbußen in der Frequenzstabilität ersetzt werden können.

Im Rahmen der RLH Charakterisierung konnte die weite Abstimmung der Laserfrequenz über einen Bereich von $\Delta f > 3.5$ GHz eines phasenstarr an einen Referenzlaser gekoppelten monolithischen Ringlasers demonstriert werden. Zur langsamen Abstimmung der Laserfrequenz wurde die Temperatur des Laserkristalls variiert, zur schnellen Abstimmung der Strom der Pumplaserdiode moduliert. Die mögliche Frequenzabstimmung war durch die Bandbreite eines im Phasenregelkreis integrierten Frequenzgenerators, sowie der Bandbreite der Photodiode und des Mischers im Detektor des Phasenregelkreises limitiert (siehe Kapitel 2.3).

Im Testprogramm zur Lasercharakterisierung wurde die Frequenzstabilität des Lasersystems über einen Zeitraum von 140 Stunden bestimmt und die Frequenzabstimmraten gemessen. Zur detaillierteren Untersuchungen des Laserfrequenzabstimmung wurde die Frequenzabhängigkeit der Strommodulationstransferfunktion bestimmt und mit in der Literatur beschriebenen Transferfunktionen verglichen.

Leistungsrauschen der Pumpstrahlung koppelt in das Leistungs- und Frequenzrauschen monolithischer Ringlasers ein [67, 36, 74] und limitiert die erreichbare Frequenz- und Leistungsstabilität. Das relative Leistungsrauschen der Pumpdioden sowie der Ringlaser wurde gemessen um zu überprüfen, inwieweit das Leistungsrauschen der Pumpquellen auf die monolithischen Ringlaser übertragen wird.

3.2 Laserdioden

Sowohl der Laserkristall des Referenz-Lasers (RL), als auch des Seed-Lasers (SL), wurde im Technologiedemonstrator des RLH mit jeweils einer Laserdiode (*OSRAM, Modell SPL 2Y81*) gepumpt. Die Temperatur der Laserdioden wurde indirekt, durch ihre Wärmekopplung an die temperaturstabilisierte Grundplatte des Lasersystems stabilisiert.

Die Charakteristik der *OSRAM SPL2Y81* Laserdiode ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

| | |
|----------------------------|--------------------------------------|
| Spektrale Breite (FWHM) | $\simeq 1 \text{ nm}$ |
| Maximale Ausgangsleistung | 2 Watt |
| $(d\lambda/dI)_{T=const.}$ | $2 \text{ nm} \cdot \text{A}^{-1}$ |
| $(d\lambda/dT)_{I=const.}$ | $0.3 \text{ nm} \cdot \text{K}^{-1}$ |
| $(dP/dT)_{I=const.}$ | $-4 \text{ mW} \cdot \text{K}^{-1}$ |

Tabelle 3.1: Laserdiodencharakteristik

3.2.1 Referenz-Laser

Die Charakterisierung der RL Pumpdiodenkennlinie erfolgte bei einer Grundplattentemperatur von 25 °C. Der Laserschwelle betrug $I = 650 \text{ mA}$, die differentielle Effizienz 0.93 W/A. Das relative Leistungsrauschen der RL Pumpdiode wurde mit Hilfe eines Silizium-Photodetektors aufgenommen, der im Rahmen der Dissertation von *M. Tröbs* [50] entwickelt und mit einer zusätzlichen Temperaturstabilisierung im Rahmen der Dissertation von *P. Burdack* [75] erweitert wurde. Abbildung 3.1 zeigt das gemessene relative Leistungsrauschen der RL Pumpdiode.

Im Frequenzbereich von 10 Hz - 10 kHz zeigt die RL Pumpdiode ein relatives Leistungsrauschen von etwa $10^{-6} \text{ Hz}^{-1/2}$. Zu tieferen Frequenzen steigt das relative Leistungsrauschen mit $1/f$ an.

3.2.2 Seed-Laser

Analog zur Messung der RL Diodenkennlinie wurde die Diodenkennlinie der SL Pumpdiode bei einer Grundplattentemperatur von 25° C vermessen. Die Laserschwelle betrug

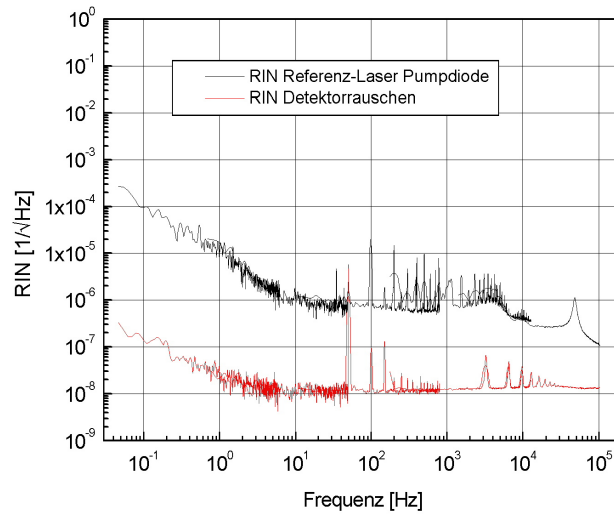


Abbildung 3.1: Relatives Leistungsrauschen der Referenz-Laser Pumpdiode

$I = 650 \text{ mA}$, die Effizienz oberhalb der Laserschwelle 0.92 W/A .

Das relative Leistungsrauschen (Abbildung 3.2) ist für Frequenzen kleiner 10 kHz für beide Pumpdioden vergleichbar.

3.3 Charakterisierung des Seed-Lasers

3.3.1 Relatives Leistungsrauschen

Das relative Leistungsrauschen des freilaufenden SL (d.h. keine phasenstarre Ankopplung an die Laserfrequenz des RL) ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Der Laser reproduzierte das Rauschen der Pumpdiode im Frequenzbereich von $5 \text{ Hz} - 10 \text{ kHz}$. Für Frequenzen im Intervall ($10^{-2} \text{ Hz} - \simeq 5 \text{ Hz}$) zeigte der SL (im Gegensatz zum RL) ein um bis zu einer halben Größenordnung stärkeres Rauschen als die Pumpdiode. Der Aufbau von Pumpquelle, Pumpoptik und Laserkristall war für beide Laser identisch. Im Gegensatz zu den Leistungsrauschmessungen am RL wurde das relative Leistungsrauschen des SL am Ausgang des einmodigen Lichtwellenleiters gemessen, in den die Strahlung dieser Lasers eingekoppelt wurde. Der Anstieg des Leistungsrauschens im Frequenzbereich $10^{-2} \text{ Hz} - 5 \text{ Hz}$ konnte im Rahmen der Lasercharakterisierung nicht abschließend untersucht werden. Als Ursache sind Variationen in der räumlichen Abstrahlcharakteristik der Pumplaserdiode denkbar, die in Leistungsvariationen des Ringlasers einkoppeln. Darüber hinaus können Temperatur-

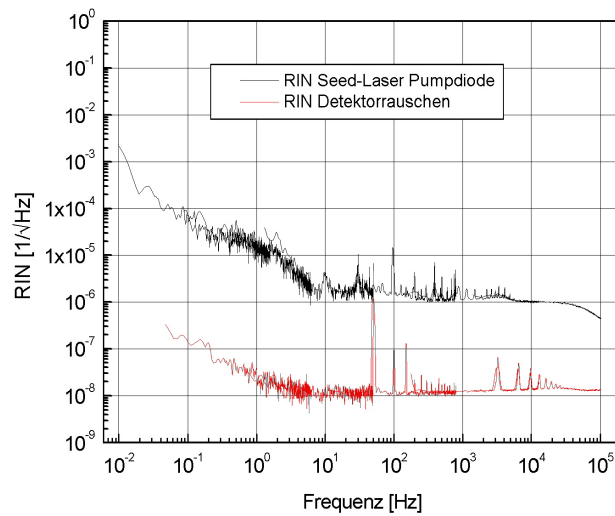


Abbildung 3.2: Relatives Leistungsrauschen der Seed-Laser Pumpdiode

variationen in dem polarisationserhaltenen einmodigen Lichtwellenleiter als Ursache nicht ausgeschlossen werden.

Zur phasenstarrten Ankopplung der SL Laserfrequenz an die RL Laserfrequenz variierte der Phasenregelkreis den Strom der SL Pumpdiode. Durch diese aktive Rückkopplung auf den Laserdiodenstrom kann prinzipiell zusätzliches Leistungsrauschen der SL Pumpdiode und somit des Seed-Lasers induziert werden, dass für Frequenzen oberhalb der Unity-Gain Frequenz ($f_{UnityGain} \simeq 7 \text{ kHz}$) nicht kompensiert werden kann. Die Unity-Gain-Frequenz definiert die Frequenz, bei der ein Regler in den Regelkreis eingebrachte Störungen um den Faktor 2 kompensiert. Zu höheren Frequenzen ist die Unterdrückung eingebrachter Störungen kleiner.

Um den Einfluss des Phasenreglers auf das relative Leistungsrauschen zu analysieren, wurden Leistungsrauschspektren des phasenstarr an den RL gekoppelten SLs aufgenommen. Diese Messungen wurden für Differenzfrequenzen von 600 MHz - 4000 MHz zwischen der SL Laserfrequenz und der RL Laserfrequenz durchgeführt. Abbildung 3.4 zeigt exemplarisch die Leistungsrauschspektren für fünf verschiedene Differenzfrequenzen der SL und RL Laserfrequenz im Frequenzbereich von 1 Hz - 100 kHz.

Abbildung 3.4 zeigt, dass das Leistungsrauschen des Seed-Lasers bei aktivem Phasenregler im Frequenzbereich von ca. 500 Hz - 50 kHz für alle untersuchten Differenzfrequenzen anstieg. Für Differenzfrequenzen größer 2500 MHz war ein Anstieg des Leistungsrauschens bis zu 100 kHz zu beobachten. Das verstärkte Leistungsrauschen des Seed-Lasers für Dif-

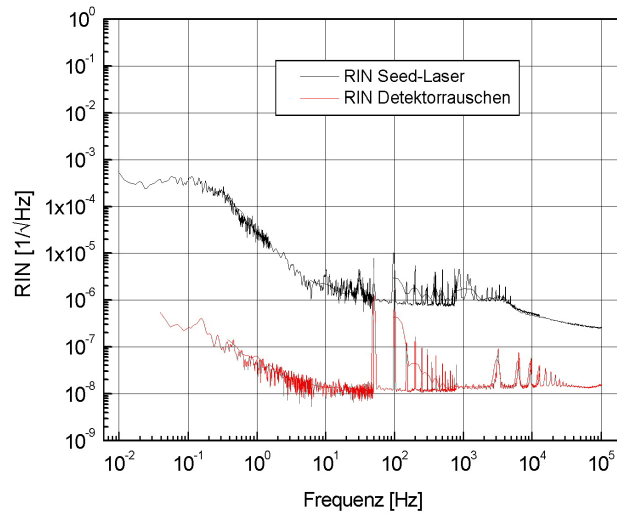


Abbildung 3.3: Relatives Leistungsrauschen des freilaufenden Seed-Lasers

ferenzfrequenzen größer 2500 MHz konnte auf einen Anstieg des Rauschuntergrundes des durchstimmbaren Frequenzgenerators zurückgeführt werden. Des weiteren korrelierte der Anstieg des Rauschens für Frequenzen größer 10 kHz mit einem Abfall des Ausgangspegel des PLL Detektors (Photodiode, Mischer, Verstärker). Alle Spektren zeigten ein ausgeprägtes Leistungsrauschen bei der Frequenz $f = 8.7$ kHz. Mit zunehmender Differenzfrequenz zeigen die Rauschspektren einen Anstieg des Rauschens für die Frequenz $f = 18.6$ kHz, sowie für höhere Harmonische dieser Frequenz.

Für die Anwendung des RLH stellt der Anstieg des Leistungsrauschens im Frequenzbereich von 500 Hz - 50 kHz keine signifikante Beeinträchtigung seiner Funktionalität dar. Ein Redesign der PLL Elektronik sollte eine Reduktion des induzierten Leistungsrauschens ermöglichen. Der Seed-Lasers reproduziert im wesentlichen das Leistungsrauschen der Pumpquelle. Im niederfrequenten Bereich (10^{-2} Hz - $\simeq 5$ Hz) übersteigt das Leistungsrauschen des Seed-Laser das der Pumpquelle um maximal eine halbe Größenordnung.

3.3.2 Relative lineare spektrale Frequenzrauschdichte

Der im RLH verwendete Phasenregelkreis hat die Aufgabe die Frequenz der SL Laserstrahlung phasenstarr an die Frequenz der RL Laserstrahlung zu koppeln. Hierdurch übernimmt der in der Laserfrequenz abstimmbare SL die hohe Frequenzstabilität des bei konstanter Kristalltemperatur und Pumpleistung betriebenen RL.

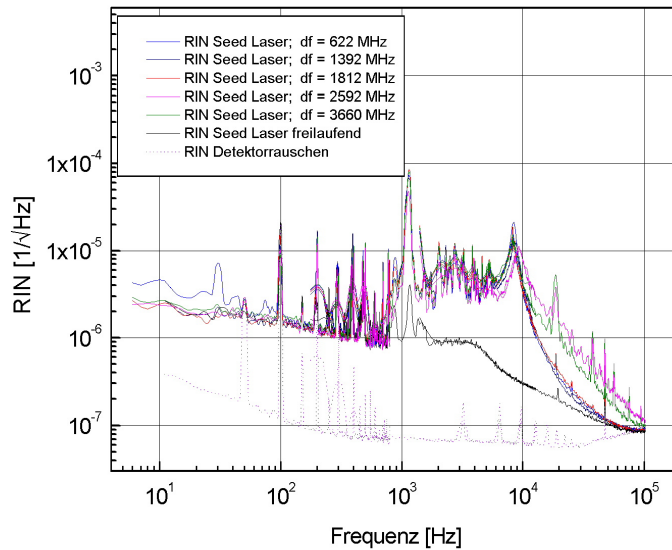


Abbildung 3.4: Relatives Leistungsrauschen (RIN) des phasenstarr an die Frequenz des RL gekoppelten SL

Zur Verifikation der phasenstarrten Frequenzkopplung wurde in einer *out-of-loop*¹ Messung die Differenzfrequenz von RL Laserstrahlung und der SL Laserstrahlung detektiert und die lineare spektrale Frequenzrauschdichte mit dem Programm LPSD ermittelt. Dieser Programm berechnet die spektrale Frequenzrauschdichte aus der gemessenen Zeitserie der Differenzfrequenz aus Seed-Laser- und Referenz-Laser Laserfrequenz. Das Programm wurde im Rahmen der Dissertation von *M. Tröbs* [50] entwickelt. Die SL Laserfrequenz war während der Messung durch den Phasenregelkreis phasenstarr an die Frequenz des RL gekoppelt.

Abbildung 3.5 zeigt exemplarisch die gemessene Frequenzrauschdichte bei einer Differenzfrequenz von $f = 1178$ MHz zwischen der SL und RL Laserstrahlung und demonstriert, dass die Frequenz des SL im Frequenzbereich von $5 \cdot 10^{-4}$ Hz - 4 Hz im Rahmen der geforderten Frequenzstabilität ($\Delta f \leq \pm 3.3$ MHz in 7 s) vollständig durch die Frequenzstabilität der RL Laserstrahlung bestimmt wurde. Das gemessene Frequenzrauschen war unterhalb von 0.1 Hz nicht durch den Frequenzzähler und den verwendeten Frequenzgenerator limitiert.

Zur Charakterisierung der RL Frequenzstabilität war es somit gerechtfertigt die Frequenzstabilität des SL zu messen, dessen Laserfrequenz über den Phasenregelkreis phasen-

¹Die Differenzfrequenz wird mit einem Photodetektor gemessen, der nicht im Regelkreis eingebunden ist.

starr an die Frequenz des RL Strahlung gekoppelt wurde.

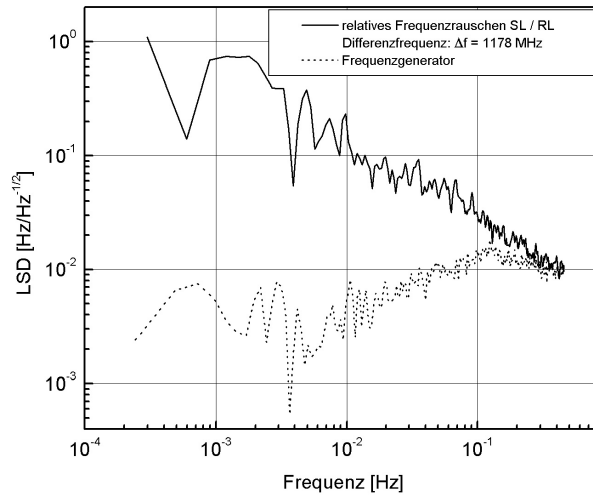


Abbildung 3.5: Lineare spektrale Frequenzrauschdichte SL / RL

3.3.3 Strommodulationstransferfunktion

Die Strommodulationstransferfunktion beschreibt den frequenzabhängigen Quotienten aus Laserfrequenzhub und Laserdiodenstromhub. In Untersuchungen zur Korrelation von Laserdiodenleistungs- und dem Laserfrequenzrauschen an monolithischen Ringlasern [74, 36] konnte die starke Frequenzabhängigkeit der Strommodulationstransferfunktion für Modulationsfrequenzen von 100 Hz - 100 kHz demonstriert werden und auf die thermischen Eigenschaften des Lasermaterials und eine Modulation der Besetzungsinversion im Nd:YAG Laserkristall zurückgeführt werden.

Da im Rahmen dieser Arbeit eine kleinere Laserkristallgeometrie zur Anwendung kam (in den Arbeiten von *B. Willke et al.* [36] und *V. Quetschke* [74] wurde ein Laserkristall mit einem modensprungfreien Durchstimmbereich von ca. 8 GHz verwendet, in dieser Arbeit ein Kristall mit ca. 17 GHz), wurde die Transferfunktion für den SL im Frequenzbereich von 1 kHz - 1 MHz vermessen und mit der in [74, 36] dargestellten verglichen (Abbildung 3.6). Die in dieser Arbeit ermittelte Transferfunktion des SL zeigt einen vergleichbaren Frequenzgang. Der $1/f$ Abfall konnte im Frequenzbereich von 10 kHz - 100 kHz wie in [74, 36] nachgewiesen werden. Darüber hinaus wurde im Rahmen der Untersuchungen die Strommodulationstransferfunktion im Frequenzbereich unterhalb von 10 Hz vermessen

($5 \cdot 10^{-3}$ Hz - 4 Hz) (Abbildung 3.6). Es zeigte sich, dass das Verhältnis aus Frequenz- und Laserdiodenstromvariation schon bei sehr tiefen Frequenzen abnimmt. Bis zu Modulationsfrequenzen von ca. 0.1 Hz nahm der Betrag des Stromabstimmkoeffizienten von ca. 5.8 MHz/mA auf ca. 5.1 MHz/mA ab. Dieser Abfall wird auch in zwei Arbeiten von *Kezenheimer, Baldoni und Zayhowski* [57, 66] beschrieben, deren Ziel die Modellierung der Modulationstransferfunktion für Laserdioden-gepumpte Nd:YAG Mikrochiplaser war. Auf diesen Arbeiten aufbauend beschrieb *Heilmann* [65] die Modellierung der Strommodulationstransferfunktion für einen Laserdioden-gepumpten Nd:YAG *twisted-mode-cavity-laser*.

Der in Abbildung 3.6 zu sehende Peak bei der Frequenz $f = 346.4$ kHz konnte durch Messung der Amplitudenmodulationstransferfunktion eindeutig mit der Frequenz der Relaxationsoszillation verknüpft werden. In einer Arbeit von *A. Thorn* [76] wird die Abhängigkeit des Brechungsindex (und damit der optischen Weglänge in einem gepumpten ND:YAG Kristall) von der Besetzungsinversion dargestellt. Basierend auf dieser Arbeit beschreibt *V. Quetschke* in [74] den Peak bei der Frequenz der Relaxationsoszillation durch die Modulation der Besetzungsinversion. Für Details sei auf diese Arbeit [74] verwiesen.

Zur Messung der Transferfunktion im Frequenzfenster oberhalb von 1 kHz wurde der SL über den Phasenregelkreis phasenstarr an die Frequenz des RL gekoppelt und die Unity-Gain-Frequenz des Regelkreises durch Reduktion der Verstärkung auf 1.5 kHz reduziert. Somit wurden in den Regelkreis eingebrachte Störungen oberhalb dieser Frequenz nicht mehr signifikant vom Regelkreis unterdrückt.

Über einen Addierer wurde ein Störsignal auf das Stellsignal (Strommodulation der SL Laserdiode) des Phasenreglers addiert und mit Hilfe eines Netzwerkanalysators (*ANRITSU MS 4630A*) die Transferfunktion von der Pumplaserdiode zum kalibrierten Phasenfehlersignal des Phasenreglers gemessen. Die Bestimmung von frequenzabhängigen Stromvariationen an der Pumplaserdiode erfolgte durch Messung der Variation im Spannungsabfall eines in Reihe geschalteten 0.1Ω Widerstandes. Der Versuchsaufbau ist im Anhang (B) detailliert dargestellt.

Eine Reduktion der Unity-Gain-Frequenz des Phasenregelkreises auf Werte kleiner 1 kHz führte zu großen Instabilitäten im Regelkreis. Daher war die Bestimmung der Strommodulationstransferfunktion für Frequenzen kleiner 1 kHz mit dem beschriebenen Verfahren und dem bestehenden Aufbau nicht möglich.

Im untersuchten niederfrequenten Frequenzfenster wurde der Strom der SL Pumplaserdiode direkt mit Hilfe eines externen Frequenzgenerators (*STANFORD RESEARCH model DS345*) moduliert und die Differenzfrequenz der Laserstrahlung von SL und RL gemessen. Hierzu wurde das Signal einer Photodiode ausreichend hoher Bandbreite, auf der Teile der Laserstrahlung beider Laser überlagert wurden, mit einem Frequenzzähler (*HEWLETT PACKARD Model 53132A, 10 ms Mittelungszeit*) gemessen. Die notwendi-

ge Zeit zum Auslesen des Frequenzzählers durch ein *Lab-View* Programm limitierte dieses Messverfahren auf Modulationsfrequenzen von $f \simeq 4$ Hz.

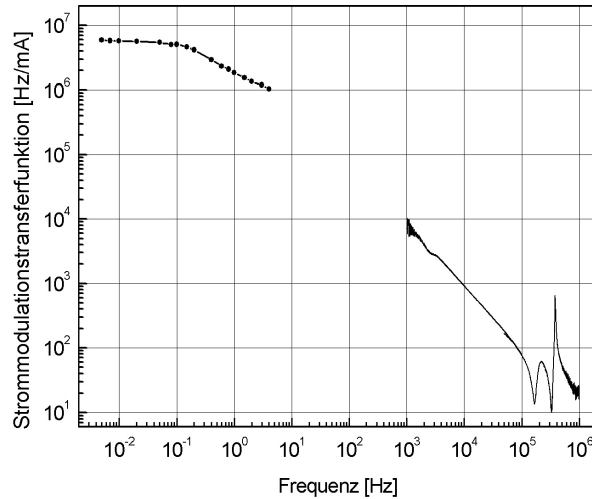


Abbildung 3.6: Gemessene Strommodulationstransferfunktion des Seed-Lasers in den Frequenzintervallen $5 \cdot 10^{-3}$ Hz–4 Hz und 1 kHz – 1 MHz. Im Frequenzbereich 4 Hz – 1 kHz konnte die Strommodulationstransferfunktion mit dem verwendeten Versuchsaufbau nicht gemessen werden.

3.3.4 Temperaturabstimmkoeffizient

Der Temperaturabstimmkoeffizient beschreibt die Verschiebung der Laserfrequenz bei Variation der Temperatur des Laserkristalls. Aus der Literatur ist ein Temperaturabstimmkoeffizient von -3.1 GHz/K [2, 37] bekannt.

Aufgrund der hohen Kurzzeitfrequenzstabilität beider Laser, konnte der Temperaturabstimmkoeffizient des SL, bei gezielter Änderung der Laserkristalltemperatur, mit großer Präzision durch Messung der Differenzfrequenz zwischen der SL und RL Laserstrahlung bestimmt werden. Während die Laserkristalltemperatur des Seed-Lasers langsam ($f = 0.01$ Hz), rechteckförmig moduliert wurde, wurde die Differenzfrequenz der Laserstrahlung beider Laser mit einem Frequenzzählers (*HEWLETT PACKARD, Model 53132A*) gemessen. Teile der Laserstrahlung beider Laser wurden hierzu auf einer InGaAs-Photodiode mit ausreichend großer Bandbreite überlagert. Die Differenzfrequenz wurde über jeweils 20 s vor und nach dem Sprung (mit etwa 25 s Abstand nach dem Sprung) gemittelt und die Temperaturvariation des Kristalls gemessen.

Der so bestimmte Temperaturabstimmkoeffizient betrug:

$$\frac{\Delta f}{\Delta T} = -3.11167 \frac{\text{GHz}}{\text{K}} \pm 9.45 \frac{\text{MHz}}{\text{K}} \quad @ \quad T = 47.53 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3.1)$$

Der Frequenzhub betrug $\Delta f = 1586.95 \text{ MHz}$, der Temperaturhub $\Delta T = 0.51 \text{ K}$. In der Literatur ist kein Temperaturabstimmkoeffizient mit vergleichbarer Genauigkeit veröffentlicht. Umso präziser der Abstimmkoeffizient bekannt ist, desto genauer kann die Laserfrequenz durch eine Rückkopplung auf die Temperatur des Laserkristalls eingestellt werden, ohne sie *direkt* zu messen.

3.3.5 Frequenzabstimmraten

Teile der RL und SL Laserstrahlung wurden im RLH auf einer InGaAs-Photodiode überlagert und das Ausgangssignal mit dem Signal eines durchstimmbaren Frequenzgenerators (*AGILENT, Model 8648D*) auf die Frequenz des PLL Lokaloszillators (*STANFORD RESEARCH Model DS345, $f = 8 \text{ MHz}$*) heruntergemischt (Details, siehe Kapitel 2.5).

Zur Abstimmung der SL Laserfrequenz (relativ zur Frequenz der RL Laserstrahlung) wurde die Frequenz des durchstimmbaren Frequenzgenerators variiert. Zum Zeitpunkt der Charakterisierung konnte diese Frequenzabstimmung jedoch aus zwei Gründen nicht *kontinuierlich* über den vollen, realisierten, Frequenzdurchstimmbereich von $\Delta f = 3.5 \text{ GHz}$ durchgeführt werden.

Der Frequenzbereich der durchstimmbaren Frequenzgenerators (9 kHz - 4 GHz) ist in acht Frequenzbändern aufgeteilt. Bei Frequenzvariationen über die Grenze dieser Frequenzbänder hinaus, wird der Ausgang des Generators für einen kurzen Augenblick ausgeschaltet ($t \simeq 1 \text{ ms}$), ausreichend lang um die phasenstarre Ankopplung der Laserfrequenzen zu verlieren. Bei kleiner Frequenzschrittweite und manueller Ausschaltung des I-Anteils im PLL Regler konnte dies verhindert werden.

Ein *Lab-View* Programm zur Ansteuerung des Frequenzgenerators stand während der Testphase noch nicht zur Verfügung. Inzwischen wurde eine, durch die Firma *InnoLight GmbH* weiter entwickelte PLL Elektronik realisiert, die durch programmgesteuertes Ausschalten des I-Anteils im Phasenregler während des Frequenzbandwechsels und über eine Ansteuerung der GPIB- Schnittstelle des Frequenzgenerators eine kontinuierliche Frequenzabstimmung über $\Delta f > 3.5 \text{ GHz}$ ermöglicht.

Im Rahmen der Charakterisierung erfolgten die Frequenzabstimmungen durch eine manuelle Variation der Frequenz des durchstimmbaren Signalgenerators in den einzelnen Frequenzbändern.

Abbildung 3.7 zeigt die gemessene Sprungantwort der SL Laserfrequenz (relativ zur Fre-

quenz der RL Laserstrahlung) bei einer Pumpstromvariation von $\Delta I = 138 \text{ mA}$. Der resultierende Frequenzsprung von $\Delta f = 1.4 \text{ GHz}$ konnte mit einer relativen Genauigkeit von 2.5 MHz innerhalb von $\Delta t < 20 \text{ s}$ realisiert werden. Die vom Zeitpunkt der Pumpstromänderung über eine Sekunde gemittelte Frequenzabstimmrate betrug $\langle \frac{\Delta f}{\Delta t} \rangle \simeq 1.03 \text{ GHz/s}$.

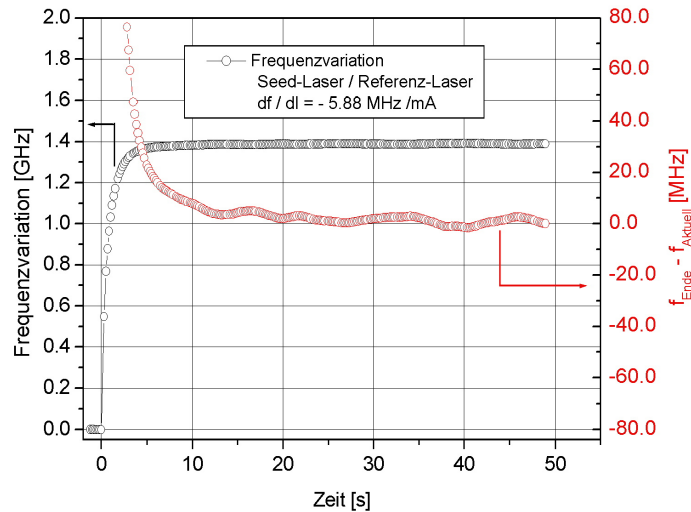


Abbildung 3.7: Sprungantwort der SL Laserfrequenz relativ zur RL Laserfrequenz nach Pumplaserdiodenstromvariation

In Abbildung 3.8 ist exemplarisch die Differenzfrequenz der Laserstrahlung von SL und RL während einer langsamen rechteckförmigen ($f = 0.01 \text{ Hz}$) Modulation der Kristalltemperatur des SL dargestellt. Eine ausschließlich durch Temperaturvariation geregelte Frequenzverschiebung um $\Delta f \simeq 770 \text{ MHz}$ erreichte nach $\Delta t = 25 \text{ s}$ eine relative Frequenzgenauigkeit von 5 MHz . Die mittlere Frequenzabstimmrate während des Temperaturanstiegs betrug $\langle \frac{\Delta f}{\Delta t} \rangle \simeq 380 \text{ MHz/s}$ und war durch die an der Wärmesenke des Laserkristalls installierte Heizleistung von $P = 2.7 \text{ Watt}$ limitiert. Die Frequenzabstimmrate nahm mit zunehmenden Temperatur- und damit Frequenzsprüngen aufgrund der limitierten Heizleistung ab.

Die Resultate zeigten, dass die Abstimmraten bei sprunghafter Frequenzabstimmung größer waren, wenn sie durch sprunghafte Änderung im Strom der Pumpdiode realisiert wurden. Dies gilt insbesondere dann, wenn die installierte Heizleistung möglichst klein dimensioniert werden soll, was bei dem Einsatz eines Lasersystems auf einem Satelliten der Fall ist. Durch eine simultane Temperaturnachführung kann die Schwankung in der Ausgangsleistung kompensiert werden.

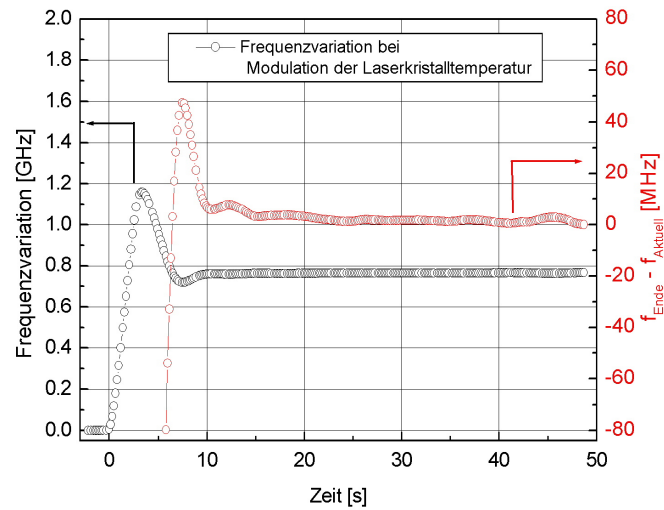


Abbildung 3.8: Sprungantwort SL Laserfrequenz relativ zur Laserfrequenz des RL nach Laserkristalltemperaturvariation

3.4 Charakterisierung des Referenz-Lasers

3.4.1 Frequenzstabilität

Die Frequenzstabilität freilaufender, d.h. in ihrer Frequenz nicht *direkt* stabilisierter monolithischer Ringlaser, wird durch die Temperaturstabilität des Laserkristalls und der Leistungsstabilität der Pumpdiodenstrahlung wesentlich beeinflusst. In Kapitel 5.7 wird gezeigt, dass auch Variationen im Überlapp von Pumpstrahlung und Lasermodevolumen im Laserkristall die Frequenz eines monolithischen Ringlasers beeinflussen. Ein zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht charakterisiertes Polarisationsrauschen der verwendeten Pumplaserdiode koppelt über die polarisationsabhängige Reflektivität der Laserkristallbeschichtung (siehe Anhang D.2) in Frequenz- und Leistungsrauschen des monolithischen Ringlasers ein. Weiterführende Untersuchungen des Polarisationsrauschens werden das Verständnis des Frequenz- und Amplitudenrauschens freilaufender monolithischer Ringlaser weiter vertiefen.

In dem aufgebauten Lasersystem wurden keine aktiv temperaturstabilisierten Laserdioden verwendet. Die Stabilisierung erfolgte indirekt über eine Wärmeankopplung an die temperaturstabilisierte Grundplatte des Lasersystems, deren Langzeittemperaturschwankungen, aufgrund der großen thermischen Masse, etwa $\Delta T \approx \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ betragen. Aus der Verknüpfung dieser Temperaturstabilität mit der Temperaturabhängigkeit der Laser-

diodenausgangsleistung ($(\Delta P/\Delta T)_{I=const.} = -4 \text{ mW/K}$) [77] und dem Stromabstimmkoeffizienten folgt eine Langzeitfrequenzstabilität von $\Delta f = \pm 12 \text{ MHz}$.

In einer Langzeitstabilitätsmessung über einen Zeitraum von 140 h konnte eine Frequenzstabilität von $\Delta f \simeq \pm 12 \text{ MHz}$ (Abbildung 3.9) über 70 h demonstriert werden. Die im Zeitraum von 140 h Stunden gemessene Frequenzstabilität betrug $\Delta f \simeq \pm 38 \text{ MHz}$ (Abbildung 3.9). Diese Frequenzstabilität ließ sich nur durch Ausschalten der Laborklimaanlage erzielen. Vorhergehende Experimente zeigten eine ausgeprägte Korrelation zwischen dem An- und Ausschalten der Klimaanlage und der Frequenzstabilität des Lasers.

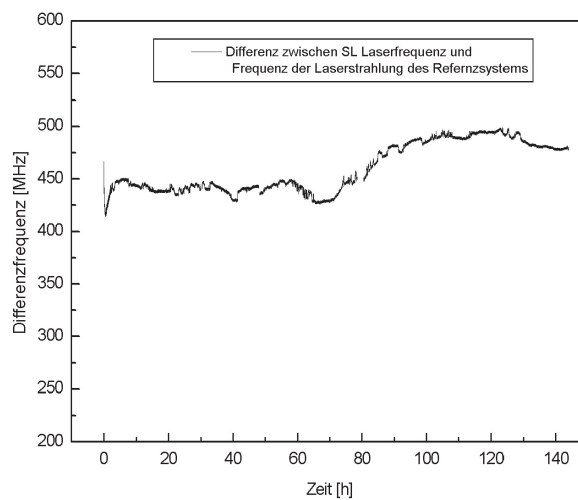


Abbildung 3.9: Langzeitfrequenzstabilität über einen Zeitraum von 140 Stunden

Variationen in der Ausgangsleistung der Pumpdioden können als Ursache der gemessenen Frequenzstabilität von $\Delta f \simeq \pm 38 \text{ MHz}$ über 140 h nicht ausgeschlossen werden. Zur Erklärung wäre eine Ausgangsleistungsvariation von $\Delta P \simeq 6.3 \text{ mW}$ erforderlich. Bei einer Ausgangsleistung von 425 mW entspricht dies einer relativen Ausgangsleistungsvariation von $\pm 1.5 \%$ über 140 h. Ein kalibrierter Photodetektor mit ausreichend hoher *absoluter* Langzeitstabilität stand für die Messung nicht zur Verfügung.

Langzeitdriften im Widerstandswert des zur Temperaturstabilisierung verwendeten NTC-Temperatursensors am RL Laserkristall konnten mit dem bestehenden Aufbau nicht charakterisiert werden. Ein kalibrierter Sensor mit ausreichender absoluter Messgenauigkeit ($\Delta T < 1 \text{ mK}$) stand nicht zur Verfügung. Dem Hersteller des NTC Sensors (*EPCOS AG, Typ 85, M85, 10k*) lagen keine Daten zur Langzeitmessgenauigkeit des Sensors vor.

Abschließend kann als Ursache der ermittelten Langzeitfrequenzstabilität nicht mit Be-

stimmheit zwischen dem Einfluss von Langzeitdriften des Temperatursensors (RL Laserkristall), Langzeitvariationen in der Ausgangsleistung der Pumpdiode (RL) und Variationen der Laserdiodentemperatur unterschieden werden. Die Einflüsse von gegenwärtig nicht charakterisiertem Pumplichtpolarisationsrauschen sowie Langzeitvariationen in dem Überlapp von Pumpvolumen und Lasermode im Laserkristall erschweren diese Analyse.

Eine Abschätzung der Einkopplung von Luftdruckschwankungen und Temperaturfluktuationen in den am Laserkristallhalter angebrachten Seltenerd-Permanentmagneten auf Frequenzverschiebungen monolithischer Ringlaser ist im Anhang C dargestellt. Diese Einkopplungen ($\Delta f/\Delta P \simeq 117.7 \text{ kHz/mbar}$ sowie $\Delta f/\Delta T_{Magnet} \simeq -3.2 \text{ kHz/K}$) können im Rahmen der für den RLH geforderten Frequenzstabilität vernachlässigt werden.

Abbildung 3.10 zeigt exemplarisch die Kurzzeitfrequenzstabilität des Lasersystems. Über einen Zeitraum von drei Minuten konnten rms-Frequenzstabilitäten von $\Delta f < 400 \text{ kHz}$ demonstriert werden. Kommerzielle Ringlasersysteme zeigen typische Kurzzeitfrequenzstabilitäten von $\Delta f \simeq 1 \text{ MHz}$ über einen Zeitraum von einer Minute.

Die Frequenzstabilitätsmessungen am SL zeigten, dass die Frequenzstabilität kommerzieller monolithischer Ringlaser ein Optimierungspotential aufweist. Im Seed- sowie im Referenz-Laser des RLH umschließt die Montierung den Laserkristalls bis auf die Frontfläche fast vollständig und schirmt ihn dadurch stark vor dem Einfluss von Temperaturvariationen in der Umgebungsluft ab.

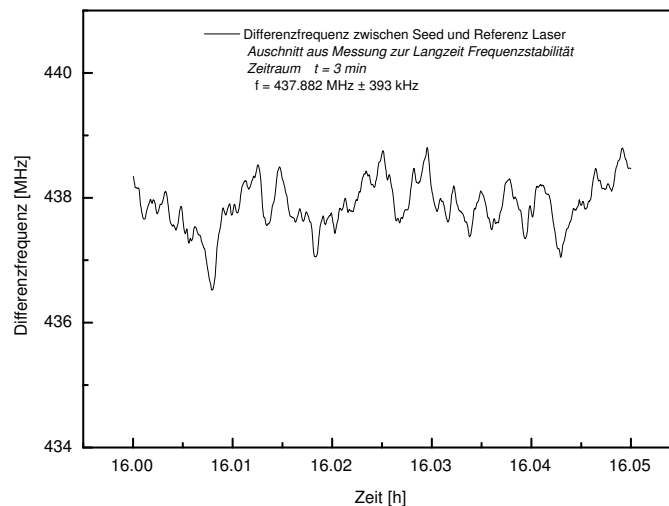


Abbildung 3.10: Kurzzeitfrequenzstabilität über einen Zeitraum von 3 Minuten. Ausschnitt aus der Langzeitmessung.

Die Frequenzstabilität des Lasersystem wurde mit einem Referenzsystem höherer Fre-

quenzstabilität verglichen. Dieser Referenzsystem (nicht zu verwechseln mit dem im RLH integrierten RL) bestand aus einem weiteren monolithischen Ringlaser, dessen Laserfrequenz mit Hilfe der *Pound-Drever-Hall* Frequenzstabilisierungstechnik an eine Transmissionsfrequenz eines *Fabry-Perot* Resonators hoher Finesse gekoppelt war. Dieser Resonator war zur Unterdrückung thermisch induzierter Längenvariationen in einem Vakuumbehälter aufgebaut. Die Montierung des Resonators im Vakuumbehälter war als mehrstufiger thermischer Tiefpass aufgebaut.

Zum Vergleich der Laserfrequenzen werden Teile der Laserstrahlung des SLs und des Referenzsystems auf einer Photodiode überlagert. Der Wechselspannungsanteil (Frequenz entspricht der Differenzfrequenz der SL Laserstrahlung und der Frequenz der Laserstrahlung des Referenzsystems) der Photodiodenspannung wird mit einem Frequenzzähler gemessen.

3.4.2 Relatives Leistungsrauschen

Das relative Leistungsrauschen des Referenz-Lasers wurde am Ort des PLL Photodetektors gemessen. Abbildung 3.11 zeigt das Leistungsrauschen des Referenz-Lasers.

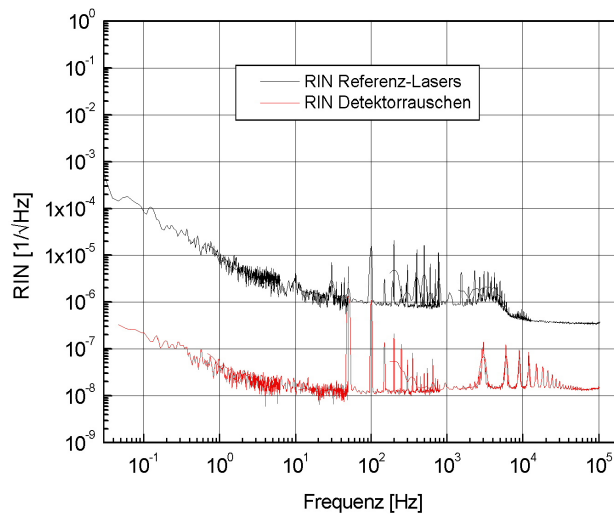


Abbildung 3.11: Relatives Leistungsrauschen (RIN) des Referenz-Lasers

Werden die Rauschspektren von Referenz-Laser und Referenz-Laser Pumpdiode verglichen, so zeigt sich eine nahezu vollständige Übereinstimmung. Der Referenz-Laser reproduziert das Rauschen der Pumpdiode.

3.5 Zusammenfassung der Lasertests

Die Ergebnisse des RLH Testprogramms zeigten, dass das Laser-Leistungsrauschen im wesentlichen das Leistungsrauschen der Pumpquelle reproduziert. Da, wie im Anhang D.2 ausführlich beschrieben, Polarisationsrauschen der Pumpquelle in Leistungs- und Frequenzrauschen monolithischer Ringlaser einkoppeln muss, ist die Charakterisierung des Polarisationsauschens der Pumpquellen hochstabiler monolithischer Ringlaser von großem Interesse.

Die Ergebnisse der Frequenzstabilitätsmessungen zeigten, dass bei einer ausreichender thermischer Abschirmung des Laserkristalls gegenüber der Umgebungsluft unter Laborbedingungen relative Frequenzstabilitäten von

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f}{f} &\simeq \pm 1.4 \cdot 10^{-7} & \Delta t &= 140 \text{ h} \\ &\simeq \pm 1.4 \cdot 10^{-9} & \Delta t &= 3 \text{ min} \end{aligned} \quad (3.2)$$

nur durch eine Temperaturstabilisierung zu erzielen waren.

Das in dieser Arbeit umgesetzte Konzept zur Frequenzabstimmung und -Stabilisierung ermöglichte die phasenstarre Ankopplung der Laserstrahlung eines monolithischen Ringlasers an die eines Referenzlasersystems in Verbindung mit einer weiten Frequenzabstimmbarkeit. Dieses Konzept ist direkt auf absolut frequenzstabilisierte Laser (z.b. auf Jod Hyperfeinstrukturübergänge) und auf Laser, deren Frequenzen an Transmissionsfrequenzen optischer Resonatoren gekoppelt sind, übertragbar. Im Hinblick auf den Einsatz monolithischer Ringlaser in zukünftigen Weltraummissionen hat das vorgestellte Konzept den Vorteil, dass keine Hochspannungsquellen erforderlich sind und auf das mechanisch empfindliche Material der Piezokeramik verzichtet werden kann. Die in kommerziellen Ringlasersystemen mit Hilfe von Peltierelementen realisierte Temperaturstabilisierung der Laserkristalle, ebenfalls kritisch im Hinblick auf eine Weltraumqualifizierung, konnte erfolgreich durch eine Temperaturstabilisierung über weltraumqualifizierbare Dünnschichtheizelemente ersetzt werden.

Die Laserfrequenz des Technologiedemonstrator konnte, einrequent, über 3.5 GHz abgestimmt werden und war nur durch die Bandbreite des verwendeten durchstimmbaren Frequenzgenerators, der Photodiode und des Mischers im Detektor des Phasenregelkreises limitiert. Bei Laserkristalltemperaturen von $T = 60 \text{ }^\circ\text{C}$, einer Grundplattentemperatur von $T = 25.5 \text{ }^\circ\text{C}$ und einer einrequenten Ausgangsleistung (am Ausgang des einmodigen Lichtwellenleiters) von $P > 60 \text{ mW}$ betrug die Leistungsaufnahme (nur Heizung und Pumplaserdioden) $P \simeq 12 \text{ Watt}$.

4 Weltraumqualifizierbares Lasersystem

4.1 Einleitung und Zielsetzung

Basierend auf dem in Kapitel 2 vorgestellten Laserkonzept wird in diesem Kapitel die Weiterentwicklung zu einem weltraumqualifizierbaren Flugmodell zusammengefasst. Es wird ein kurzer Überblick über die Umgebungsbedingungen gegeben, denen das Lasersystem im Weltraum ausgesetzt ist. Die wesentlichen Entwicklungsschritte werden erläutert und der weitere experimentelle Verifikationsbedarf dargestellt.

Das im Kapitel 2 vorgestellte Design des RLH wurde als Technologiedemonstrator unter Laborbedingungen aufgebaut. Durch eine Rückkopplung auf die Temperatur der Laserkristalle und den Strom der Pumpdiode konnte die Laserfrequenz stabilisiert und abgestimmt werden.

Im nachfolgenden Entwicklungsschritt wurde das Design an die spezifischen Systemanforderungen für einen Betrieb im Weltraum angepasst. Hierzu wurden alle Komponenten auf ihr Potential für einen späteren Einsatz unter Weltraumbedingungen untersucht und, soweit notwendig, Komponententests spezifiziert. Die Laserentwicklung erfolgte nach den Dokumentationsrichtlinien der Europäischen Raumfahrtagentur ESA.

Jedes für einen Weltraumeinsatz vorgesehene technische System muss Bedingungen erfüllen, die bei erdgebundenem Einsatz oftmals keine oder eine sehr untergeordnete Rolle spielen. Der Betrieb des Systems im Vakuum erfordert eine präzise Modellierung des Thermalhaushaltes. Die vom System erzeugte Wärme (z.B. Verlustwärme in den Pump-laserdioden) muss vollständig über Wärmeleitung aus dem System entfernt werden. Hierzu werden sogenannte *heat-pipes* an das Lasersystem angebracht, die von der mechanischen Montierung entkoppelt sind. Heat-pipes sind teilweise mit einer Kühlflüssigkeit gefüllte Rohrsysteme, die ein wärmeerzeugendes System mit einem Radiator an der Außenhaut des Satelliten verbinden. In den Rohren mit in der Regel sternförmigem Querschnitt verdampft die Kühlflüssigkeit an den Wärmequellen, gelangt in der Dampfphase an den Radiator und kondensiert. Über Kapillarkräfte wird den Wärmequellen über die *heat-pipes* wieder Kühlflüssigkeit zugeführt. Die im Radiator deponierte Wärme wird radiativ in den kalten Weltraum ($T \simeq 3 \text{ K}$) abgeführt. Der Einsatz unter Vakuumbedingungen erfordert es auch, alle Bauteile in Hinblick auf ihr Ausgasverhalten (Kunststoffe, Klebstoffe) zu analysieren und gegebenenfalls Test zu spezifizieren. Materialdatenbanken und Richt-

linien der Europäischen Raumfahrtagentur ESA [78, 79, 80] sowie der Amerikanischen Raumfahrtbehörde NASA [81] unterstützen dies. Ausgasende Substanzen, in der Regel Kohlenwasserstoffe, könnten sich im Laufe der Zeit auf Optiken niederschlagen und die Funktionsfähigkeit des System beeinträchtigen oder sie vollständig zerstören.

Das mechanische Design des Lasersystems, dessen Struktur aus einer Aluminiumlegierung besteht, hat die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungen des Systems und der Struktur auf der es im Satelliten montiert wird, zu berücksichtigen. Solche Strukturen werden i.d.R. aufgrund der geringen thermischen Ausdehnung, der hohen Festigkeit und des geringen Gewichtes aus kohlefaserverstärkten Kunststoffen (CFK) hergestellt. Die Montierung des Lasersystems (sie ist Bestandteil des Designs) muss die unterschiedlichen Ausdehnungen kompensieren. Generell muss das Design des Lasersystems umfangreichen Richtlinien entsprechen, die die Schnittstellen aller Subsysteme im *ALADIN*-Instrument auf dem Satelliten *ADM-AEOLUS* harmonisieren (z.B. Position der Montierungspunkte und elektrischer Schnittstellen usw.). Hierzu zählt auch die detaillierte Definition von Verifikations- und Testabläufen sowie die Harmonisierung der Qualitäts- und Produktssicherungsabläufe.

Zur Komponentenauswahl ist die erhöhte Strahlungsbelastung im Orbit (LEO, polare Umlaufbahn in 400 km Höhe) zu berücksichtigen. Im konkreten Fall war dies eine Strahlungsdosis von 400 rad. Linsen und Strahlteiler müssen daher aus synthetischem Quarzglas bestehen. Der Einfluss hochenergetischer Strahlung auf das laseraktive Material Nd:YAG ist aus der Literatur bekannt. Im Falle hoher (> 1 krad) Strahlenbelastung kann die Strahlungsfestigkeit durch eine Kodotierung mit Cr^{3+} und Ce^{3+} Ionen gesteigert werden. Bei einer Strahlungsdosis von 400 rad ist dies jedoch noch nicht erforderlich. Für Details sei auf die Arbeiten von *Dicks* [82], *Rose* [83] und *Kraczmarek* [84] verwiesen. Richtlinien zur Berücksichtigung von erhöhter Strahlungsbelastung werden auch von der Europäischen Raumfahrtagentur ESA gegeben [85].

Kommerzielle Justageelemente optischer Komponenten beinhalten i.d.R. Federelemente. Unter starker Schwingungsbelastung werden diese Elemente dejustiert. Dies gilt insbesondere dann, wenn, wie im Falle der Einkopplung von Laserstrahlung in einen einmodigen Lichtwellenleiter, Justagetoleranzen in der Größe von $1 \mu\text{m}$ erforderlich sind. Im Laserdesign wurden daher Justagevorrichtungen implementiert, die keine Federelemente beinhalten.

4.2 Laserentwicklung

Die Systementwicklung wurde in enger Zusammenarbeit mit der Europäischen Raumfahrtagentur ESA und den Unternehmen *InnoLigth GmbH* (Entwicklung des Referenz-Laser-Heads), *EADS-Astrium GmbH* (Projektkoordinator), *THALES* (Entwicklung des Power-

Laser-Heads) und *Jenaoptronik* (Zusammenarbeit bei der Erstellung des Struktur- und Thermalmodells) durchgeführt.

4.2.1 Thermalmodell

Ziel des erstellten Thermalmodells war die Analyse und Identifikation kritischer Thermalschnittstellen innerhalb des Lasersystems und die Analyse der Systemschnittstelle Laser / Satellitenthermalkontrolle (*heat-pipe*). Einer solchen Analyse folgt i.d.R. eine experimentelle Untersuchung identifizierter kritischer Schnittstellen. Die in dieser Arbeit zusammengefasste Designentwicklung schloss mit der Identifikation der experimentell zu verifizierenden Konstruktionsaspekte ab.

Kritische Thermalschnittstellen im Lasersystem sind die wärmeleitenden Verbindungsketten zwischen den Laserkristallen und der Satellitenthermalkontrolle sowie zwischen den Pump Laserdioden und der Satellitenthermalkontrolle. Im Design wurde eine möglichst große passive Temperaturstabilität der Laserkristalle angestrebt, d.h. Temperaturschwankungen in der Satellitenthermalkontrolle sollten möglichst gering in Variationen der Laserkristalltemperatur einkoppeln. Andererseits soll eine möglichst schnelle Temperaturvariation im Laserkristall mit möglichst geringer Heizleistung realisiert werden, um die Laserfrequenz schnell variieren zu können. Diese eigentlich widersprüchlichen Anforderungen wurden im Design durch ein zweistufiges Heizkonzept des Laserkristalls realisiert. Dieses Design wurde auch im Technologiedemonstrator erfolgreich eingesetzt und wird im Abschnitt 2.6 beschrieben. Im Thermalmodell wurde der Laserkristallhalter aus 10 diskreten Elementen modelliert, die in thermischem Kontakt stehen. Abbildung 4.1 zeigt dieses Modell sowie ein alternatives einstufiges Konzept (6 diskrete Elemente) schematisch. Die nummerierten Elemente kennzeichnen thermische Massen; modellierte Wärmeübergänge sind mit Großbuchstaben gekennzeichnet. Beide Konzepte sind auf eine identische nominale Heizleistung von $P \simeq 1.2$ Watt (Temperaturunterschied zwischen Laserkristall und Grundplatte 30°C , Betrieb im Vakuum) und gleiche Baugrößen ausgelegt.

Abbildung 4.2 zeigt die auf dem in Abbildung 4.1 dargestellten Modell beruhende Thermaltransferfunktion für beide Konzepte. Zur Berechnung wurden thermische Massen sowie Wärmeübergänge in ein elektrisches Ersatzschaltbild überführt (mehrstufiger Tiefpass). Die Berechnung der Transferfunktion erfolgte mit Hilfe des Simulationsprogrammes LISO zur Simulation und Optimierung analoger elektrischer Schaltkreise [86].

Abbildung 4.2 verdeutlicht die deutlich höhere passive Temperaturstabilität des zweistufigen Heizkonzeptes. So werden etwa Temperaturschwankungen im nicht temperaturstabilisierten Laserkristall, hervorgerufen durch Temperaturschwankungen in der Grundplatte des Lasersystems (Periodendauer: eine Minute), um einen Faktor von $6 \cdot 10^6$ stärker ge-

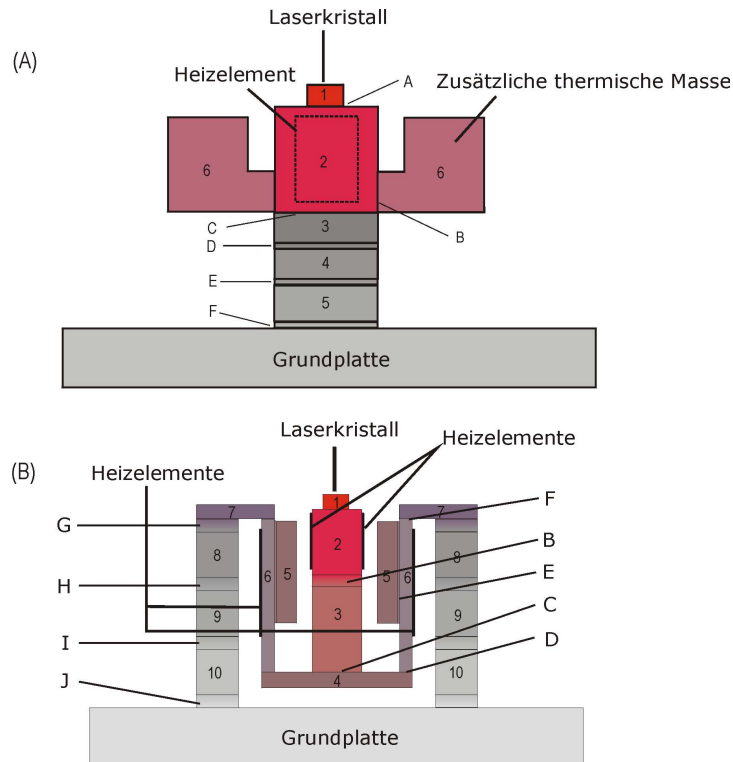


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Laserkristallhalter Thermalmodells. (A): einstufiges Heizkonzept, (B) im Design realisiertes zweistufiges Konzept

dämpft.

In der Zusammenarbeit mit dem Unternehmen *Jenaoptronik* wurde das erarbeitete Thermalmodell des Laserkristallhalters in ein Thermalmodell des Gesamtsystems implementiert. Dieses beschreibt das Lasersystem aus 114 diskreten thermisch gekoppelten Masseelementen. Die Analyse mit Hilfe des Simulationsprogramms *ESATAN* zeigte einen experimentellen Verifikationsbedarf für die thermale Ankopplung der Laserdioden an die Grundplatte auf. Im Design wird die Wärmelast der Laserdioden über geklemmte flexible Silberfolien an die Laserstruktur und damit an die thermale Schnittstelle des Systems übertragen. Dieser Ansatz ermöglicht eine Entkopplung von mechanischer und thermaler Schnittstelle zwischen Laserdioden und Laserstruktur. Die Wärmeübergangskoeffizienten dieser Kette müssen zur weiteren Präzisierung des Modells experimentell bestimmt werden.

4.2.2 CAD-Modell

Das Laserdesign wurde mit Hilfe des 3D CAD Programms *Mechanical Desktop Release 4* erstellt. Abbildung 4.3 gibt einen Überblick über das erstellte Design. Die Punkte M1, M2

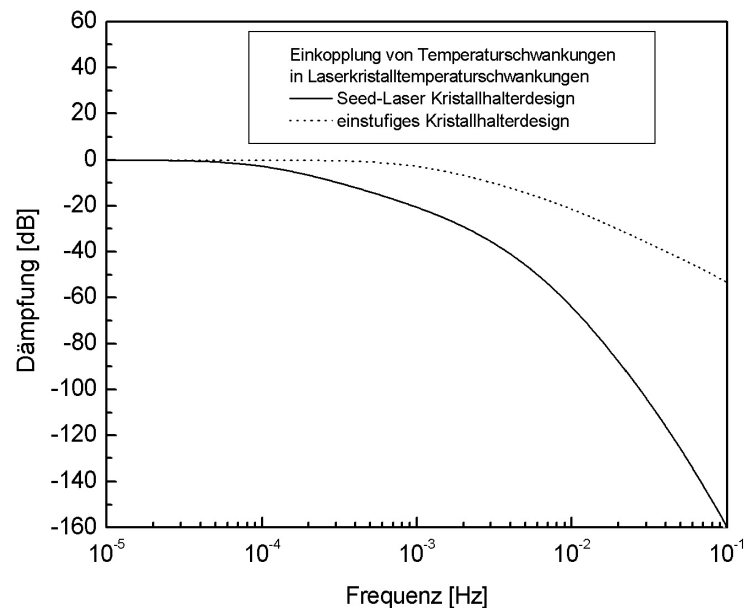


Abbildung 4.2: Thermal Transferfunktion des einstufigen und des im Design umgesetzten zweistufigen Heizkonzeptes

und M3 kennzeichnen die mechanischen Montierungspunkte. Die Montierung ist als quasi-isostatische Montierung konzipiert, d.h. Punkt M1 ist relativ zum Lasersystem fixiert, M2 und M3 ermöglichen die Kompensation der unterschiedlichen thermischen Ausdehnung von Montierungsstruktur (CFK) und Laserstruktur (Aluminium).

Das Gewicht des Lasersystems wurde von ca. 6.6 kg im Technologiedemonstrator auf ca. 2.7 kg, das Volumen um einen Faktor von ca. 3 reduziert. Elektrische, optische, mechanische und thermale Schnittstellen sind entkoppelt. Der im Technologiedemonstrator implementierte Photodetektor des Phasenregelkreises (siehe Diagramm 2.6) wurde in eine externe Laserelektronikeinheit verlagert. Teile der Laserstrahlung beider Laser werden dem Detektor über einen zusätzlichen einmodigen Lichtwellenleiter zugeführt. Mechanische und thermale Schnittstelle sind auf gegenüberliegenden Seiten angebracht, um die Implementierung in das *ALADIN*-Instrument auf dem Satelliten *ADM-AEOLUS* zu erleichtern. Das Design basiert im Wesentlichen auf der Verwendung von Aluminiumlegierungen sowie INVAR und einer Titanlegierung zur Einstellung definierter thermaler Widerstände im Lasersystem. Notwendige transversale sowie longitudinale Justagen sind im Design wie folgt umgesetzt:

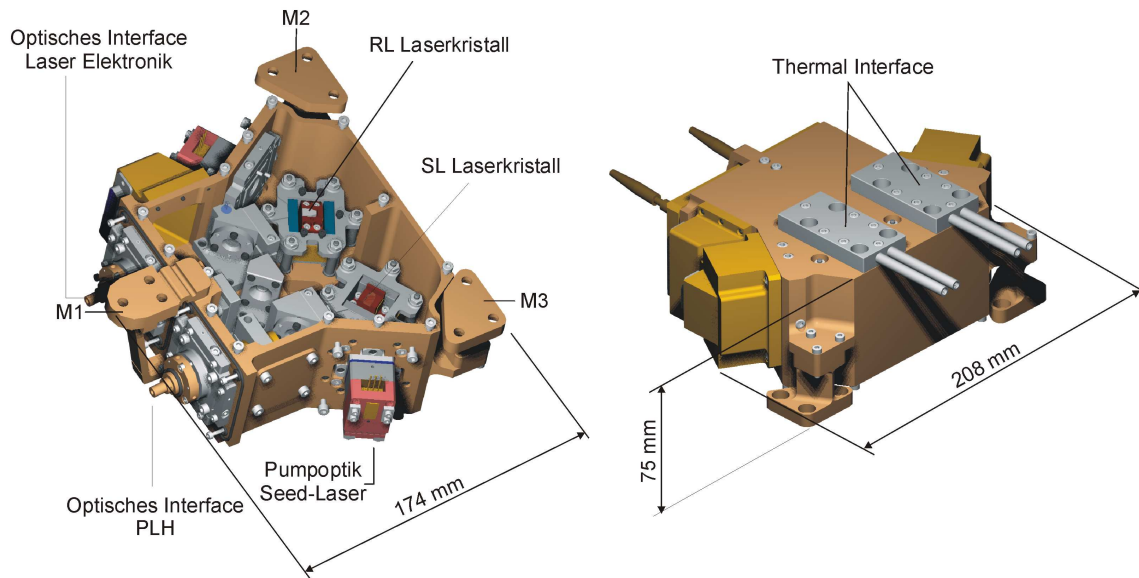


Abbildung 4.3: Design des weltraumqualifizierbaren RLH

- transversal:

Die Justage (z.B. Pumpoptikmodul, Einkopplung der Laserstrahlung in einen einmodigen Lichtwellenleiter) wurde über Zug- und Druckschrauben realisiert. Nach erfolgter Justage kann die Position über getrennte Schrauben fixiert werden. Dieses Verfahren ist in der Raumfahrt etabliert und wurde am Laser Zentrum Hannover erfolgreich getestet [75].

- longitudinal:

Die Justage erfolgt über präzisionsgefertigte Edelstahlunterlegscheiben (Shims). Nach erfolgter Justage (Auswahl der 'richtigen' Unterlegscheibe) kann die Position mit Fixierschrauben gesichert werden. Dieses Konzept erfordert einen höheren Justageaufwand, gewährleistet jedoch eine sehr hohe mechanische Stabilität. Das Verfahren hat sich in Raumfahrtanwendungen zur Realisierung großer Schwingungsfestigkeiten bewährt.

Detailerläuterungen zum mechanischen Design werden im Anhang A gegeben.

4.2.3 Finite-Elemente-Modell

In der Zusammenarbeit mit dem Unternehmen *Jenaoptronik* wurde das mechanische Design in ein Strukturmodell überführt. Hierzu wurde mit Hilfe des Programms *MSC /*

NASTRAN 2001 und *MSC/PATRAN 2001 r2a* ein Finite-Elemente-Model des Lasersystems, bestehend aus ca. 39000 Elementen, erstellt. Im Anschluss erfolgte eine Struktur-, thermoelastische- sowie Eigenfrequenzanalyse.

Ziel der Strukturanalyse war die Berechnung systeminterner Materialspannungen, hervorgerufen durch Schwingungs-, Schock- und quasi-statischer Belastung. Die Analysen ergaben positive Sicherheitsreserven auf der Basis des vorgegebenen Schwingungsanregungsspektrums (siehe Tabelle 4.1).

| Frequenz [Hz] | Belastung |
|------------------------|------------------------|
| Statisch | 25 g (x,y,z-Achse) |
| Schock | 60 g (60 ms) |
| Sinus | |
| 5 – 25 | ± 11 mm |
| 25 – 100 | 25 g |
| 100 – 150 | 5 g |
| Random | |
| 20 – 100 | +3 dB/oct |
| 100 – 400 | 0.2 g ² /Hz |
| 400 – 2000 | –3 dB/oct |
| <i>g_{rms}</i> | |
| 14.1 | |

Tabelle 4.1: Schwingungsanregungsspektrum

Ziel der thermoelastischen Analyse war die Berechnung der durch thermische Lasten hervorgerufenen inneren Materialspannungen. Diese resultieren aus der Temperaturverteilung im Lasersystem, den verwendeten Materialkombinationen und insbesondere aus den hohen Temperaturschwankungen in der Montierungsstruktur (–40 °C bis +50 °C) während eines Raketenstarts. Auf der Basis der Analyse wurde der weitere experimentelle Verifikationsbedarf ermittelt. Die Analysen zeigten große Sicherheitsreserven in der Spannungsbelastung. Eine exakte Quantifizierung dieser Sicherheitsreserve erfordert jedoch eine experimentelle Verifikation, die nicht mehr Bestandteil der Analysen war.

Ziel der Eigenfrequenzanalyse war die Berechnung der kleinsten Eigenfrequenzen. Basierend auf dem Schwingungsanregungsspektrum (Tabelle 4.1) wurden Eigenfrequenzen von größer 300 Hz für das Lasersystem gefordert. Die ermittelten kleinsten Eigenfrequenzen waren: 517.6 Hz, 567.6 Hz, 647.2 Hz und 720.7 Hz. Abbildung 4.4 zeigt schematisch die ermittelten Schwingungsmoden. Die mechanische Steifheit des Systems und insbesondere der Montierung wurde somit ausreichend konzipiert.

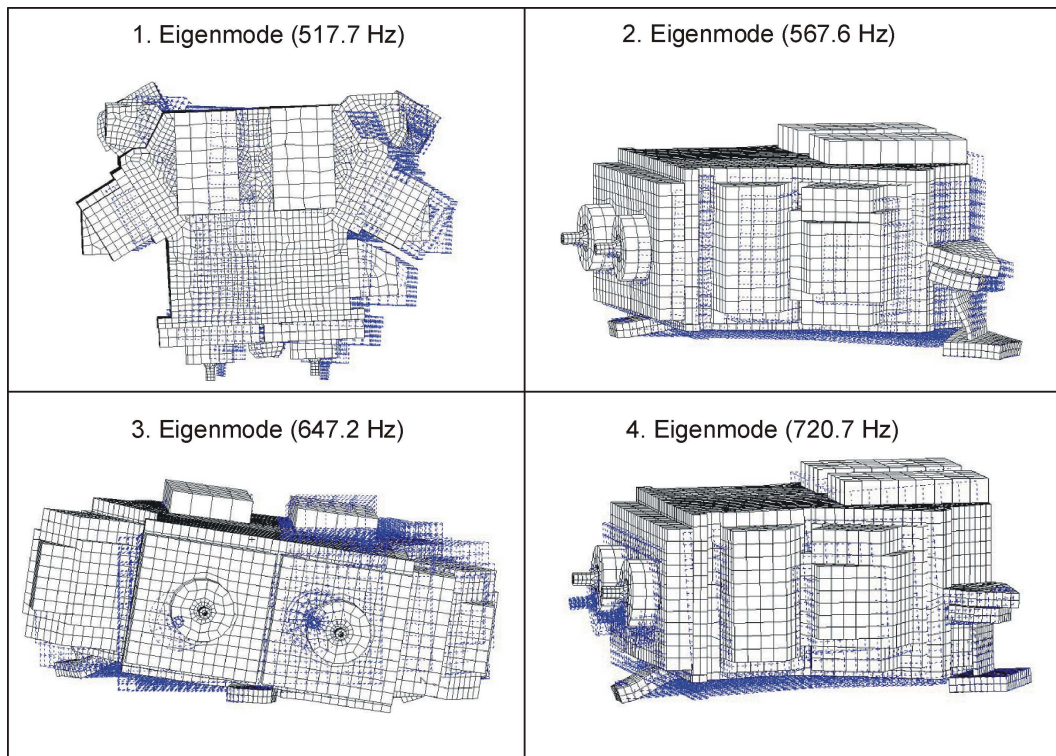


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Schwingungsformen der vier niedrigsten Eigenfrequenzen.

4.3 Ausblick

Im Rahmen der Laserentwicklung und der anschließenden Analyse wurde das unter Laborbedingungen erfolgreich getestete Laserkonzept in ein weltraumqualifizierbares System überführt. Die mechanische Festigkeit des Systems zeigt Sicherheitsreserven, die in weiterführenden Experimenten detailliert quantifiziert werden müssen. Das Konzept zur Thermalankopplung der Laserdiode an die Laserstruktur muss experimentell verifiziert werden. Ein vergleichbarer Ansatz wird gegenwärtig am Laser Zentrum Hannover in einer weiteren Laserentwicklung für Raumfahrtanwendungen experimentell untersucht [75].

Der hoch integrierte Aufbau der Pumpoptiken (siehe Anhang A), in denen Laserdiode, Kollimationslinse und Fokussierlinse in einer kompakten, als Gesamtheit zu justierenden Einheit zusammengefasst sind, muss experimentell getestet werden. Zu untersuchen ist insbesondere der Einfluss der oben aufgeführten starken Temperaturvariationen während des Raketenstarts auf die Abbildungscharakteristik der Pumpoptik. Zur Reduktion mechanischer Spannungen an der Kontaktstelle Linse / Montierung ist als Montiermaterial INVAR (Fe64Ni36), SUPER INVAR 32-5 (Fe mit 31.75 % Ni und 5.36 % Co), oder auch

KOVAR (Fe53Ni29Co17) vorgesehen. Diese Eisen-Nickel Legierungen zeichnen sich durch eine sehr geringe thermische Ausdehnung aus. An einem vergleichbaren Konzept konnte am Laser Zentrum Hannover bereits die Vakuumtauglichkeit verifiziert werden [75].

Zwei Kernkomponenten des RLH müssen weiterführend experimentell untersucht werden. Diese Komponenten sind: die Pumplaserdiode und der integrierte Faraday Isolator (siehe Abschnitt 2.6). Zum gegenwärtigen Zeitpunkt sind weder Laserdioden im Wellenlängenbereich um 808 nm noch Faraday Isolatoren (1064 nm) auf dem europäischen Markt in weltraumqualifizierter Qualität kommerziell erhältlich.¹ Die schon im Technologiedemonstrator verwendete Laserdiode *OSRAM SPL2Y81* und eine Alternative (*THALES TH-C1301-E*) werden augenblicklich in einem von der Europäischen Raumfahrtagentur geförderten Langzeittest auf ihre Weltraumqualifizierbarkeit untersucht. Faraday Isolatoren, wie der im Design vorgesehene Faraday Isolator *OFR-IO-2.5-YAG-VLP-Z*, beinhalten als Faraday-aktive Substanz Bismut-substituiertes Yttrium-Eisen-Granat. Der Einfluss hochenergetischer Strahlung auf die Transmission und die Verdet-Konstante dieses Material ist gegenwärtig nicht charakterisiert. Die relativ hohe Absorption (ca. 25 %) für Laserstrahlung der Wellenlänge 1064 nm erfordert eine gute thermische Ankopplung an das Gehäuse des Isolators wenn dieser im Vakuum betrieben wird. Dieser Aspekt muss experimentell untersucht werden.

Klebstoffe (z.B. *ARALDIT AIV138M/HV998*), Dünnschicht Heizelemente (z.B. *MINCO ThermofoilTM Heater*) [87], Faserkoppler (z.B. *SCHÄFTER & KIRCHHOFF 60SM-1-4-A4,5-03*) [88] und Temperatursensoren (z.B. *BETATHERM 10K3A379* [89] oder *YSI 44900 Serie* [90]) sind in weltraumqualifizierter Qualität kommerziell erhältlich.

In Untersuchungen zur Temperaturfestigkeit der verwendeten Permanentmagnete im Laserkristallhalter (*NdFeB, Vakuumschmelze Hanau, 360/95, Vacodym 510HR*) konnte gezeigt werden, dass nach jeweils dreistündiger Erwärmung dieser Magnete auf 50 °C bzw. 80 °C und 100 °C keine signifikante Entmagnetisierung auftritt. Eine strahlungsinduzierte Entmagnetisierung der NdFeB Magnete ist bei einer Strahlungs-dosis von 400 rad nicht zu erwarten [91].

¹Die Europäische Raumfahrtagentur ESA bevorzugt, sofern vorhanden, den Einsatz europäischer Produkte in von ihnen geförderten Projekten.

5 Frequenzabstimmung monolithischer Ringlaser

5.1 Einleitung und Zielsetzung

In diesem Kapitel wird erstmals ein Konzept vorgestellt, mit dem der modensprungfreie Frequenzabstimmbereich eines monolithischen Ringlasers stark ausgeweitet werden konnte. Am Beispiel eines kommerziellen Ringlasers wurde demonstriert, wie dieser Bereich von 6.9 GHz auf über 50 GHz auszuweiten ist. Hierzu wurde eine Variation der Laserkristalltemperatur mit einer Variation des Stroms der Pumpdiode kombiniert. Dieses Verfahren wurde für den Technologiedemstrator des RLH entwickelt. Im Anschluss wird aufgezeigt wie durch gezielt dejustierte Einkopplung der Strahlung einer zweiten Pumplaserdiode eine starke Entkopplung von Frequenzhub und Ausgangsleistungsvariation zu erzielen ist. Dieses erstmal an einem MITMC-Laser [64] vorgestellte Verfahren wird in dieser Arbeit erstmals auf monolithische Ringlaser übertragen. Es folgt die Darstellung grundlegender Experimente zu Zwei-Farben-gepumpten monolithischen Ringlasern, die ebenfalls eine verstärkte Entkopplung von Frequenzhub und Ausgangsleistungsvariation aufzeigen.

Zur detaillierten Untersuchung der durch Pumpleistungsvariation hervorgerufenen Frequenzverschiebung in der Ausgangsstrahlung monolithischer Ringlaser wurde ein Finite-Elemente-Modell des im RLH eingesetzten Laserkristalls erstellt. Mit Hilfe dieses Modells wurde die Frequenzverschiebung, bei sehr langsamer Pumpleistungsvariation, simuliert und die Ergebnisse im Anschluss mit experimentellen Daten verglichen.

Abschließend wird erstmalig aufgezeigt, wie eine Variationen der differentiellen Lasereffizienz die Laserfrequenzverschiebung bei Pumpleistungsvariation, den sogenannten Stromabstimmkoeffizienten, beeinflusst. Durch geeignete Wahl des Arbeitspunktes kann gezielt eine möglichst kleine Einkopplung von Pumpleistungsvariationen in Frequenzvariationen oder Leistungsvariationen eingestellt werden.

Im Jahre 1992 beschrieben *Heilmann* und *Wandernoth* [64] einen MITMC Nd:YAG Laser, in dem durch gezielt dejustierte Einkopplung von Pumplicht einer zweiten Laserdiode und durch Rückkopplung auf die Leistung dieser Diode eine aktive Frequenzstabilisierung realisiert wurde. Die Strahlung beider Laserdioden wurde nebeneinander, ohne Überschneidung der Pumpvolumen, in den Laserkristall fokussiert. Es wurde schon in dieser Arbeit

darauf hingewiesen, dass die dejustiert eingekoppelte Strahlung der zweiten Laserdiode nicht notwendigerweise eine Wellenlänge im Bereich von 808 nm aufweisen muss. Die von *Heilmann* und *Wandernoth* beschriebene Technik wurde bis zum Entstehen dieser Arbeit nicht auf monolithische Ringlaser übertragen. Die grundlegenden Versuche und die Ergebnisse zur Übertragung dieser Technik auf monolithische Ringlaser werden im Rahmen dieses Kapitels diskutiert.

Alle vorliegenden Arbeiten zu monolithischen Ringlasern, in denen die Frequenzabstimmung durch eine Variation der Laserkristalltemperatur diskutiert wurde, beschrieben einheitlich, dass die maximal mögliche Frequenzabstimmung im einrequenten Laserbetrieb durch den thermischen Ausdehnungskoeffizienten, die Geometrie des Laserresonators (der Größe des Laserkristalls) und durch die temperaturabhängige Verschiebung des Verstärkungsprofils von Nd:YAG (*Gain-Profil*) bestimmt wird. Der Frequenzbereich in dem eine kontinuierliche Frequenzabstimmung im einrequenten Laserbetrieb durchgeführt werden kann beträgt typischerweise 7 – 17 GHz. Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals demonstriert werden, dass der modensprungfreie Frequenzabstimmbereich im einrequenten Laserbetrieb (*mode-hop-free-tuning-range*) weit über die bisher, vermeintlich durch die Resonatorlänge des Kristalls definierte Grenze, ausgeweitet werden kann.

Die Kristalltemperaturen, an denen Modensprünge zu beobachten sind, sind auch bei gleicher Kristallgeometrie sowie Pump- und Ausgangsleistung nicht identisch. Kleinste herstellungsbedingte Abweichungen in der Geometrie, Unterschiede in der spektralen und räumlichen Verteilung der Pumpstrahlung, führen zu unterschiedlichen Modensprungtemperaturen. Soll nun die Laserfrequenz eines monolithischer Ringlasers relativ zur Laserfrequenz eines zweiten modensprungfrei über einen möglichst großen Frequenzbereich verstimmbar werden, so müssen die Laserkristalle (sowie die Pumpdioden) selektiert werden. Diese Selektion hat einen entscheidenden Einfluss auf die Kosten eines solchen Laserpaares. Der maximale Bereich der modensprungfreien Frequenzabstimmung ist (nach gegenwärtigem Stand der Technik), nach Selektion, bei Abstimmung über die Laserkristalltemperatur, durch den *konventionellen* modensprungfreien Abstimmbereich der Laserkristalle limitiert. Die folgenden Darstellungen werden zeigen, dass der Frequenzabstimmbereich im einrequenten Laserbetrieb an schon bestehenden Lasersystemen stark ausgeweitet werden kann.

5.2 Ausweitung des modensprungfreien Frequenzabstimmereiches

In Kapitel 3 wurde die Charakterisierung zweier phasenstarr gekoppelter, diodengepumpeter monolithischer Nd:YAG Ringlaser beschrieben. Die Frequenz der Laserstrahlung eines Laser (Seed-Laser) wurde über eine Rückkopplung auf die Laserkristalltemperatur und den Pumplaserdiodenstroms mit Hilfe eines Phasenregelkreises (PLL) phasenstarr an die Laserfrequenz des zweiten Lasers (Referenz-Laser) gekoppelt. Die Kombination aus Laserdiodenstrom- und Laserkristalltemperaturabstimmung ermöglichte eine Frequenzstabilisierung und -Abstimmung des Seed-Lasers. Im Rahmen der Lasercharakterisierung konnte gezeigt werden, dass dieses Abstimmverfahren zu einer Ausweitung des modensprungfreien Frequenzdurchstimmereiches führte.

Bei ausschließlicher Laserkristalltemperaturvariation wurde ein modensprungfreier Frequenzdurchstimmereich, im folgenden als Δf_{mhf} bezeichnet, von

$$\Delta f_{mhf} = 16.9 \pm 0.2 \text{ GHz} \quad (5.1)$$

gemessen. Innerhalb dieses Frequenzintervalles lag nur eine aktive longitudinale Mode im transversalem Grundmode vor. Wurde während der Abstimmung der Laserkristalltemperatur zusätzlich der Strom der Pumplaserdiode variiert, so ergaben sich größere Abstimmbereiche. Tabelle 5.1 fasst die gemessenen modensprungfreien Frequenzabstimmbereiche zusammen.

| Pumpstromvariation [mA] | Frequenzabstimmbereich [GHz] |
|-------------------------|----------------------------------|
| 1400 - 1100 | $\Delta f_{mhf} = 17.45 \pm 0.2$ |
| 1400 - 900 | $\Delta f_{mhf} = 19.4 \pm 0.2$ |
| 1500 - 900 | $\Delta f_{mhf} = 19.8 \pm 0.2$ |

Tabelle 5.1: Modensprungfreie Frequenzabstimmbereiche

Um diesen Effekt detaillierter zu untersuchen, wurden systematische Frequenzabstimmversuche mit einem kommerziellen monolithischen Ringlaser durchgeführt (*MEPHISTO*, Standard Geometrie, Frontkrümmungsradius: $R = -2000$ mm, *InnoLight GmbH*). Dieser Laser erlaubt aufgrund eines größeren Laserkristalls einfrequente Ausgangsleistungen von mehr als einem Watt. Die einfrequente Ausgangsleistung des Seed-Lasers betrug etwa $P \simeq 150$ mW. Mit dem *MEPHISTO* Lasersystem konnten daher größere Pumpstromvariationen (Pumpleistungsvariationen) durchgeführt werden, wodurch die Analyse einer kombinierten Temperatur- und Pumpstromabstimmung erleichtert wurde. Darüber hinaus

konnte die Einkopplung von Pumpstrahlung in den Laserkristall des *MEPHISTO* Lasersystems sehr viel eleganter beobachtet werden, da der in diesem System integrierte Laserkristall auch von oben mit einer Infrarotkamera beobachtet werden kann. Die Positionierung des Pumpvolumens im Laserkristall konnte mit höherer Präzision und Reproduzierbarkeit erfolgen.

5.2.1 Experiment

Mit dem *MEPHISTO* Lasersystem konnte eine sehr große Ausweitung des modensprungfreien Frequenzabstimmereiches von $\Delta f_{mhf} = 6.9$ GHz auf $\Delta f_{mhf} > 50$ GHz demonstriert werden. Die Ursachen der beobachteten Ausweitung des modensprungfreien Frequenzdurchstimmereiches werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

Zur Ausweitung wurde der Strom der Pumpdiode und die Temperatur des Laserkristalls schrittweise nacheinander in kleinen Schritten variiert. Der Startwert des Pumpdiodenstroms betrug $I_{Start} = 2200$ mA, der Temperaturstartwerte betrug $T_{Start} = 36.36$ °C.

Zunächst wurde die Laserkristalltemperatur so reduziert, dass die Laserfrequenz um ca. 4 GHz verringert wurde. Die Frequenzverschiebung wurde mit einem *Scanning-Fabry-Perot* Resonator (freier Spektralbereich: 2 GHz) beobachtet. Im Folgeschritt wurde der Pumpdiodenstrom so lange reduziert bis gerade eine weitere longitudinale Mode im Laser anschwang und der Pumpstrom im Anschluss wieder geringfügig reduziert, so dass nur die Ausgangslasermode aktiv war. Diesem Schritt schloss sich eine weitere Temperaturreduktion bis zum erneuten Anschwingen der benachbarten höheren longitudinalen Mode an. Durch eine anschließende sehr kleine Temperaturerhöhung war wieder nur die Ausgangslasermode aktiv. In weiteren Folgeschritten wurde erneut zunächst der Pumpdiodenstrom und anschließend die Laserkristalltemperatur bis zum Erreichen der Laserschwelle reduziert. Der Pumpstrom wurde bis auf $I_{Ende} = 1046$ mA und die Laserkristalltemperatur bis $T_{Ende} = 20.1$ °C reduziert. Der modensprungfreie Frequenzabstimmereich (*bei ausschließlicher Variation des Pumpdiodenstroms*) wurde auf bis zu $\Delta f_{mhf} \simeq 270$ MHz reduziert. Die Laserschwelle der Pumpdiode wurde bei einem Pumpstrom von $I_{Schwelle} = 500$ mA erreicht, die Steigung der Diodenkennlinie (gemessen am Ort des Laserkristalls) betrug 1.16 mW/mA.

Abbildung 5.1 zeigt die gemessenen modensprungfreien Frequenzabstimmereiche für Kristalltemperaturen im Temperaturintervall von 23 °C – 32 °C. Die Frequenzabstimmung erfolgte durch Pumpstromvariation im Pumpstromintervall 1620 mA - 1960 mA. Das untersuchte Temperaturintervall entsprach drei *konventionellen* modensprungfreien Frequenzabstimmereichen (*Änderung der Laserkristalltemperatur*). Innerhalb dieser Abstimmereiche nahm der modensprungfreie Frequenzabstimmereich stetig ab und zeigte

ein Minimum für Laserkristalltemperatur am 'heißen' Ende der Temperaturintervalle auf. Der beobachtete modensprungfreie Frequenzabstimmbereich bei Pumpstromvariation war generell *sehr viel geringer* als der modensprungfreie Frequenzabstimmbereich bei Variation der Laserkristalltemperatur. Die Ursachen dieser Beobachtung werden im anschließenden Abschnitt diskutiert.

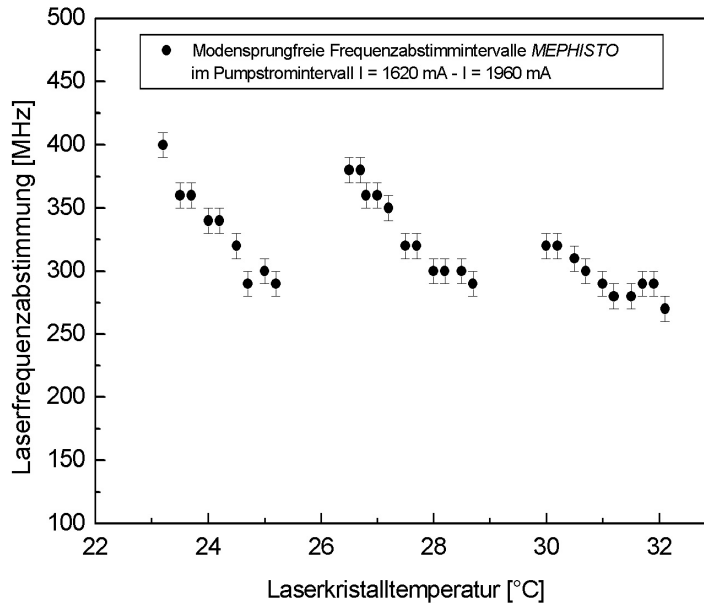


Abbildung 5.1: Reduktion des modensprungfreien Frequenzabstimmereiches

5.2.2 Modell

Wird die Temperatur des Laserkristalls variiert, so werden die Eigenfrequenzen des Resonators verschoben (Temperaturabstimmkoeffizient -3.1 GHz/K [2]). Dies ist eine Folge der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex und der thermischen Ausdehnung des Kristalls. Darüber hinaus wird die Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils, im folgenden als f_{Gain} bezeichnet, bei Temperaturvariation verschoben (-1.2 GHz/K [92]).

Ein Modensprung, d.h. ein Wechsel der aktiven longitudinalen Resonatormode, erfolgt in erster Näherung dann, wenn zwei benachbarte longitudinale Moden den gleichen Frequenzabstand zur Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils aufweisen. Der Modenwechsel erfolgt kontinuierlich über einem kleinen Frequenzintervall (Temperaturintervall). Dieses Intervall wird zur Vereinfachung der folgenden Darstellungen vernachlässigt.

Der Unterschied von Temperaturabstimm- und Gaintuningkoeffizienten hat zur Folge, dass der modensprungfreie Frequenzabstimmbereich nicht mit dem freien Spektralbereich, im folgenden als FSR bezeichnet, übereinstimmt. Da die Vorzeichen des Temperaturabstimmkoeffizienten und des Gaintuningkoeffizienten identisch sind und der Betrag des Temperaturabstimmkoeffizienten größer ist als der Betrag des Gaintuningkoeffizienten, muss der modensprungfreie Frequenzabstimmbereich größer als der freie Spektralbereich sein. Anschaulich gesprochen 'überholt' die aktive Resonatormode bei Temperaturerhöhung das Verstärkungsprofil auf der Frequenzachse in Richtung kleinerer Frequenzen (siehe Abbildung 5.3). Zusätzlich zum freien Spektralbereich muss die Frequenzverschiebung des Verstärkungsprofils überwunden werden, bis die nächst höhere longitudinale Mode den Frequenzabstand zur Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils auf den halben freien Spektralbereich (FSR/2) reduziert hat. Die relativen Frequenzverschiebungen zwischen der Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils f_{Gain} und den Resonatoreigenfrequenzen f_q sind bei Variation der Laserkristalltemperatur kleiner als die absoluten Frequenzverschiebungen der Resonatoreigenfrequenzen f_q . Das modensprungfreie Frequenzabstimmintervall kann also verändert werden, wenn die relative Frequenzverschiebung zwischen den f_q und f_{Gain} beeinflussbar ist.

Die durch eine Variation im Strom der Pumpdiode hervorgerufene Temperaturvariation im Laserkristall ist räumlich inhomogen. Aufgrund der endlichen Wärmeleitfähigkeit und der geringen Absorptionslänge der Pumpstrahlung ist im Absorptionsvolumen, also auf den ersten ca. 1.5 – 2.4 mm des Umlaufpfades im Laserkristall (abhängig vom Pumpspektrum) die größte Temperaturvariation zu erwarten. Eine Variation des Pumpstroms bewirkt eine *lokale* Variation der Temperatur im Laserkristall.

Diese lokale Variation ist im gepumpten Volumen größer als im restlichen Laserkristall. Daher muss die Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils f_{Gain} relativ zu den Resonatoreigenfrequenzen verstärkt verschoben werden (im Vergleich zur Frequenzverschiebung die durch eine Variation der Temperatur des *gesamten* Laserkristalls hervorgerufen wird).

Ist der Betrag der Frequenzverschiebung des Verstärkungsprofils größer als der Betrag der Frequenzverschiebung der Resonatoreigenfrequenzen, so folgt eine Reduktion des modensprungfreien Frequenzabstimmbereiches. Genau dies konnte mit dem *MEPHISTO* Ringlaser beobachtet werden. Der modensprungfreie Frequenzabstimmbereich konnte, bei Frequenzverschiebung durch Pumpstromvariation, auf $\Delta f_{mhf} \simeq 270$ MHz reduziert werden (siehe Abbildung 5.1).

Abbildung 5.2 verdeutlicht die Reduktion des modensprungfreien Frequenzabstimmereiches für die folgende Bedingungen:

$$(1) \frac{\Delta f_{Gain}}{\Delta I} < 0 \quad \wedge \quad (2) \frac{\Delta f_q}{\Delta I} < 0 \quad \wedge \quad (3) \left| \frac{\Delta f_{Gain}}{\Delta I} \right| > \left| \frac{\Delta f_q}{\Delta I} \right| \quad (5.2)$$

Der Abstimmbereich wird reduziert, wenn die Frequenzverschiebung des Verstärkungsprofils größer ist, als die Frequenzverschiebung der Resonatoreigenfrequenzen. Unter den in 5.2 aufgeführten Bedingungen ist der freie Spektralbereich des Resonators gleich der Summe aus modensprungfreiem Frequenzabstimmbereich und Verstärkungsprofilverschiebung. Nur bei konstanter Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils wäre der modensprungfreie Frequenzabstimmbereich und der freie Spektralbereich identisch.

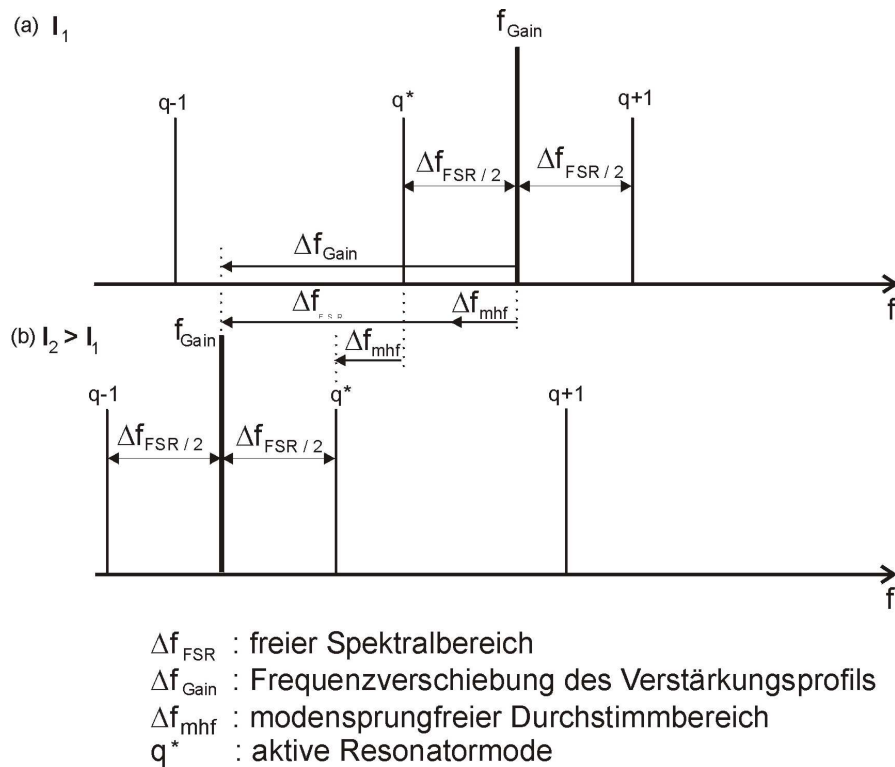


Abbildung 5.2: Frequenzverschiebungen der Resonatoreigenfrequenzen und der Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils bei Pumpdiodenstromerhöhung

Bei Erhöhung des Laserdiodenstroms gilt :

$$\begin{aligned}
 (f_q - f_{Gain})_{Strom} &= f_q(0) - \frac{\Delta f_q}{\Delta I} \Delta I - f_{Gain}(0) - \frac{\Delta f_{Gain}}{\Delta I} \Delta I \\
 (f_q - f_{Gain})_{Strom} &= -\Delta f_{FSR/2} + \underbrace{\left(\frac{\Delta f_{Gain}}{\Delta I} - \frac{\Delta f_q}{\Delta I} \right)}_{<0}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Abbildung 5.3 zeigt die Verschiebung der Resonatoreigenfrequenzen f_q und der Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils f_{Gain} bei Variation der Laserkristalltemperatur für den Fall:

$$\frac{\Delta f_{Gain}}{\Delta T} < 0 \quad \wedge \quad \frac{\Delta f_q}{\Delta T} < 0 \quad \wedge \quad \left| \frac{\Delta f_{Gain}}{\Delta T} \right| < \left| \frac{\Delta f_q}{\Delta T} \right| \tag{5.4}$$

Die Frequenzverschiebung der Resonatoreigenfrequenzen ist größer als die Verschiebung der Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils. Der modensprungfreie Frequenzabstimmereich ist die Summe aus freiem Spektralbereich und Verstärkungsprofilverschiebung.

Bei Erhöhung der Laserkristalltemperatur gilt:

$$\begin{aligned}
 (f_q - f_{Gain})_{Temperatur} &= f_q(0) - \frac{\Delta f_q}{\Delta T} \Delta T - f_{Gain}(0) - \frac{\Delta f_{Gain}}{\Delta T} \Delta T \\
 (f_q - f_{Gain})_{Temperatur} &= \Delta f_{FSR/2} + \underbrace{\left(\frac{\Delta f_{Gain}}{\Delta T} - \frac{\Delta f_q}{\Delta T} \right)}_{>0}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Die Klammerausdrücke in den Gleichungen 5.3 und 5.5 zeigen aufgrund ihrer verschiedenen Vorzeichen, dass durch geeignete Wahl von positivem ΔI und positivem ΔT bei Hintereinanderausführung von Kristalltemperaturerhöhung und Pumpstromerhöhung (oder umgekehrt) der Abstand der Laserfrequenz zur Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils konstant gehalten werden kann.

Der modensprungfreie Frequenzabstimmereich sollte nur durch den maximalen Hub im Strom der Pumpdiode (Laserschwelle - Maximaler Pumpstrom) und der größtmöglichen Variation der Laserkristalltemperatur limitiert sein. Eine analoge Überlegung zeigt, dass dies auch für eine Verringerung der Laserkristalltemperatur und Reduktion des Pumpdiodenstroms gilt. An dem *MEPHISTO* Ringlaser konnte so eine starke Ausweitung des modensprungfreien Frequenzabstimmereiches demonstriert werden.

Die Frequenzabstimmung war nur durch den realisierbaren Stromhub limitiert und konnte auf $\Delta f_{mf} > 50$ GHz ausgeweitet werden. Der Pumpstrom wurde bis zur Laserschwelle

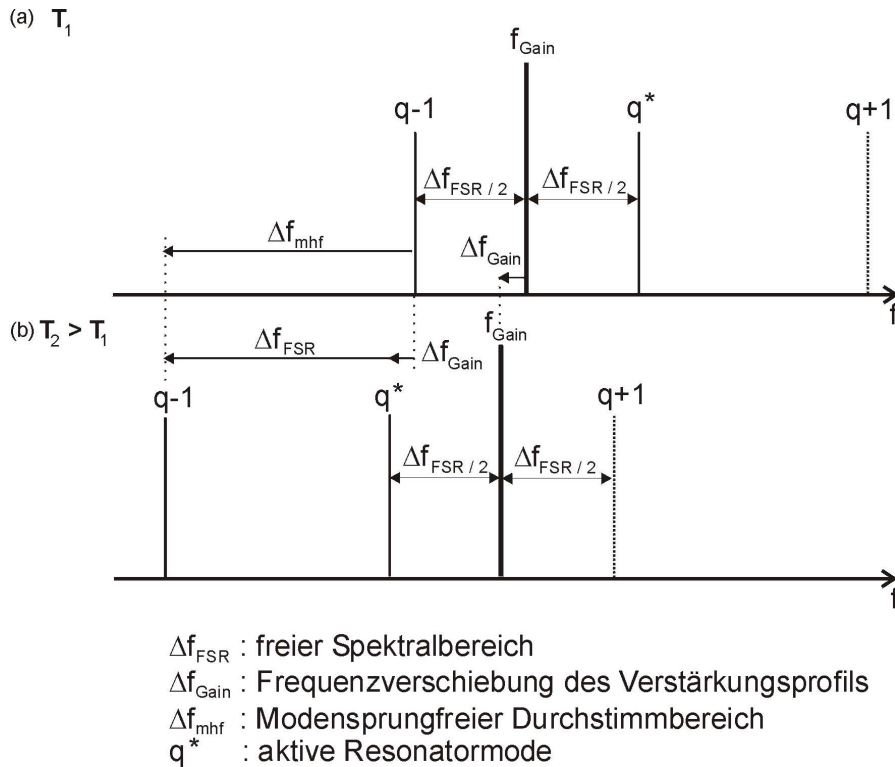


Abbildung 5.3: Frequenzverschiebungen der Resonatoreigenfrequenzen und der Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils bei Temperaturerhöhung

reduziert.

Abbildung 5.4 zeigt pumpstromabhängig gemessene Spektren der Pumpdiode (*COHERENT* Diodenmodel S-81-2000C-200-H-39113) des *MEPHISTO* Ringlasers. Die Spektren wurden in 200 mA Schritten für Pumpströme von $I = 1000 \text{ mA} - 2200 \text{ mA}$ bei einer konstanten Laserdiodentemperatur von $T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ aufgenommen. Das Emissionsspektrum der Laserdiode wird bei Pumpstromvariation nicht einfach verschoben. Die Struktur des Pumplichtspektrums variiert stark und zeigt eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Diodenstrom (Pumpleistung). Die Optimierung der Laserdiodentemperatur (maximale Laserausgangsleistung) erfolgte bei einem Strom von $I = 1800 \text{ mA}$.

Die geringere Ausweitung der Seed-Laser Frequenzabstimmbarkeit wird auf die spektrale Verteilung der verwendeten Pumpdiode (Zentralwellenlänge $\lambda \simeq 805 - 806 \text{ nm}$, spektrale Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{FWHM} < 1 \text{ nm}$) und der damit verknüpften größeren Absorptionslänge zurückgeführt. Je größer die Absorptionslänge, desto kleiner die Änderung der Temperatur im Absorptionsvolumen bei Variation des Pumpstroms (und damit Pumpleistung). Die Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils wird folglich für größere Absorptionslängen weniger stark verschoben. Soll im Falle einer kurzen Absorptionslänge die durch

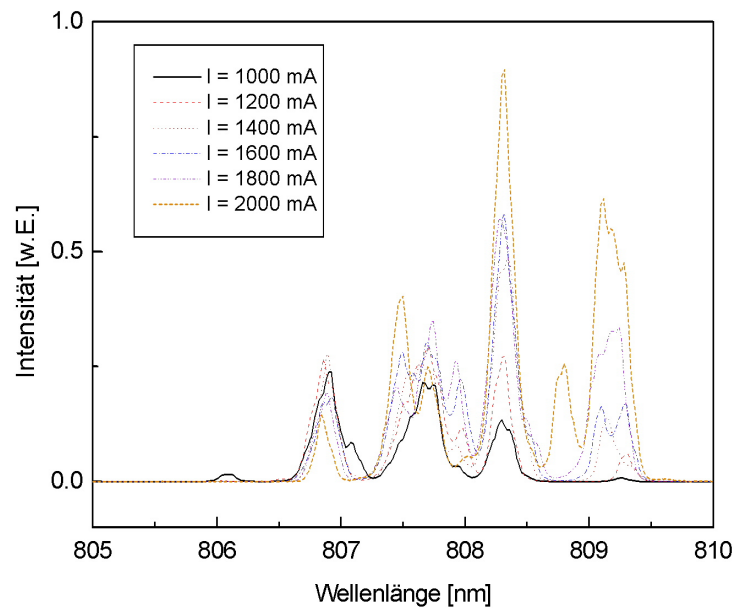


Abbildung 5.4: Spektren der COHERENT Laserdiode

Variation der Laserkristalltemperatur hervorgerufene relative Frequenzverschiebung zwischen Resonatoreigenfrequenzen und der Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils durch eine Pumpstromvariation kompensiert werden, so ist in jedem Falle ein größerer Stromhub notwendig. Da der maximal mögliche Stromhub durch die maximale Ausgangsleistung der Pumpdiode und der Laserschwelle limitiert ist folgt zwingend eine geringere Ausweitung des modensprungfreien Abstimmereiches. Hieraus folgt, dass das Potential zur Ausweitung des modensprungfreien Frequenzdurchstimmereiches um so *größer* ist, je *kürzer* die Absorptionslänge ist.

Abbildung 5.5 zeigt die berechnete Pumplichtabsorption der MEPHISTO und Seed-Laser Pumpdiode. Die Absorptionslänge der Seed-Laser Pumpstrahlung war mit ca. 2.4 mm deutlich größer als die der *MEPHISTO* Pumpdiode (ca. 1.5 mm - 1.85 mm).

Abbildung 5.1 zeigt eine ausgeprägte Reduktion des modensprungfreien Frequenzabstimmereiches und eine Reduktion dieses Bereiches bei Anstieg der Laserkristalltemperatur innerhalb eines, über die Kristalltemperatur definierten, modensprungfreien Frequenzabstimmereiches.

Zur Frequenzabstimmung wurde der Pumpstrom im Intervall von 1620 mA - 1960 mA variiert. Für jede Laserkristalltemperatur wurde in diesem Intervall der kleinstmögliche Pumpstrom ermittelt, bei dem gerade noch einfrequenter Laserbetrieb vorlag. Im Anschluss

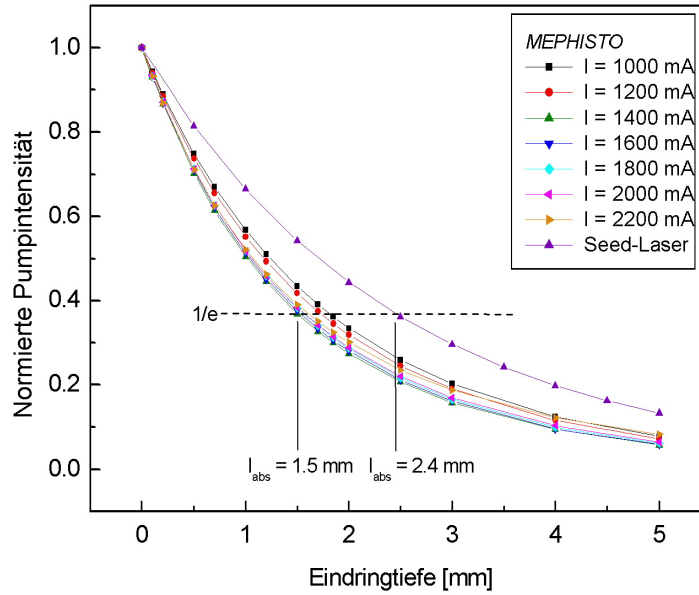


Abbildung 5.5: Eindringtiefe der Pumpstrahlung

wurde der Strom so lange erhöht, bis gerade die nächste longitudinale Lasermode zu beobachten war. Die Frequenzverschiebungen und der einfrequente Laserbetrieb wurden mit einem *Scanning-Fabry-Perot* Resonator ($FSR = 2$ GHz) beobachtet. Der kleinstmögliche (und auch der größtmögliche) Pumpstrom, bei dem gerade noch einfrequenter Laserbetrieb beobachtet wurde, nahm mit Anstieg der Laserkristalltemperatur innerhalb der drei über die Laserkristalltemperatur definierten modensprungfreien Frequenzabstimmbereiche zu (siehe Abbildung 5.6). Dies folgt aus der Verschiebung der Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils bei Pumpstromvariation.

Für zwei beliebige Startwerte (analog Endwerte) auf den stetigen Abschnitten in Abbildung 5.6 gilt: der Frequenzabstand zwischen der Frequenz der aktiven Resonatormode und der Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils ist konstant. Aus dieser Bedingung folgt die Gleichung:

$$\left(\frac{df_q}{dT} - \frac{df_{Gain}}{dT} \right) \Delta T + \left(\frac{df_q}{dI} - \frac{df_{Gain}}{dI} \right) \Delta I = 0 \quad (5.6)$$

Mit Hilfe der bekannten Temperaturabstimm- und Gaintuningkoeffizienten folgt für die Frequenzverschiebung zwischen Laserfrequenz und Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils:

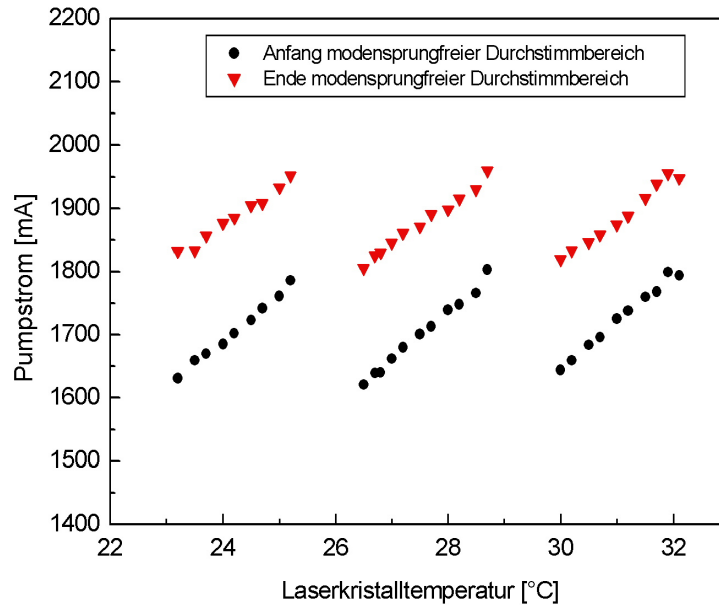


Abbildung 5.6: Start- und Endwerte des Laserdiodenstroms bei modensprungfreier Frequenzabstimmung

$$\left(\frac{df_q}{dI} - \frac{df_{Gain}}{dI} \right) = 1.9 \frac{\text{GHz}}{\text{K}} \left(\frac{\Delta I}{\Delta T} \right)^{-1} \quad (5.7)$$

Stromstart- und Stromendwerte (siehe Abbildung 5.6) wurden in linearen Näherungen innerhalb der stetigen Intervalle verknüpft. Innerhalb dieser Intervalle zeigten die linearen Näherungen der Stromendwerte geringere Steigerungen ($\Delta I/\Delta T$). Eine Verringerung der Steigung zu größeren Pumpströmen muss den modensprungfreien Frequenzdurchstimmereich zwingend reduzieren.

5.3 Zwei-Dioden-gepumpter monolithischer Ringlaser

Eine Kombination aus Laserdiodenstrom- und Laserkristalltemperaturabstimmung führte bei kleinen Pumplichtabsorptionslängen zu einer signifikanten Ausweitung des modensprungfreien Frequenzabstimmereiches. Das im vorherigen Abschnitt vorgestellte Konzept führte allerdings unweigerlich zu einer ausgeprägten Variation der Laserausgangsleistung, die mit zunehmender Ausweitung anstieg. Es war daher naheliegend nach Abwandlungen

dieses Konzeptes zu suchen, die diesen Nachteil kompensieren, oder zumindest reduzieren.

Ein erfolgsversprechender und einfach zu realisierender Ansatz war das *lokale* optische Heizen des Absorptionsvolumen. Dieser Ansatz bot gegenüber anderen denkbaren Ansätzen, wie etwa dem Heizen durch in den Kristall eingebrachte Heizdrähte, den entscheidenden Vorteil, dass es auf bestehende Ringlaser anwendbar ist. Aufgrund des schlechten Strahlparameterproduktes inkohärenter Strahlquellen sind diese nicht zur Fokussierung großer Strahlleistungen ($P > 1 \text{ W}$) in sehr kleine Volumina (wenige mm^3) geeignet.

Im folgenden wird aufgezeigt, wie lokales Heizen des Absorptionsvolumens im Nd:YAG Ringlaser durch zusätzlich gezielt dejustiert eingekoppelte Pumpstrahlung einer zweiten Laserdiode mit geringer Beeinflussung der Laserausgangsleistung erzielt wurde. Wie zu Beginn dieses Kapitels dargestellt, wurde dieses Verfahren erfolgreich zur Frequenzstabilisierung von MITMC Nd:YAG Lasern angewendet [64].

Geringe Beeinflussung der Ausgangsleistung bedeutet an dieser Stelle: die Frequenzverschiebung pro Ausgangsleistungsänderung ($\Delta f / \Delta P$) soll bei Variation der sekundär eingekoppelten Pumpleistung signifikant größer sein, als die Frequenzverschiebung pro Ausgangsleistungsänderung bei gleicher Variation der primären Pumpleistung.

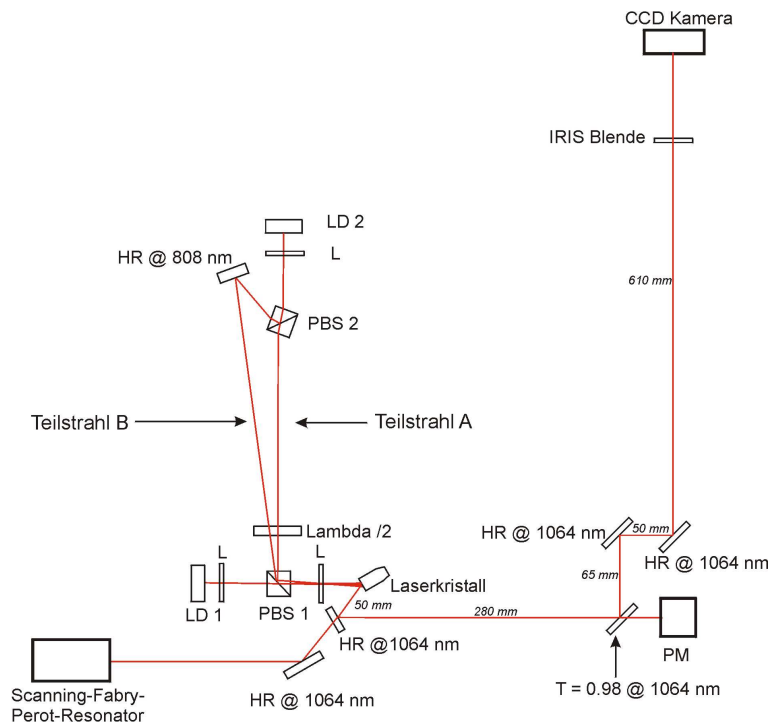


Abbildung 5.7: Experimenteller Aufbau des Zwei-Dioden-Pumpkonzeptes

5.3.1 Experiment

Abbildung 5.7 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Die Strahlung einer zweiten Laserdiode (im folgenden LD2, Sekundärdiode, oder auch dejustiert eingekoppelte Diode genannt) wurde kollinear zur Strahlung der primären Pumpdiode (LD1, Primärdiode, oder auch ideal eingekoppelte Diode genannt) in den Laserkristall fokussiert. Hierzu wurde die Polarisationsrichtung der Strahlung der Sekundärdiode mit Hilfe einer $\lambda/2$ Wellenplatte gedreht und über den Polarisationsstrahlteilerwürfel PBS1 der primären Pumpstrahlung überlagert. Über den gezielt schräg in den Pumpstrahl der Sekundärdiode gestellten Polarisationsstrahlteilerwürfel PBS 2 konnte die Pumpstrahlung der Diode LD2 in zwei Teilstrahlen, dem Teilstrahl A und Teilstrahl B, aufgeteilt werden. Die Leistungsaufteilung erfolgte aufgrund der verwendeten optischen Elemente nicht im Verhältnis 1 : 1. Durch Justage beider Polarisationsstrahlteilerwürfel und einem hochreflektierenden Spiegel im Teilstrahl B des optischen Pfades der dejustiert eingekoppelten Laserdiode konnte die Strahlung beider Teilstrahlen gezielt parallel zur Pumpstrahlung der Diode LD1 in den Laserkristall eingekoppelt werden. Beide Teilstrahlen konnten nahezu unabhängig justiert werden, so dass sie in etwa gleichen Abständen zum Primärpumpstrahl in den monolithischen Ringlaser eingekoppelt werden konnten.

Die Laserschwelle der primären (sekundären) Pumpdiode wurde bei einem Pumpstrom von $I_{Schwelle} \simeq 500$ mA bzw. ($I_{Schwelle} \simeq 540$ mA) erreicht, die Steigung der primären (sekundären) Diodenkennlinie (gemessen am Ort des Laserkristalls) betrug 1.16 mW/mA bzw. (0.97 mW/mA) .

Alle Versuche wurden mit einem parallelen Abstand von $\Delta l \simeq 1.1$ mm zwischen primärer und zusätzlich eingekoppelter Pumpstrahlung durchgeführt (Abbildung 5.8). Dieser Wert wurde als Kompromiss zwischen schneller Frequenzabstimmung und möglichst großer Entkopplung von Frequenzhub und Variation der Laserleistung gewählt. Ideal wäre die exakt parallel Einkopplung zum Lasermode, in einem Abstand, der das Überschneiden von Teilstrahl B (siehe Abbildung 5.8) und dem Lasermode gerade ausschließt. Dieser Idealfall konnte mit der verwendeten Pumpoptik nicht realisiert werden. Zur Erleichterung der Justage, wurde der Laserkristall mit einer Digitalkamera beobachtet.

Abbildung 5.8 zeigt die Pumplichtverteilung im untersuchten Laserkristall. Das Pumplicht der dejustiert eingekoppelten Diode (LD2) ist hier symmetrisch mit vergleichbaren Leistungen (Teilstrahl A abgeschwächt) neben der primären Pumpstrahlung eingekoppelt.

5.3.2 Ergebnisse

Die Untersuchungen zu diesem erstmalig an einem monolithischen Ringlaser demonstrierenden Zwei-Dioden-Pumpkonzept zeigten ein starke Entkopplung von Frequenzhub und Va-

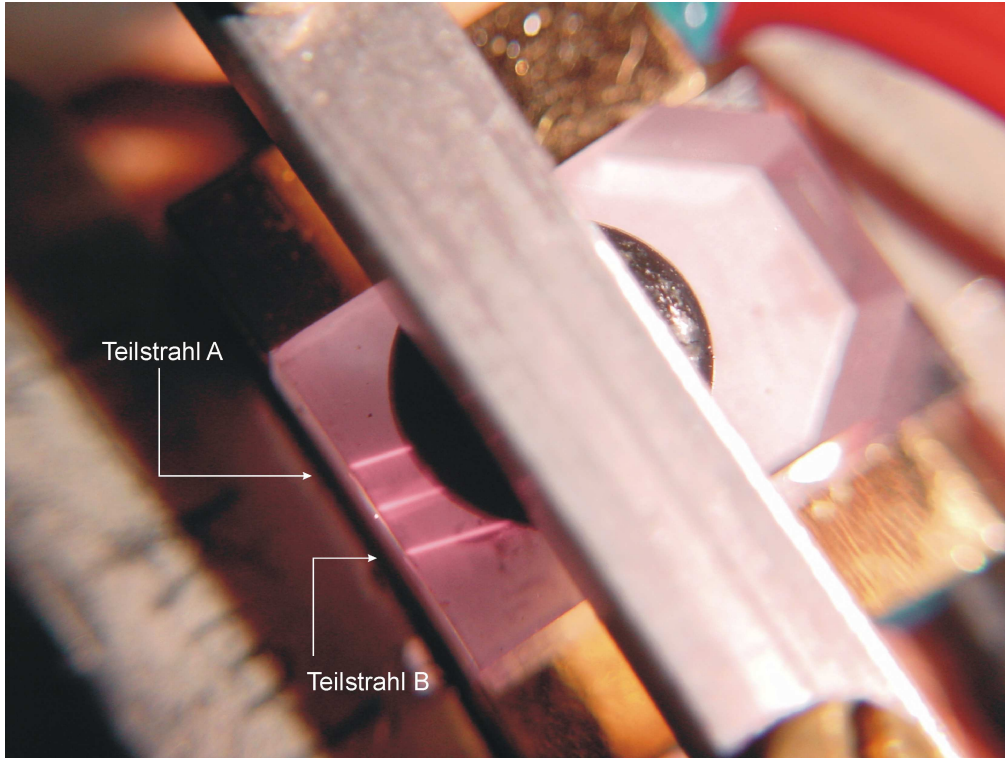


Abbildung 5.8: Aufsicht des *MEPHISTO* Laserkristalls mit dejustiert eingekoppelte Pumpstrahlung einer zweiten Laserdiode

riation der Laserleistung bei Pumpleistungs(strom)variation. Während bei Variation der primär eingekoppelten Pumpleistung typischerweise eine Frequenzverschiebung pro Ausgangsleistungsänderung von

$$\frac{\Delta f_{\lambda=1064\text{nm}}}{\Delta P_{\lambda=1064\text{nm}}} \simeq -1.5 \text{ bis } -3 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}} \quad (5.8)$$

zu beobachten war, wurden bei Variation der dejustiert eingekoppelten Pumpleistung Werte von

$$\frac{\Delta f_{\lambda=1064\text{nm}}}{\Delta P_{\lambda=1064\text{nm}}} > -350 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}} \quad @ \quad P_{\lambda=1064\text{nm}} = 897 \text{ mW} \quad (5.9)$$

gemessen. Frequenz- und Leistungsvariation waren demnach um mehr als zwei Größenordnungen stärker entkoppelt als bei Variation der primären Pumpstrahlung. Die erzielten Frequenzabstimmungen und Ausgangsleistungsvariationen, sowie das durch die dejustiert

| | | | |
|---|-------------------------------|-------------------------|-------------------------|
| A | $P_{ideal} = 1940 \text{ mW}$ | $P_A = 1410 \text{ mW}$ | $P_B = 479 \text{ mW}$ |
| B | $P_{ideal} = 1940 \text{ mW}$ | $P_A = 441 \text{ mW}$ | $P_B = 479 \text{ mW}$ |
| C | $P_{ideal} = 1940 \text{ mW}$ | $P_A = 441 \text{ mW}$ | $P_B = 0 \text{ mW}$ |
| D | $P_{ideal} = 1940 \text{ mW}$ | $P_A = 0 \text{ mW}$ | $P_B = 479 \text{ mW}$ |
| E | $P_{ideal} = 1940 \text{ mW}$ | $P_A = 1410 \text{ mW}$ | $P_B = 0 \text{ mW}$ |
| F | $P_{ideal} = 1940 \text{ mW}$ | $P_A = 0 \text{ mW}$ | $P_B = 1410 \text{ mW}$ |

Tabelle 5.2: Pumpschemata

eingekoppelte Pumpstrahlung hervorgerufene Beam-Pointing werden in den folgenden Abschnitten dargestellt und diskutiert. Alle Messungen zum Zwei-Dioden-Pumpen wurden bei einer Laserkristalltemperatur von $T = 28.7 \text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt.

Frequenzabstimmung und Laserleistungsvariation

Die Frequenzabstimmung sowie die Entkopplung von Frequenzhub und Laserleistungsänderung wurde für die in Tabelle 5.2 aufgeführten Pumpschemata betrachtet.

Eine detailliertere Untersuchung erfolgte zunächst für die Schemata A, B und F. Im Schema A wurden die Teilstrahlen A und B ohne eingeschobene Filterelemente in den Laserkristall eingekoppelt. Im Schema B wurde in den optischen Pfad des Teilstrahls A ein Filterelement platziert (ND4 Filter, $d = 1.17 \text{ mm}$) um eine vergleichbare Leistung in beiden Teilstrahlen zu erzielen. Im Schema F wurden die Positionen der Teilstrahlen A und B durch Justage vertauscht und nur der leistungsstärkere Teilstrahl in den Kristall eingekoppelt. Die Einkopplung der Teilstrahlen im Pumpschema A und B ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

Abbildung 5.9 zeigt die gemessene Frequenzverschiebung in Abhängigkeit der dejustiert eingekoppelten Pumpleistung für das Pumpschema A.

Aus den in Abbildung 5.9 dargestellten Messungen ergibt sich ein Frequenzabstimmkoeffizient von:

$$\frac{\Delta f}{\Delta P_{\text{Sekundaerdiode}}} \simeq -2.8 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}} \quad (5.10)$$

Unter Berücksichtigung der Laserdiodekennlinie folgt ein Stromabstimmkoeffizient von:

$$\frac{\Delta f}{\Delta I_{\text{Sekundaerdiode}}} \simeq -2.7 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}} \quad (5.11)$$

für die Sekundärdiode. Messungen zum Stromabstimmkoeffizienten der Primärdiode er-

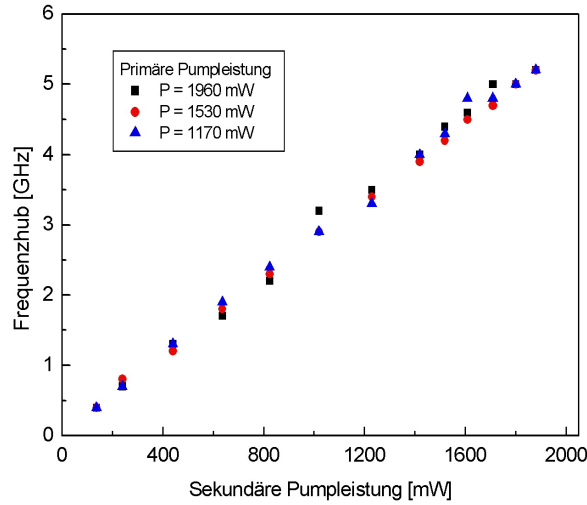


Abbildung 5.9: Gemessene Frequenzverschiebung im Pumpschema A

gaben vergleichbare Werte.

$$\frac{\Delta f}{\Delta I_{\text{Primaerdiode}}} \simeq -1.7 \text{ bis } -3.8 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}} \quad (5.12)$$

Während der Stromabstimmkoeffizient der Sekundärdiode bis zur maximalen Ausgangsleistung der Diode, im Rahmen der Messgenauigkeit, konstant war, zeigte der Stromabstimmkoeffizient der Primärdiode ein deutlich komplexeres Verhalten. Eine detaillierte Untersuchung und Diskussion ist aufgrund der Komplexität in einem separaten Abschnitt (5.7) dargestellt.

Abbildung 5.10 zeigt die relative Variation der Ausgangsleistung (Pumpschema A) bei zusätzlich eingekoppelter Pumpstrahlung der Sekundärdiode. Der relative Leistungszuwachs zeigte eine starke Abhängigkeit von der Primärdiodenpumpleistung (Primärdiodenpumpstrom). Eine relative Ausgangsleistungsvariation von $\Delta P_{\text{relativ}} < 2\%$ wurde bei einer ideal eingekoppelten Pumpleistung von $P = 1960 \text{ mW}$ ($I = 2200 \text{ mA}$) beobachtet. Eine Reduktion der ideal eingekoppelten Pumpleistung auf $P = 1170 \text{ mW}$ ($I = 1500 \text{ mA}$) ließ die relative Ausgangsleistungsvariation auf $\Delta P_{\text{relativ}} \simeq 11\%$ ansteigen. Auch die absoluten Leistungsvariationen waren minimal im Falle großer ideal eingekoppelter Pumpleistung. Der Ausgangsleistungszuwachs bei Pumpstromvariation (Pumpleistungsvariation) stieg mit Zunahme der differentiellen Lasereffizienz ($dP_{\text{Laser}}/dP_{\text{Pumpleistung}}$) und umgekehrt.

Abbildung 5.11 zeigt die gemessene relative Änderung der Laserleistung im Pumpschema

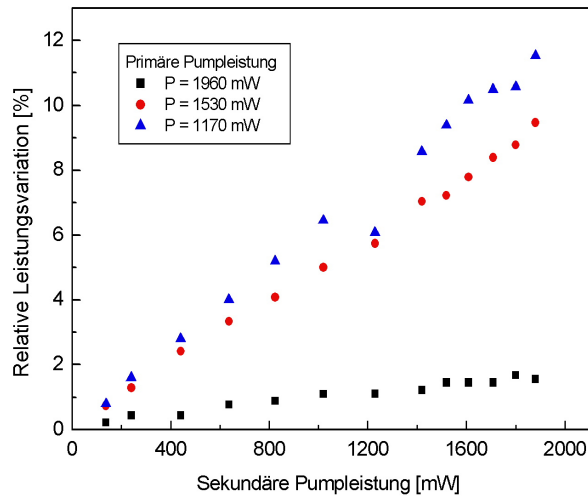


Abbildung 5.10: Pumpschema A - Relative Variation der Ausgangsleistung

B. Die relativen Leistungsänderungen wurden für vier ideal eingekoppelte Pumpleistungen (Primärdiode) bestimmt.

Die Messungen zeigten, dass auch bei verringerter dejustiert eingekoppelter Leistung, die nahezu gleich auf die beiden Teilstrahlen A und B aufgeteilt war, ein tendenziell gleiches Verhalten zu beobachten war. Der relative Leistungszuwachs nahm mit einer Zunahme der differentiellen Lasereffizienz zu.

Abbildung 5.12 zeigt die relative Änderung der Laserleistung im Pumpschema F. In diesem Fall wurde die sekundäre Pumpstrahlung so eingekoppelt, dass sie das Modenvolumen des Lasers nicht kreuzen sollte. Die relative Änderung der Ausgangsleistung zeigte auch in diesem Fall ein wie zuvor beschriebenes Verhalten und nur geringfügig kleinere Werte als im Pumpschema A und B (Vergleich bei gleichen dejustiert eingekoppelten Leistungen).

Im verwendeten Messaufbau konnte nicht ausgeschlossen werden, dass der eingekoppelte Teilstrahl A, dessen Position im Laserkristall durch Justage mit der Position des Teilstrahls B vertauscht wurde, das Lasermodevolumen kreuzte. Die Parallelität zwischen Primärpumpstrahl und Sekundärpumpstrahl ist auch bei optimierter Einkopplung des Primärpumpstrahls kein hinreichendes Kriterium für ein Nicht-Überschneiden von Modenvolumen und Sekundärpumpstrahl wenn die Absorptionslänge der Primärpumpstrahlung klein ist. Je kürzer die Absorptionslänge der Primärpumpstrahlung, desto weniger beeinflusst ein Winkelversatz zwischen Primärpumpvolumen und Lasermodevolumen die maximale Lasereffizienz. Zur Optimierung der Pumpstrahlungseinkopplung (primär) wurde die La-

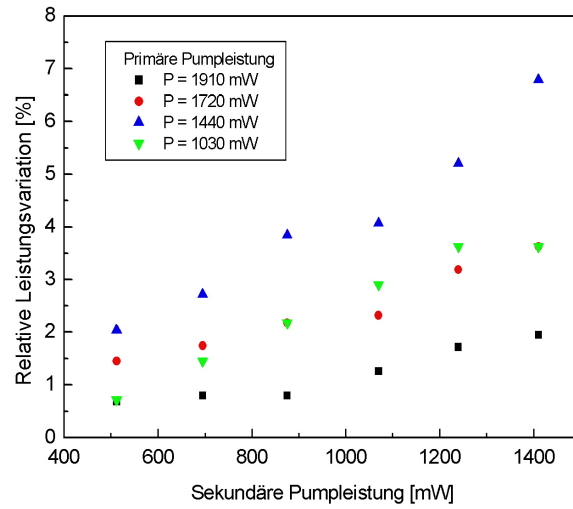


Abbildung 5.11: Pumpschema B - Relative Variation der Ausgangsleistung

sereffizienz maximiert.

Beam-Pointing

Die Einkopplung der Sekundärpumpstrahlung beeinflusst die Temperaturverteilung in der Umgebung des Lasermoden. Eine unsymmetrische Einkopplung (relativ zum Lasermodevolumen) sollte daher ein Beam-Pointing induzieren. Dieses Beam-Pointing wurde für alle aufgezeigten Pumpschemata mit Hilfe einer CCD-Kamera vermessen. Die Strahllageänderungen wurden in einer Entfernung von $l = 1055 \text{ mm}$ zum Laserkristall gemessen und hieraus das Beam-Pointing berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Der Strahldurchmesser auf dem CCD-Chip der Kamera betrug:

$$\begin{aligned}
 D_{Horizontal} &= 2105.88 \pm 3.31 \mu\text{m} \\
 D_{Vertikal} &= 1947.18 \pm 5.40 \mu\text{m}
 \end{aligned}
 \tag{5.13}$$

Das zentrale Ergebnis dieser Messungen ist: das Beam-Pointing war selbst bei sehr großen Frequenzverschiebungen von $\Delta f = 5.2 \text{ GHz}$ (Pumpschema A) mit $\Delta\alpha = 35.4 \mu\text{rad}$ klein. Im Falle des Pumpschemas B, also bei etwa gleichen Leistungen im Teilstrahl A und B, betrug das Beam-Pointing $\Delta\alpha = 17.9 \mu\text{rad}$ bei einer Frequenzverschiebung von $\Delta f \simeq 2.6 \text{ GHz}$. Dies bedeutet eine Verschiebung des Strahls (hervorgerufen durch ei-

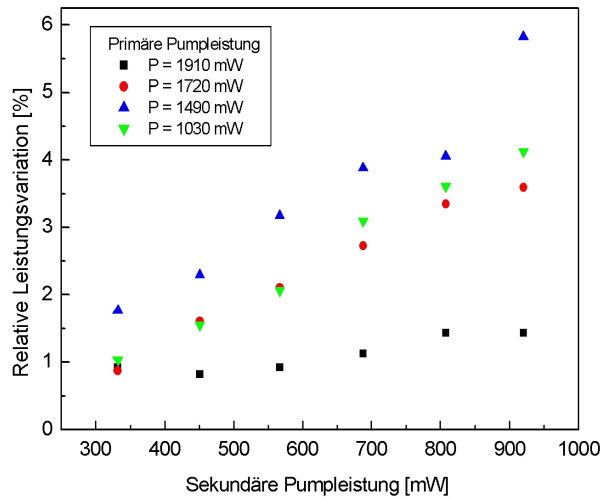


Abbildung 5.12: Pumpschema F - Relative Variation der Ausgangsleistung

| Schema | $\Delta s_{horizontal}[\mu m]$ | $\Delta s_{vertikal}[\mu m]$ | $\Delta\alpha[\mu rad]$ |
|--------|--------------------------------|------------------------------|-------------------------|
| A | 30.1 ± 2.5 | 22.2 ± 2.7 | 35.4 |
| B | 9.7 ± 3 | 16.2 ± 3.2 | 17.9 |
| C | 11.7 ± 3.1 | 4.3 ± 2.6 | 11.8 |
| D | 4.3 ± 3.2 | 5.1 ± 2.5 | 6.4 |
| E | 33.2 ± 2.7 | 9.9 ± 3.2 | 32.8 |
| F | 13.8 ± 2.8 | 32.9 ± 3.8 | 33.8 |

Tabelle 5.3: Beam-Pointing

ne Variation im Abstrahlwinkel) um etwa 0.85 % des Strahldurchmessers (horizontal) bei einer Frequenzverschiebung von $\Delta f \simeq 2.6$ GHz. Im Pumpschema D wurde eine Frequenzverschiebung von $\Delta f \simeq 1.28$ GHz mit einem Beam-Pointing von $\Delta\alpha = 6.4 \mu rad$ gemessen.

Es ist anzunehmen, dass das Beam-Pointing, wie die Frequenzverschiebung, näherungsweise linear mit der eingekoppelten dejustierten Pumpleistung skaliert. In einer Arbeit von *V. Quetschke* [74] ist ein Beam-Pointing von $1 \cdot 10^{-4}$ Strahldurchmesser pro 1 MHz Frequenzverschiebung bei Frequenzabstimmung mit einer auf dem Laserkristall aufgeklebten Piezokeramik veröffentlicht. Durch lineare Extrapolation des am *MEPHISTO* Ringlaser gemessenen Beam-Pointings ergibt sich ein Wert von etwa $3.3 \cdot 10^{-6}$ Strahldurchmesser pro 1 MHz Frequenzverschiebung. Das in dieser Arbeit gemessene Beam-Pointing (Pumpschema B) ist somit ca. 30 mal kleiner als bei Frequenzabstimmung mit aufgeklebter Piezokeramik.

Die Einkopplung der sekundären Pumpstrahlung führte zu einer signifikanter Ausweitung des modensprungfreien Abstimmereiches. Dieser konnte bei ca. 1.5 % Ausgangsleistungsvariation von $\Delta f \simeq 6.9$ GHz (ausschließliche Variation der Laserkristalltemperatur) auf $\Delta f \simeq 10.2$ GHz (Variation der Laserkristalltemperatur *und* Einkopplung der Sekundärpumpstrahlung) ausgeweitet werden.

Sofern kleine Leistungsvariationen bei einer Frequenzstabilisierung monolithischer Ringlaser vertretbar sind, zeigt das vorgestellte Pumpkonzept eine möglicherweise vielversprechende Alternative zur Frequenzstabilisierung und Frequenzabstimmung mittels aufgeklebter Piezokeramiken auf. Eine simultane Rückkopplung auf Primär- und Sekundärdiode sollte die Ausgangsleistungsvariation kompensieren. Zur abschließenden Beurteilung müssen jedoch in weiterführenden Untersuchungen die Bandbreite einer Frequenzstabilisierung durch dejustiert eingekoppelte Pumpleistung und die Justageempfindlichkeit charakterisiert werden.

Die demonstrierte starke Entkopplung von Frequenzhub und Ausgangsleistungsvariation zeigt eine Möglichkeit auf, sowohl die Laserfrequenz als auch die Laserleistung monolithischer Ringlaser ausschließlich über eine Rückkopplung auf ihre Pumpquellen (Leistung=Primärdiode und Frequenz=Sekundärdiode) zu regeln.

5.4 Frequenzabstimmung mit Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm

In allen in dieser Arbeit zuvor dargestellten Messungen wurden Pumplaserdioden verwendet, deren Emissionsspektrum etwa um die Wellenlänge $\lambda \approx 806 - 808$ nm zentriert war. Da zu größeren Wellenlängen keine ähnlich ausgeprägten Absorptionen von Nd:YAG vorliegen, ist durch die Wahl dieses Wellenlängenbereiches ein effizientes Pumpen mit möglichst geringem Quantendefekt möglich. Dies gilt aber streng nur bei der vorliegenden Dotierung mit 1% Nd. Neuere Arbeiten von *Pavel, Lupei* und *Taira* [93, 94] zeigen die Möglichkeit zum effizienten Pumpen von hochdotiertem Nd:YAG im Wellenlängenbereich von $\lambda \approx 885$ nm auf.

Das laseraktive Material Nd:YAG zeigt auch bei Wellenlängen unterhalb von 800 nm signifikante Absorption. Im Wellenlängenbereich von ca. $\lambda \simeq 330 - 350$ nm (${}^2I_{13/2} + {}^4D_{7/2} + {}^2I_{11/2} + {}^2L_{17/2} + {}^4D_{3/2} + {}^4D_{5/2} + {}^4D_{1/2} + {}^2L_{15/2}$) [92, 95], $\lambda \simeq 510 - 530$ nm (${}^2K_{13/2} + {}^4G_{7/2} + {}^2G_{9/2}$) [92, 95], $\lambda \simeq 590$ nm (${}^4G_{5/2} + {}^2G_{7/2}$) [92, 95] und $\lambda \simeq 750$ nm (${}^4F_{7/2} + {}^4S_{3/2}$) [92, 95] liegen starke Absorptionen vor.

Ist die Übergangswahrscheinlichkeit aus diesen Niveaus in das ${}^4F_{3/2}$ Niveau klein, so ist der Wärmeeintrag in den Laserkristall um so größer, je stärker das entsprechende Ni-

veau strahlungslos, oder radiativ mit anschließender Reabsorption, in den Grundzustand relaxiert ohne die Besetzung des ${}^4F_{3/2}$ Niveaus zu erhöhen.

In frühen Arbeiten zu monolithischen Ringlasern wurden einige dieser Wellenlängen in Ermangelung ausreichend leistungsstarker Laserdioden im Wellenbereich um $\lambda \simeq 800$ nm zum Pumpen verwendet (z.B. $\lambda = 514.5$ nm [1] und $\lambda = 590$ nm [5]).

Es ist zu erwarten, dass bei der *zusätzlichen* Einkopplung von Pumpstrahlung mit einer geeignet gewählten Wellenlänge von $\lambda < 808$ nm, wie im Falle des vorgestellten Zwei-Dioden-Pumpkonzeptes, lokales optisches Heizen im Pumpvolumen mit resultierender verstärkter Entkopplung von Frequenzhub und Ausgangsleistungsvariation möglich sein sollte. Die Wellenlänge der zusätzlich eingekoppelten Pumpstrahlung sollte hierzu so gewählt werden, dass die Absorptionslänge möglichst klein ist, die Übergangswahrscheinlichkeit aus dem Pumpniveau in das ${}^4F_{3/2}$ Niveau klein ist und ein möglichst großer Anteil der durch die zusätzliche Pumpstrahlung angeregten Nd^{3+} Ionen nicht radiativ relaxiert.

Im Experiment konnte durch die zusätzliche kollineare Einkopplung der Strahlung eines Laserpointers mit einer Ausgangsleistung von $P \simeq 5$ mW und einer Wellenlänge von $\lambda = 532$ nm ein kleiner Frequenzhub von $\Delta f \simeq 20$ MHz in der Ausgangsstrahlung eines monolithischen Ringlasers beobachtet werden. Hierdurch motiviert wurden weiterführende Versuche mit zwei leistungsstärkeren Lasern der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm durchgeführt. Diese Strahlquellen (*PROMETHEUS Product Line, P50 und P100, InnoLight GmbH*) stellten optische Leistungen von $P = 16$ mW (P50) und $P = 48$ mW (P100)¹ bei der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm am Ort des monolithischen Ringlasers zur Verfügung. Die folgenden Abschnitte fassen die Ergebnisse zur Frequenzabstimmung und der Entkopplung von Frequenzhub und Ausgangsleistungsvariation zusammen. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse zeigen erstmals Ergebnisse für Zwei-Farben-gepumpte monolithische Ringlaser.

5.4.1 Experiment

Die Strahlung der P50 und P100 Lasersysteme wurde jeweils über zwei hochreflektierende Spiegel und einem dichroitischen Spiegel kollinear zum Pumplicht der Wellenlänge $\lambda \simeq 808$ nm in den monolithischen Ringlaser gekoppelt. Der dichroitische Spiegel war zwischen Kollimations- und Fokussierlinse der gewöhnlichen Pumpoptik platziert, wodurch die Fokussierlinse beide Pumpstrahlungsquellen in den Laserkristall abbildet. Abbildung 5.13 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Die Justage der zusätzlich eingekoppelten Pumpstrahlung erfolgte durch Justage der hochreflektierenden Spiegel, so dass der im Kristall umlaufende Sekundärpumpstrahl am Eintrittspunkt wieder aus dem Laserkristall

¹Für die Lasersysteme wurden Umlenkspiegel mit verschiedenen Reflektivitäten verwendet

austrat. Die Beschichtung des verwendeten Ringlasers zeigte eine gemessene Reflektivität von 3.4 % für das sekundäre Pumplicht, welches somit effizient in den Laserkristall eingekoppelt werden konnte. Die Laserschwelle der primären Pumpdiode wurde bei einem Pumpstrom von $I_{Schwelle} = 500$ mA erreicht, die Steigung der Diodenkennlinie (gemessen am Ort des Laserkristalls) betrug 0.75 mW/mA (bestimmt durch die Transmission des verwendeten dichroitischen Spiegels, siehe Abbildung 5.13).

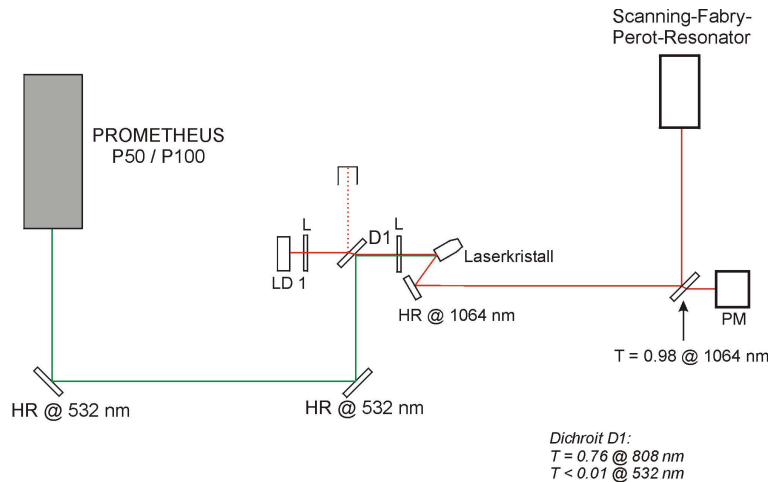


Abbildung 5.13: Aufbau zum Zweifarben-Pumpen mit Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm und $\lambda = 808$ nm

5.4.2 Ergebnisse

Frequenzabstimmung

Durch die Einkopplung von $P = 48$ mW Leistung (am Ort des Laserkristalls) der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm wurde die Frequenz der Laserstrahlung um $\Delta f \simeq 250$ MHz und durch Einkopplung von $P = 16$ mW um $f \simeq 60$ MHz reduziert. Zur Messung der Frequenzverschiebungen wurde ein Teil der Laserstrahlung in einen *Scanning-Fabry-Perot* Resonator mit einem freien Spektralbereich von $FSR = 2$ GHz eingekoppelt und die Frequenzverschiebung mit einem Oszilloskop beobachtet. Der Fehler der gemessenen Frequenzverschiebung betrug $\Delta f \simeq \pm 5$ MHz (P50) und $\Delta f \simeq \pm 10$ MHz (P100).

Zur Charakterisierung der Frequenzverschiebung wurde auch hier ein Frequenzabstimmkoeffizient definiert, der die Frequenzverschiebung pro eingekoppelter Pumpleistung $\Delta f / \Delta P$ der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm beschreibt.

Die gemessenen Frequenzabstimmkoeffizienten waren im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von der primär eingekoppelten Pumpleistung. Mit dem P50 Lasersystem wurde

ein Frequenzabstimmkoeffizient von

$$\frac{\Delta f}{\Delta I} > -15.8 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}} \quad (5.14)$$

und mit dem P100 Lasersystem von

$$\frac{\Delta f}{\Delta I} \simeq -27.8 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}} \quad @ \quad P_{\text{Primär}} = 1160 \text{ mW} \quad (5.15)$$

gemessen.

Einfluss auf Laserleistung

Wurde die sekundäre Pumpstrahlung zusätzlich in den Laserkristall eingekoppelt, so variierte die Laserfrequenz wie auch die Leistung der Laserstrahlung. Das Verhältnis aus Frequenz- und Leistungsvariation ist in Abbildung 5.14 (a) dargestellt. Der Frequenzhub von $\Delta f = 60 \text{ MHz}$ (P-50 Lasersystem) war im Rahmen der Messgenauigkeit ($\Delta f = \pm 5 \text{ MHz}$) unabhängig von der primären Pumpleistung (und damit unabhängig vom Pumpstrom der Laserdiode). Die in (b) dargestellten Messpunkte zeigen, 10-fach überhöht, das Verhältnis von Frequenz- und Leistungshub bei Variation der Stroms der Primärpumpdiode. Der Frequenzhub betrug jeweils, wie zuvor, $\Delta f = 60 \text{ MHz}$. Beide Kurven zeigen eine analog ausgeprägte Abhängigkeit von der Pumpleistung der Primärpumpdiode. Dieses Verhalten ist im Detail erst mit dem in Kapitel 5.7 dargestellten Modell zum Stromabstimmkoeffizienten und seiner Abhängigkeit von der differentiellen Lasereffizienz ($dP_{\text{Laser}}/dI_{\text{Pumpdiode}}$) verständlich. Der Frequenzhub nahm mit steigender differentieller Lasereffizienz ab (und umgekehrt), der Leistungshub nahm mit steigender differentieller Lasereffizienz zu (und umgekehrt).

Das Verhältnis aus Frequenzhub und Ausgangsleistungsvariation war, bei jeweils gleichem Frequenzhub und über die gesamte Messkurve betrachtet, für Variationen der sekundären Pumpleistung 5 – 28 mal größer als bei Leistungsvariation der primären Pumpstrahlung.

Abbildung 5.15 zeigt die gemessene relative Ausgangsleistungsvariation bei zusätzlicher Einkopplung von Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und der Leistung $P = 16 \text{ mW}$ (P50 Lasersystem) in Abhängigkeit der primär eingekoppelten Pumpleistung ($\lambda \simeq 808 \text{ nm}$). Direkt oberhalb der Laserschwelle zeigte sich erwartungsgemäß ein hoher relativer Leistungszuwachs, der zu großen primär eingekoppelten Leistungen auf ca. 0.2 % abfiel.

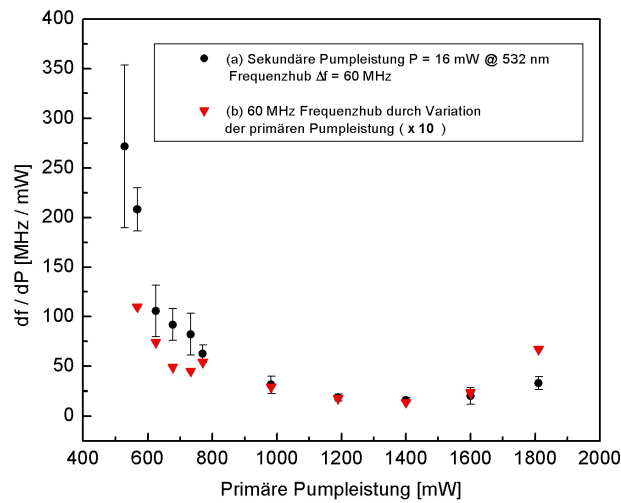


Abbildung 5.14: Frequenzhub pro Ausgangsleistungsvariation. (a): Variation der sekundären Pumpleistung (b): Variation der primären Pumpleistung, 10-fach überhöht dargestellt

Abbildung 5.16 zeigt die gemessenen absoluten Variationen der Laserleistung bei zusätzlicher Einkopplung von Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und der Leistung $P = 16 \text{ mW}$ (P50 Lasersystem) in Abhängigkeit der primären Pumpleistung (Wellenlänge $\lambda \simeq 808 \text{ nm}$). Der absolute Leistungszuwachs variierte stark mit der primären Pumpleistung. Von der Laserschwelle bei ca. $P = 550 \text{ mW}$ bis zu einer Pumpleistung von ca. $P = 1400 \text{ mW}$ wurde ein Anstieg des absoluten Leistungszuwachses von mehr als einer Größenordnung beobachtet ($\Delta P = 0.23 \text{ mW} - \Delta P = 3.8 \text{ mW}$).

Die Variation im absoluten Leistungszuwachs wird auf die Variation der differentiellen Lasereffizienz (siehe Kapitel 5.7) zurückgeführt.

Neben dem Einfluss der differentiellen Lasereffizienz auf den beobachteten absoluten Leistungszuwachs beeinflussen drei weitere untergeordnete Prozesse die Ausgangsleistungsvariation bei Einkopplung der sekundären Pumpstrahlung. Diese Prozesse sind im folgenden aufgelistet:

- *Reduktion der Ausgangsleistung bei Anstieg der primären (808 nm) Pumpleistung*

Eine Erhöhung der Reflektivität der Kristallbeschichtung für Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 808 \text{ nm}$ durch Absorption von Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ reduziert die Laserausgangsleistung. Experimente zum Einfluss der Temperatur des Laserkristalls auf die Beschichtungsreflektivität zeigten einen

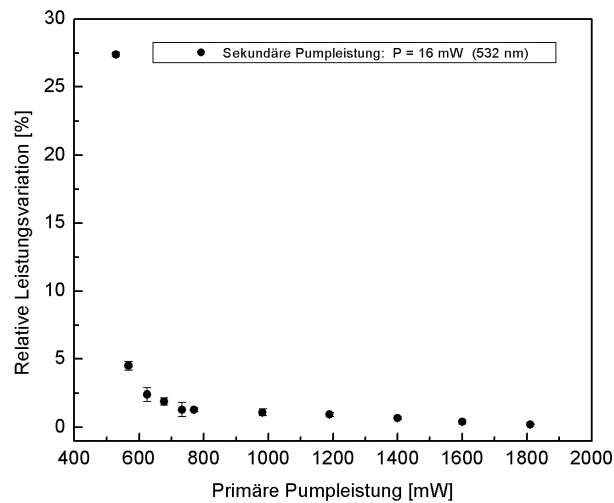


Abbildung 5.15: Relative Ausgangsleistungsvariation

Zuwachs der reflektierten Pumpleistung bei Erhöhung der Laserkristalltemperatur. Diese Messung ist im Anhang D dargestellt.

- *Reduktion der Ausgangsleistung bei Anstieg der primären (808 nm) Pumpleistung*

Durch *excited-state-absorption* (hier ${}^4F_{3/2} - {}^4D_{4/2}$) wird sowohl die Laserschwelle als auch die differentielle Lasereffizienz reduziert [96]

- *Leistungszuwachs, unabhängig von der primäre Pumpleistung*

Hervorgerufen durch Absorption der 532 nm Pumpstrahlung und Relaxation in das ${}^4F_{3/2}$ Niveau.

5.5 Frequenzabstimmung mit Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 473.1 \text{ nm}$

Für das Lasermedium Nd:YAG sind pumpstrahlungsinduzierte elektronische Übergänge aus dem oberen Laserniveau ${}^4F_{3/2}$ in energetisch höherliegende Zustände bekannt [92]. Übergänge mit dem oberen Laserniveau als Ausgangsniveau werden als *excited - state - absorption* bezeichnet. *Guyot et al.* [96] demonstrierten eine ausgeprägte Raumtemperatur *excited-state-absorption* im Wellenlängenbereich um $\lambda = 470 \text{ nm}$ (${}^4F_{3/2} - {}^2H_{9/2}$). Die den Übergängen zugeordneten Wellenlängen sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

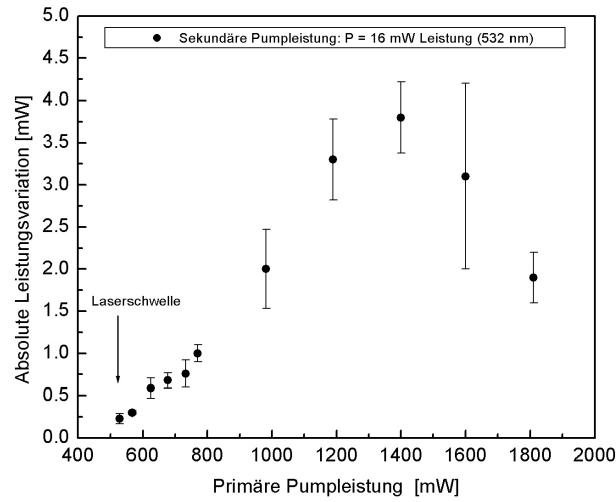


Abbildung 5.16: Absolute Ausgangsleistungsvariation

| | | | |
|---------------|-----------------|-------------------------------|-------------------------------|
| | | ${}^4F_{3/2}$ 11424 cm^{-1} | ${}^4F_{3/2}$ 11512 cm^{-1} |
| ${}^2H_{9/2}$ | 32613 cm^{-1} | 472.01 nm | 473.91 nm |
| ${}^2H_{9/2}$ | 32662 cm^{-1} | 470.92 nm | 472.81 nm |
| ${}^2H_{9/2}$ | 32745 cm^{-1} | 469.08 nm | 470.96 nm |
| ${}^2H_{9/2}$ | 32802 cm^{-1} | 467.83 nm | 469.70 nm |
| ${}^2H_{9/2}$ | 32840 cm^{-1} | 467.01 nm | 468.86 nm |

Tabelle 5.4: ESA ${}^4F_{3/2} - {}^2H_{9/2}$

Abbildung 5.17 zeigt das *excited-state-absorption* Spektrum von Nd:YAG im Wellenlängenbereich um $\lambda = 470$ nm. Der veröffentlichte Absorptionsquerschnitt für die stärkste Absorptionslinie ($\lambda = 470.9$ nm) beträgt:

$$\sigma_{ESA} (470.9 \text{ nm}) = 3.6 (\pm 1.2) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (5.16)$$

Wird Pumplicht einer geeignet gewählten Wellenlänge (siehe Tabelle 5.4) zusätzlich in das Pumpvolumen des monolithischen Ringlaser gekoppelt, so folgt ein effektiver Wärmeeintrag, wenn das gepumpte ${}^2H_{9/2}$ Niveau ausgeprägt nicht radiativ relaxiert.

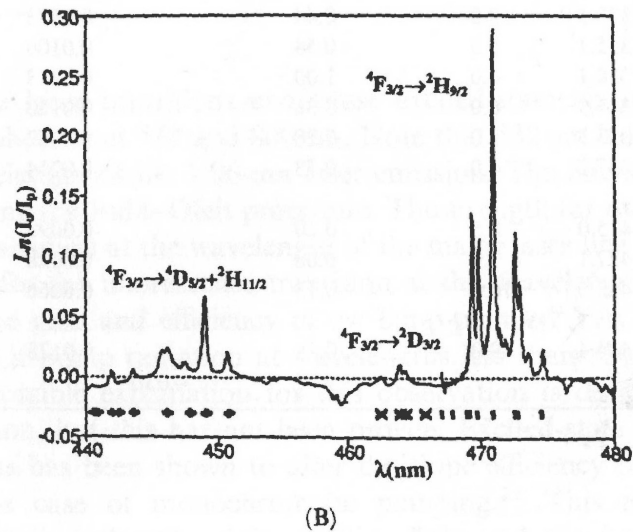


Abbildung 5.17: *Excited-state-absorption* im Wellenlängenbereich um $\lambda = 470$ nm

5.5.1 Experiment

Als Pumpstrahlungsquelle diente ein resonant-frequenzverdoppelter Nd:YAG Ringlaser (*InnoLight GmbH*) mit einer Wellenlänge von $\lambda = 473.1$ nm und einer Ausgangsleistung von $P > 50$ mW. Diese Wellenlänge war der beschriebenen *excited-state-absorption* allerdings nur schwach angepasst. Eine alternative Strahlquelle stand für die Versuche jedoch nicht zur Verfügung.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Anders als im Falle der zusätzlich eingekoppelten 532 nm Pumpstrahlung wurde hier das 473.1 nm Pumplicht über zwei Aluminium-bedampfte Spiegel in die andere Umlaufrichtung des monolithischen Ringlasers gepumpt. Ein zur kollinearen Einkopplung benötigter dichroitischer Spiegel stand nicht zur Verfügung.

5.5.2 Ergebnisse

Bei Einkopplung der zusätzlichen Pumpstrahlung konnte eine Frequenzverschiebung von:

$$\Delta f = (80 \pm 5) \text{ MHz} \quad (5.17)$$

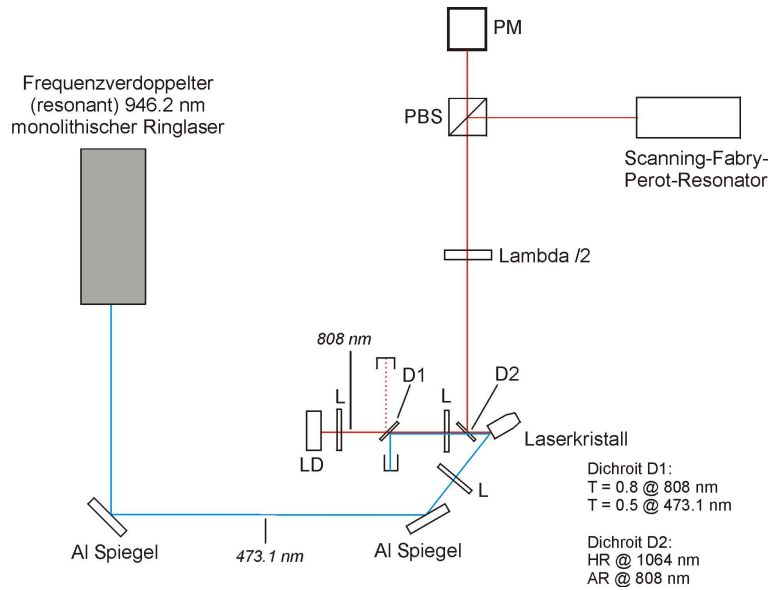


Abbildung 5.18: Experimenteller Aufbau zum Zweifarben-Pumpen mit $\lambda = 808$ nm und $\lambda = 473.1$ nm

beobachtet werden. Die sekundäre Pumpleistung betrug $P = 51$ mW (gemessen zwischen den Al-Spiegeln). Zur Fokussierung der Pumpstrahlung in den Laserkristall wurde eine unbeschichtete plan-convex Linse mit einer Brennweite von $f = 40$ mm verwendet. Die Transmission der Laserkristallbeschichtung bei der Wellenlänge $\lambda = 473.1$ nm war $\simeq 0.94$. Der gemessene Frequenzhub war, im Rahmen der Messgenauigkeit, unabhängig von der bei der Wellenlänge $\lambda \simeq 808$ nm eingekoppelten Pumpleistung. Bei einer Pumpleistung von $P_{808\text{ nm}} = 1.95$ Watt betrug die gemessene Ausgangsleistungsvariation des monolithischen Ringlasers:

$$\Delta P < +2 \text{ mW} \quad @ \quad P_{1064 \text{ nm}} = 824 \text{ mW} \quad (5.18)$$

Aufgrund der nur geringen, aber in jedem Falle positiven, Ausgangsleistungsvariation kann für die relative Änderung der Ausgangsleistung nur eine obere Grenze angegeben werden. Sie beträgt:

$$\Delta P_{rel} < 0.24 \% \quad (5.19)$$

Der Leistungszuwachs ist durch ESA nicht zu erklären. Eine Absorption von Pumplicht der Wellenlänge $\lambda = 473.1$ nm in der Kristallbeschichtung oder einer Verschmutzung auf

der Beschichtung kann als Ursache für eine Leistungssteigerung ausgeschlossen werden. Wie im Anhang D erläutert, hätte die Absorption von Pumplicht auf oder in der Beschichtung einen Reflektivitätsanstieg der Beschichtung zur Folge. Die Ausgangsleistungsänderung müsste negativ ausfallen.

Nd:YAG weist bei dieser Wellenlänge eine nur sehr kleine Absorption auf. Der Absorptionskoeffizient beträgt etwa:

$$\alpha_{abs} \simeq 15.6 \text{ cm}^{-1} [95] \quad (5.20)$$

Aufgrund der hieraus resultierenden großen Absorptionslänge im Nd:YAG wird nur ein kleiner Teil der sekundären Pumpstrahlung durch direkte Absorption im Kristall deponiert ($\simeq 16$ %). Berücksichtigt man die Reflektivität von ca. 90 % für die Aluminiumbedampften Spiegel, einen Verlust an der Fokussierlinse von ca. 3 % und die Transmission der Laserkristallbeschichtung von $\simeq 0.94$, so werden im Kristall $P_{abs} \simeq 6.3$ mW Pumpleistung absorbiert. Hieraus folgt ein Frequenzabstimmkoeffizient (bezogen auf die direkte Absorption) von

$$\frac{\Delta f}{\Delta P} \simeq -12.7 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}} \quad (5.21)$$

Eine Verschiebung der Sekundärpumpwellenlänge von $\lambda = 473.1$ nm in Richtung stärkerer *excited-state-absorption* sollte den beobachteten Leistungszuwachs reduzieren und die Entkopplung von Frequenzhub und Laserleistungsvariation weiter verstärken. Mit dem beschriebenen Lasersystem war dies jedoch nicht möglich. *Guyot et al.* [96] beschreiben eine deutlich stärkere *excited-state-absorption* im Wellenlängenbereich um $\lambda = 620$ nm. Als größter Absorptionsquerschnitt wird:

$$\sigma_{ESA} (619.4 \text{ nm}) = 10.8 (\pm 3.3) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (5.22)$$

genannt. Sekundäres Pumpen mit einer Pumpwellenlänge in diesem Frequenzbereich sollte auch zu einer verstärkten Entkopplung von Frequenzhub und Laserleistungsvariation führen.

Die dargestellten Messungen zur Entkopplung von Frequenzhub und Ausgangsleistungsvariation zeigen neue *Ansätze* zur Frequenz- und Leistungsstabilisierung monolithischer Ringlaser auf. Aufgrund des vergleichsweise einfachen Aufbaus zeigt das gezielt dejustierte sekundäre Pumpen, im Vergleich zu den beschriebenen Zwei-Farben-Pumpkonzepten,

großes Potential zur Entkopplung von Frequenzhub und Laserleistungsvariation.

5.6 Modellierung des Stromabstimmkoeffizienten

Der Stromabstimmkoeffizient beschreibt die Frequenzverschiebung in der Laserstrahlung eines Laserdioden-gepumpten monolithischen Ringlasers in Abhängigkeit einer Laserdiodenstromvariation. In diesem Abschnitt wird die Finite-Elemente-Simulation des Stromabstimmkoeffizienten am Beispiel der ETR Laserkristallgeometrie vorgestellt, die sowohl im Referenz-Laser (RL) als auch im Seed-Laser (SL) des Referenz-Laser-Heads (RLH) eingesetzt wurden. Als Modellierungswerkzeug diente das seit vielen Jahren in der Thermalanalyse etablierte Finite-Elemente-Programm *ANSYS*. Die Grundlagen, Randbedingungen und Ergebnisse des Modells werden vorgestellt und mit experimentell ermittelten Werten verglichen.

5.6.1 Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes

Das Material des Laserkristalls (Nd:YAG) kann im unbelasteten Zustand als homogen und isotrop angesehen werden. Unter mechanischer sowie thermischer Belastung wird diese Homogenität aufgehoben und der lokale Brechungsindex muss in Abhängigkeit der lokalen Spannung und Temperatur beschrieben werden.

Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes kann mit folgender Gleichung beschrieben werden [97]:

$$n_T(T) = n_{T,0} + \frac{\partial n}{\partial T} (T - T_0) \quad (5.23)$$

Für die Variation des Brechungsindexes mit der Temperatur gilt weiter [98]:

$$\frac{\partial n}{\partial T} = (-3.5 + 0.05458 T - 0.00005 T^2) \cdot 10^{-6} \quad (5.24)$$

Der mittlere temperaturabhängige Anteil des Brechungsindexes auf einem Pfad der Länge L im Lasermedium ist somit:

$$\langle n_T(T) \rangle = \frac{1}{L} \int_L \left(n_{T,0} + \frac{\partial n}{\partial T}(T(l)) (T(l) - T_0) \right) dl \quad (5.25)$$

Das Finite-Elemente-Modell des Laserkristalls wird nur für Pumpleistungen unterhalb

von 1 W betrachtet. In diesem Fall kann der spannungsabhängige Anteil des Brechungsindex (Spannungsdoppelbrechung) vernachlässigt werden.

5.6.2 Variation der optischen Weglänge im Laserkristall

Die Frequenz der im monolithischen Ringlaser generierten Laserstrahlung kann durch die Gleichung:

$$f \simeq \frac{cq}{\langle n(T) \rangle_T L} \quad (5.26)$$

genähert werden. Hierbei ist q das Verhältnis aus optischer Weglänge im Laserkristall und der Laserwellenlänge, c die Lichtgeschwindigkeit, $\langle n(T) \rangle_T$ der über dem Umlaufpfad im Laserkristall gemittelte Brechungsindex und L die geometrische Länge des Umlaufpfades im Laserkristall (geometrische Resonatorlänge). Das Produkt $\langle n(T) \rangle_T L$ beschreibt die optische Länge des Laserresonators. Eine detaillierte Analyse der Frequenz und Frequenzverschiebung der Laserstrahlung eines monolithischen Ringlaser wird ausführlich im Kapitel 5.7 dargestellt.

Wird die in den Laserkristall eingestrahlte Pumpleistung variiert, so führt dies aufgrund der thermischen Ausdehnung und der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zu einer Änderung der optischen Weglänge im Kristall. Aus einer Änderung der deponierten Heizleistung resultiert eine Änderung der optischen Resonatorlänge. Es gilt:

$$\frac{dL_{\text{optisch}}}{dP_{\text{Heat}}} \simeq \frac{1}{L} \int_L \left(\frac{dn}{dP_{\text{Heat}}} \frac{1}{n} \right) dl + \frac{dL}{dP_{\text{Heat}}} \frac{1}{L} \quad (5.27)$$

Somit gilt für die Frequenzverschiebung bei Variation der Heizleistung:

$$\frac{df}{dP_{\text{Heat}}} \simeq -\frac{cq}{L_{\text{optisch}}} \frac{1}{L} \int_L \left(\frac{dn}{dP_{\text{Heat}}} \frac{1}{n} \right) dl + \frac{dL}{dP_{\text{Heat}}} \frac{1}{L} \quad (5.28)$$

Ist der Zusammenhang zwischen Heizleistung und Pumpstrom bekannt, so folgt aus Gleichung 5.28 direkt der Stromabstimmkoeffizient für endliche Pumpstromvariationen:

$$\frac{\Delta f}{\Delta I} \simeq -\frac{f_{\text{Laser}}}{\Delta I} \int_L \left(\frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L} \right) dl \quad (5.29)$$

Gleichung 5.29 beschreibt näherungsweise (siehe Abschnitt 5.7) die pumpstromabhängige Verschiebung der Laserfrequenz monolithischer Ringlaser *bei kleinen Pumpleistungen, konstanter differentieller Lasereffizienz und sehr langsamer Pumpstromvariation*. Die über den Umlaufpfad im Laserkristall gemittelte relative Änderung des Brechungsindex und die relative Änderung der geometrischen Resonatorlänge werden im Finite-Elemente-Modell über die Temperaturverteilung entlang des Umlaufpfades im Laserkristall bestimmt. Die Dehnung des Umlaufpfades wird mit Hilfe des thermischen Ausdehnungskoeffizienten beschrieben:

$$\frac{\Delta L}{L} \simeq CTE \langle \Delta T \rangle_L \quad (5.30)$$

Der Ausdruck $\langle \Delta T \rangle_L$ beschreibt die über den Umlaufpfad gemittelte Variation der lokalen Temperatur im Laserkristall. Die Gleichung setzt kleine Variationen der Spannungen im Laserkristall bei der endlichen Pumpstromvariation ΔI voraus.

5.6.3 Modellierung

Berechnung der Absorptionslänge

Unter der Voraussetzung linearer Absorption kann die auf die Einheitsfläche bezogene Pumpleistungsdichte mit der folgenden Gleichung beschrieben werden.

$$I(z) = \exp\left(-\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} abs(\lambda) em_{nor}(\lambda) d\lambda\right) z \quad (5.31)$$

Hierbei ist $abs(\lambda)$ der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient von Nd:YAG, $em_{nor}(\lambda)$ die auf Eins normierte (Integral) spektrale Verteilung der Pumpdiodenemission und z der Abstand zur Kristallfront.

Die Intensität des auf den Kristall auftreffenden Pumplichtes ist hierbei auf Eins normiert. Mit diesem Ansatz wurde die Absorptionslänge für das Pumplicht der verwendeten Laserdiode bestimmt ($\lambda_{Zentral} = 805.3$ nm, $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.87$ nm). Die mit diesem Ansatz berechnete Absorptionslänge betrug $l_{abs} = 2.44$ mm.

Berechnung der Pumplichtverteilung

Ausgangspunkt zur Berechnung der Pumplichtverteilung im Laserkristall war die Modellierung der Pumpoptik, bestehend aus Pumplaserdiodenfacette ($200 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$),

Fast-Axis Kollimationslinse (Zylinderlinse), Kollimationslinse (plan-convex), Fokussierlinse (plan-convex) und Laserkristalls mit dem Programm ZEMAX. Die Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung wurde auf 17 äquidistanten Ebenen bis in 4 mm Eindringtiefe im Laserkristall in Abständen von jeweils 0.25 mm orthogonal zur Ausbreitungsrichtung bestimmt. Die Abstrahlcharakteristik der Laserdiodenfacette wurde mit einem Strahlpropagationsfaktor von $M_y^2 = 1$ (slow-axis) und $M_x^2 = 6.8$ (fast-axis) modelliert. Abbildung 5.19 zeigt die berechnete Intensitätsverteilung auf der Frontseite des Laserkristalls.

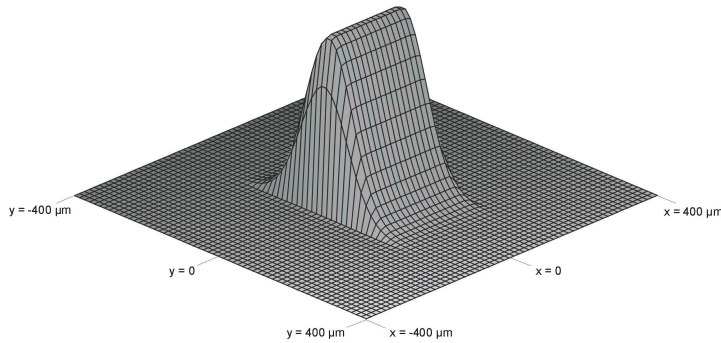


Abbildung 5.19: Simulation der auf den Laserkristall auftreffenden Pumplichtverteilung

Die Intensitätsverteilung des Pumplichtes wird bei Propagation des Pumplichtes im Laserkristall aufgeweitet. Dies führt zu einer Verringerung der Spitzenintensität um etwa 15 % bis zur Absorptionslänge. Da ein Großteil der Laserleistung bis zu dieser Eindringtiefe absorbiert ist, ist es gerechtfertigt die Pumplichtverteilung in der weiteren Diskussion als unabhängig von der Eindringtiefe anzusetzen. Die in der Laserdiode integrierte Zylinderlinse ermöglichte vergleichbare Halbwertsbreiten (FWHM) der Pumplichtintensitätsverteilung in x sowie y Richtung am Ort des Laserkristalls.

Die Pumplichtverteilung wurde durch die folgende Funktion genähert:

$$I_0(x, y) \simeq \rho P \underbrace{A_0(x) B_0(y)}_{F_0(x,y)} \underbrace{\exp\left(-2\frac{y^2}{\omega_y^2}\right) \exp\left(-\left(\frac{x^2}{\omega_x^2}\right)^n\right)}_{F(x,y)} \quad (5.32)$$

Hierbei sind $A_0(x)$ und $B_0(y)$ Normierungsfaktoren, ρ ist der Quotient aus der Differenz von Pumpleistung und generierter Laserleistung und der Pumpleistung (siehe Gleichung 5.36). Eine gute Übereinstimmung mit den simulierten Intensitätsverteilungen ergibt sich für $n = 13$.

Berechnung der Heizleistungsdichte

Die Berechnung der Heizleistungsdichte im Laserkristall erfolgte unter der Annahme eines in Strahlausbreitungsrichtung konstantem Pumpstrahlungsprofils innerhalb des Laserkristalls. Die Absorption von Pumplicht wurde ausschließlich zwischen dem Eintrittspunkt P1 und dem Punkt der ersten Totalreflektion P2 (siehe Abbildung 5.22) berücksichtigt. Da das Pumplicht bis zur ersten Totalreflektion nicht vollständig absorbiert wurde, bleibt ein kleiner Teil der eingebrachten Wärme unberücksichtigt. Für die verwendete Pumplaserdiode waren dies ca. 10 %.

Bei senkrechtem Pumpstrahlungseinfall kann die Heizleistungsdichte im Laserkristall mit der folgenden Gleichung beschrieben werden:

$$H(x, y, z) = \frac{dI(x, y, z)}{dz}. \quad (5.33)$$

Es gilt:

$$I(x, y, z) = I_0(x, y) \exp\left(-\frac{z}{l_{abs}}\right). \quad (5.34)$$

l_{abs} ist die Absorptionslänge. Weiter gilt:

$$I_0(x, y) = \rho P F(x, y). \quad (5.35)$$

Das Produkt $P F(x, z)$ entspricht der Flächenpumpleistungsdichte an der Kristallfront, der Faktor ρ ist der Quotient aus der Differenz aus Pumpleistung und generierter Laserleistung und der Pumpleistung:

$$\rho = \frac{P_{in} - P_{Laser}}{P_{in}}. \quad (5.36)$$

Im verwendeten monolithischen Ringlaser propagierte das Pumplicht unter einem Winkel von $\beta = 15.93^\circ$ zur Normalen der Kristallfrontfläche parallel zur Kristallunterseite bis zur

ersten Totalreflektion (siehe Abbildung 5.20). Die Transformation der Heizleistungsdichte auf den Propagationspfad erfolgte mit den folgenden Gleichungen (siehe Abbildung 5.20):

$$z \rightarrow z_{trans,i}$$

$$z_{trans,i} = \frac{1}{|\vec{P}_2|} \vec{P}_i \vec{P}_2 \quad (5.37)$$

$$x \rightarrow x_{trans,i}$$

$$x_{trans,i} = \sqrt{P_{ix}^2 + P_{iz}^2 - z_{trans,i}^2} \quad (5.38)$$

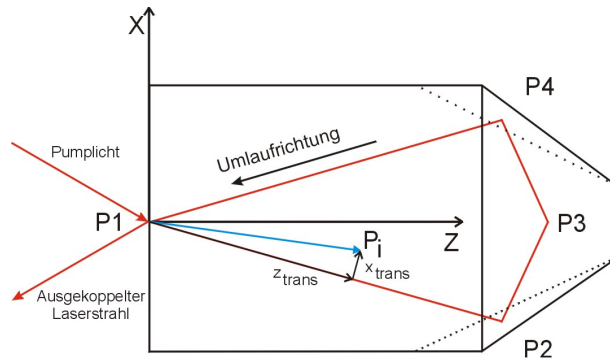


Abbildung 5.20: Aufsicht des monolithischen Ringlasers, Transformation der Heizleistungsdichte.

Design des Finite-Elemente-Modells

Das Finite-Elemente-Modell des Laserkristalls wurde aus mehreren Teilvolumina aufgebaut (siehe Abbildung 5.21 A). Dieser Ansatz ermöglichte es in den gepumpten Bereichen des Laserkristalls, dort wo größere Temperaturgradienten erwartet wurden, eine höhere Knotendichte des ANSYS Gitters zu modellieren als in den Bereichen, in denen eine homogenere Temperaturverteilung erwartet wurde (siehe Abbildung 5.21 C und D). Die Berechnung erfolgte mit dem Elementtyp *Tet 10 node 87* und einer Knotenanzahl von 64.544.

Berechnung der Temperaturverteilung

Basierend auf der berechneten Pumplichtverteilung im Laserkristall und den berechneten Absorptionslängen wurden die Temperaturverteilungen für mehrere Pumplichtintensitäten berechnet. Abbildung 5.23 gibt die berechneten Temperaturverteilungen auf dem Umlaufpfad wieder.

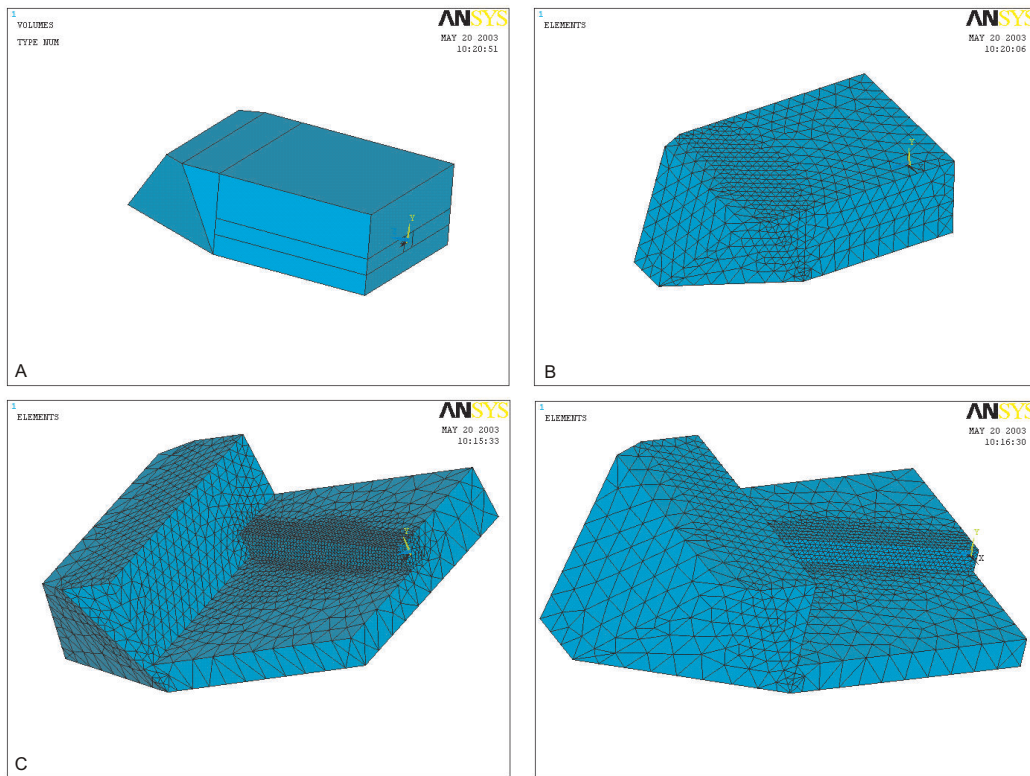


Abbildung 5.21: A: Geometrisches Modell des monolithischen Ringlasers, B: Vernetztes Gittermodell des Laserkristalls, C und D: Ausschnitt des vernetzten Gittermodells

Brechungsindexvariation und Kristalldehnung

Mit Hilfe von Gleichung 5.25 und 5.28 sowie der berechneten Temperaturverteilung auf dem Umlaufpfad wurden die relativen Änderungen des mittleren Brechungsindex auf dem Umlaufpfad bestimmt. Analog wurde mit Gleichung 5.30 die relative Änderung der optischen Resonatorlänge bestimmt.

Die über den Umlaufpfad im Laserkristall gemittelten Temperaturvariationen waren proportional zur Änderung der deponierten Heizleistung. Hieraus folgt, dass auch die gemittelte relative Brechungsindexänderung und die Dehnung näherungsweise proportional zur Heizleistungsvariation sind. Der lineare Zusammenhang zwischen Heizleistungsänderung und mittlerer Variation der lokalen Temperatur auf dem Umlaufpfad ermöglicht eine Korrektur der nicht im Finite-Elemente-Modell abgebildeten Heizleistung.

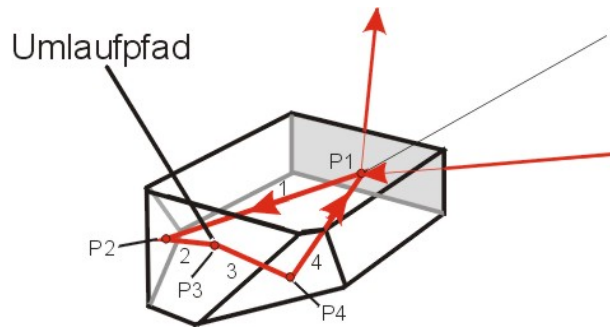


Abbildung 5.22: Die Pumpstrahlung tritt am Punkte P1 in den Kristall ein und wird an P2, P3 und P4 total reflektiert. Zwischen den Punkte P2 und P4 verläuft der Umlauf außerhalb einer Ebene parallel zur Grundfläche.

| <i>Materialkonstante</i> | <i>Literaturwert</i> |
|--|---|
| Thermischer Ausdehnungskoeffizient (CTE) | $6.74 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [98] $7.80 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [30] in [111] Orientierung |
| Wärmeleitfähigkeit | $10.74 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1}$ [98] |
| Wärmekapazität | $590 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [99] |
| Dichte | $4550 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ [99] |

Tabelle 5.5: Verwendete Materialkonstanten

Ergebnisse der Simulation des Stromabstimmkoeffizienten

Aus den berechneten mittleren relativen Brechungsindexänderungen und der relativen Änderung der geometrischen Resonatorlänge wurde mit Gleichung 5.29 der Stromabstimmkoeffizient bestimmt. Mit der Absolutfrequenz des monolithischen Ringlasers ($f \simeq 281.8 \text{ THz}$) folgt:

$$\frac{\Delta f}{\Delta I_{\text{FEM}}} = -5.1 \text{ bis } -5.6 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}} \quad (5.39)$$

Die in der Literatur verzeichneten thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Materials Nd:YAG variieren um bis zu 15 %. Zur Berechnung wurde der größte [30] ($-5.6 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}}$) und kleinste [98] ($-5.1 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}}$) Literaturwert verwendet. Alle verwendeten Materialkonstanten sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst.

Der berechnete Stromabstimmkoeffizient steht in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert. Der experimentell ermittelte Stromabstimmkoeffizient (siehe Kapitel 3.3.3) betrug:

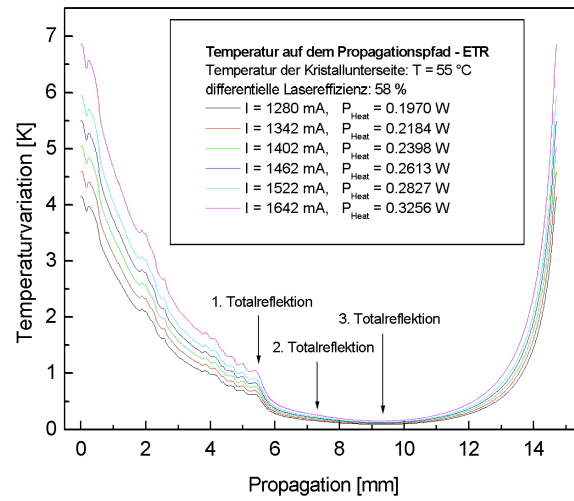


Abbildung 5.23: Temperaturvariation auf dem Propagationspfad im Laserkristall

$$\frac{\Delta f}{\Delta I}_{\text{Experimentell}} = -5.9 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}} @$$

$$I = 1150 - 1350 \text{ mA}$$

$$f = 0.005 \text{ Hz}$$

$$T = 45.1 \text{ }^\circ\text{C} \quad (5.40)$$

Im Kapitel 3.3.3 wird die Modulationsfrequenzabhängigkeit des Stromabstimmkoeffizienten dargestellt. Im Experiment konnte gezeigt werden, dass der Koeffizient schon bei sehr kleinen Frequenzen ($f \simeq 0.1 \text{ Hz}$) stark abfällt. Oberhalb einer Modulationsfrequenz von $f \simeq 1 \text{ kHz}$ nimmt der Stromabstimmkoeffizient mit $1/f$ ab. Der simulierte Koeffizient entsprach dem bei einer Modulationsfrequenz von $f \simeq 0.1 \text{ Hz}$ gemessenen Koeffizienten.

5.7 Untersuchungen zur Variation des Stromabstimmkoeffizienten

Messungen des Stromabstimmkoeffizienten am *MEPHISTO* Ringlaser zeigten eine ausgeprägte Variation des Koeffizienten. Die pumpstromabhängig gemessenen Stromabstimm-

koeffizienten sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Zur Messung wurde die Frequenz der Laserstrahlung durch Pumpstromvariation um jeweils $\Delta f = 150$ MHz variiert. Die Laserschwelle der Pumpdiode betrug: $I_{Schwelle} \simeq 500$ mA, die Steigung der Diodenkennlinie (gemessen am Ort des Laserkristalls) 1.16 mW/mA.

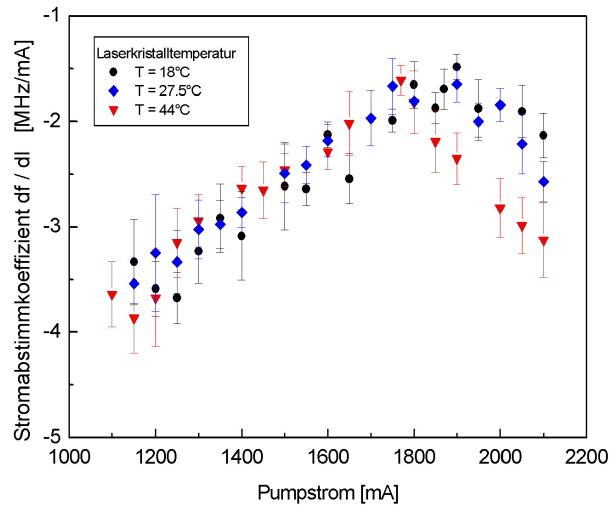


Abbildung 5.24: Pumpstromabhängigkeit des Stromabstimmkoeffizienten

Im folgenden wird ein Modell erarbeitet, dass eine enge Verknüpfung zwischen dem Stromabstimmkoeffizienten und der differentiellen Lasereffizienz aufzeigt. Es wird dargestellt, wie durch geeignete Wahl der Laserbetriebsparameter ein monolithischer Ringlaser entweder auf geringe Einkopplung von Pumpdiodenleistungsrauschen in Laserfrequenz- oder in Laseramplitudenrauschen zu optimieren ist. Durch geeignete Wahl von Laserdiodenstrom, Laserkristalltemperatur und Überlapp von Pump- und Lasermodevolumen kann der Stromabstimmkoeffizient minimiert werden.

5.7.1 Modell

Die Frequenz der Laserstrahlung eines monolithischen Ringlasers kann unter Vernachlässigung der Spannungsdoppelbrechung mit dem folgenden Zusammenhang beschrieben werden:

$$f \simeq \frac{c}{nL} \cdot \left(q + \frac{1}{\pi} \cdot (M + N + 1) \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right) + \Delta f_{np} \quad (5.41)$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit, n der Brechungsindex, q eine ganze Zahl (ca. 48665), L die geometrische Länge des Umlaufpfades im Laserkristall, M und N charakterisieren den transversalen Grundmode (TEM_{00} , $M = 0$, $N = 0$) und g_i die Resonatorparameter. Der Summand Δf_{np} beschreibt die aus der Nichtplanarität des Resonators folgende Frequenzverschiebung (abhängig vom Polarisationszustand). Sie ist eine Folge der Phasenverschiebung von s- und p-polarisierter Strahlung bei Totalreflektion an drei Punkten im Laserresonator, der Faradaydrehung im Resonator und des Resonatorauskopplers (Kristallfrontbeschichtung). Eine Variation dieser Frequenzverschiebung bei Pumpstromvariation wird im folgenden vernachlässigt.

Gleichung 5.41 setzt voraus, dass die Kombination aus Kristallfrontkrümmung, thermischer Linse und Verzerrung der Kristallfront durch absorbiertes Pumplicht als Kombination dreier dünner Linsen beschrieben werden kann. Der Abstand der thermischen Linse zur Kristallfront muss hierbei klein im Vergleich zur Resonatorlänge sein (kurze Absorptionslänge).

Im Gleichgewicht (sehr langsame Pumpstromvariation) folgt mit der Abkürzung:

$$G = \left(q + \frac{1}{\pi} \cdot (M + N + 1) \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right) \quad (5.42)$$

$$\frac{df}{dI} = \frac{cG}{nL} \cdot \left(\frac{1}{G} \frac{dG}{dI} - \frac{1}{L} \int_L \left(\frac{dn}{dI} \frac{1}{n} \right) dl + \frac{dL}{dI} \frac{1}{L} \right) \quad (5.43)$$

Der Ausdruck:

$$\frac{1}{L} \int_L \left(\frac{dn}{dI} \frac{1}{n} \right) dl + \frac{dL}{dI} \frac{1}{L} \quad (5.44)$$

beschreibt die Änderung der optischen Weglänge des Umlaufpfades. Die Ergebnisse der Finite-Elemente-Simulation des Stromabstimmkoeffizienten im Abschnitt 5.6 zeigten, dass die Änderung der optischen Weglänge im Laserkristall proportional zur Heizleistungsvariation ist. Aus Gleichung 5.43 folgt somit:

$$\frac{df}{dI} = -\frac{cG}{L_{optisch}} \alpha \left(\frac{dP_{Heat}}{dI} \right) + \frac{c}{L_{optisch}} \cdot \frac{dG}{dI} \quad (5.45)$$

Der Frequenzabstimmkoeffizient variiert also nicht nur mit einer Variation der Heiz-

leistungsänderung bei Pumpstromvariation, sondern auch mit einer Variation der Resonatorparameter bei Pumpstromvariation. D.h. eine Variation der thermischen Linse im Laserresonator koppelt in den Stromabstimmkoeffizienten.

In den folgenden Darstellungen wird zunächst der erste Summand in Gleichung 5.45 und damit die Abhängigkeit von einer Variation der Heizleistungsänderung betrachtet.

Wird das Pumpvolumen im Laserkristall vom Lasermodevolumen umschlossen, so kann die Ausgangsleistung des Lasers mit folgender Gleichung beschrieben werden [100]:

$$P_{Laser} = \frac{T}{\delta} \cdot \eta_p \eta_0 \left(P_{in} - \frac{I_{sat}}{\eta_p L_{optisch}} \delta V_{eff} \right) \quad (5.46)$$

Höhere longitudinale und transversale Moden sind vernachlässigt. T ist die Transmission des Kristallbeschichtung bei der Laserwellenlänge, δ ist der Umlaufverlust, η_p ist definiert durch:

$$\eta_p = \eta_t \eta_a \left(\frac{\nu_{Laser}}{\nu_{Pump}} \right) \quad (5.47)$$

Hierbei ist η_t die optische Transfereffizienz (Verhältnis aus optischer Pumpleistung die auf den Laserkristall trifft und emittierter Pumpleistung), η_a Absorptionseffizienz (Verhältnis aus absorbiertes Pumpleistung und auf den Laserkristall auftreffender Pumpleistung), ν_{Laser} und ν_{Pump} sind Laserfrequenz bzw. Pumpstrahlungsfrequenz. Der Parameter I_{sat} kennzeichnet die Sättigungspumpintensität und $L_{optisch}$ die optische Weglänge im Laserkristall. Die Größen V_{eff} und η_0 sind das effektive Modenvolumen und die Überlappeneffizienz von Pumpvolumen und Lasermodevolumen:

$$V_{eff} = \left(\int \int \int s_l(x, y, z) \cdot r_p(x, y, z) dV \right)^{-1} \quad (5.48)$$

$$\eta_0 = \frac{\left(\int \int \int s_l(x, y, z) \cdot r_p(x, y, z) dV \right)^2}{\int \int \int s_l^2(x, y, z) \cdot r_p(x, y, z) dV} \quad (5.49)$$

$s_l(x, y, z)$ ist die normalisierte Intensitätsverteilung der Lasermode und $r_p(x, y, z)$ die normalisierte Intensitätsverteilung der Pumplichtverteilung im Laserkristall. Die Volumenintegrale in V_{eff} und η_0 zeigen, dass die Heizleistung (wie auch die Ausgangsleistung) mit dem Überlapp von Pumpstrahlung und Lasermode variiert. Die Variation der Heizleistung

mit dem Pumpstrom ist somit:

$$\begin{aligned} \frac{dP_{Heat}}{dI} &= \frac{dP_{in}}{dI} - \frac{dP_{Laser}}{dI} - \frac{dP_{Fluoreszenz,mode}}{dI} \\ \frac{dP_{Heat}}{dI} &= \frac{d}{dI} \left(P_{in} \left(1 - \frac{T}{\delta} \eta_p \eta_0 \right) \right) + \frac{d}{dI} \left(\frac{T}{\delta} \eta_0 I_{sat} \frac{\delta}{L_{optisch}} V_{eff} \right) \\ &\quad - \frac{dP_{Fluoreszenz,mode}}{dI} \end{aligned} \tag{5.50}$$

Der Summand $dP_{Fluoreszenz,mode}/dI$ beschreibt die aus dem Volumen des Lasermodes fluoreszierte Leistung. Wird das Pumpvolumen nicht *vollständig* vom Lasermode umschlossen, so muss Gleichung 5.50 durch einen Term erweitert werden, der die Fluoreszenz im gepumpten Volumen *außerhalb* des Lasermodevolumens berücksichtigt. Pumpstrahlung außerhalb des Lasermodevolumens steht nicht vollständig als Heizleistung zur Verfügung. Der Anteil der zur Verfügung stehenden Heizleistung wird durch den Faktor $(1-\epsilon)$ beschrieben. ϵ ist der Leistungsanteil, der ohne Reabsorption durch Fluoreszenz aus dem Laserkristall dissipiert. Ist γ der Anteil der Pumpleistung die im Lasermodevolumen absorbiert wird, so folgt aus Gleichung 5.50:

$$\begin{aligned} \frac{dP_{Heat}}{dI} &= \frac{d}{dI} \left(P_{in} \cdot \gamma(I) \left(1 - \frac{T}{\delta} \eta_p \eta_0 \right) \right) + \frac{d}{dI} \left(\frac{T}{\delta} \eta_0 I_{sat} \frac{\delta}{L_{optisch}} V_{eff} \right) + \\ &\quad (1 - \epsilon) \cdot \frac{d}{dI} ((1 - \gamma(I)) \cdot P_{in}) \end{aligned} \tag{5.51}$$

Der Parameter γ wird pumpstromabhängig geschrieben, da die Größe des Lasermodevolumens mit der Pumpleistung und damit mit dem Pumpstrom variiert.

Eine analytische Lösung der Überlappintegrale (Pumplicht- und Lasermodeintensitätsverteilung) wurde nicht angestrebt, da der Laserkristall direkt (nicht über einen Lichtwellenleiter) gepumpt wurde. Die Verwendung einer Lichtwellenleiter-gekoppelten Pumpquelle (einfrequent) würde eine gezielte Einstellung des Überlapp ermöglichen. Die Pumpstromabhängigkeit der Laserleistung wurde im Experiment direkt gemessen. Abbildung 5.25 zeigt die gemessene pumpstromabhängig aufgetragene Differenz aus Pumpleistung und Laserleistung für drei Laserkristalltemperaturen.

Abbildung 5.25 zeigt, dass die Ableitung der Differenz $P_{in} - P_{Laser}$ negative Werte annehmen kann. Im Falle einer negativen Steigung ist die differentielle Pumpdiodeeffizienz ($dP_{Laserdiode}/dI$) kleiner als die differentielle Effizienz des Lasers (dP_{Laser}/dI). Dies ist aufgrund der von Null verschiedenen Laserschwelle kein Widerspruch zur Energieerhal-

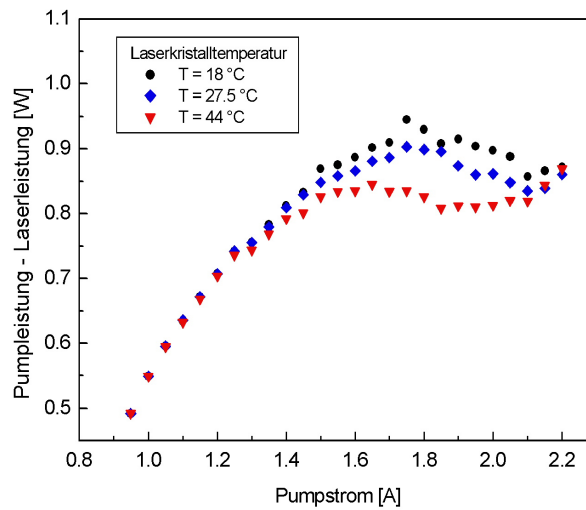


Abbildung 5.25: Pumpleistung minus Laserleistung

tung. Die gemessene Gesamteffizienz des Lasers (P_{Laser}/P_{in}) war maximal bei maximalem Pumpstrom:

$$\frac{P_{Laser}}{P_{in \max}} < 0.53 \quad (5.52)$$

Die gemessenen Laserkennlinien zeigten eine reproduzierbare Abhängigkeit von der Laserkristalltemperatur. Abbildung 5.26 zeigt je zwei Laserkennlinien für drei Laserkristalltemperaturen, aufgenommen bei einer konstanten Laserdiodentemperatur von $T = 30 \text{ °C}$. Die Temperatur der Laserdiode wurde nur für *eine* Einstellung des Laserdiodenstroms optimiert und nicht nachgestellt ($I = 1800 \text{ mA}$), da im Falle einer Rückkopplung auf den Laserdiodenstrom zur Frequenz- oder Amplitudenstabilisierung keine Rückkopplung auf die Diodentemperatur erfolgt.

Abbildung 5.27 zeigt die aus Abbildung 5.26 ermittelten analytischen Näherungen der differentiellen Lasereffizienzen. Sowohl das Emissionsspektrum der Pumpdiode (und damit die Absorptionslänge) als auch der Überlapp von Lasermode und Pumpstrahlungsverteilung im Laserkristall variieren mit dem Pumpstrom. Das Maximum der differentiellen Lasereffizienzen wird mit zunehmender Laserkristalltemperatur zu geringeren Pumpströmen verschoben. Eine Analyse dieser Beobachtung ist noch nicht abgeschlossen. Durch eine Justage der Pumpoptik war dieser Effekt nicht zu kompensieren.

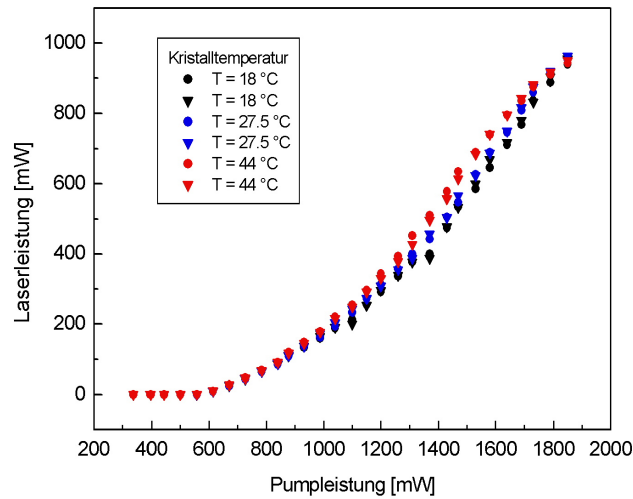


Abbildung 5.26: Laserleistung in Abhängigkeit der Laserkristalltemperatur

Zur weiteren Analyse der in Abbildung 5.25 gezeigten Messung wurde die Leistung des zur Temperaturstabilisierung des Laserkristalls verwendeten Peltierelementes pumpstromabhängig gemessen. Die Ergebnisse zeigten, dass bei einem Pumpstrom im Bereich der größten differentiellen Lasereffizienz die Änderung der Peltierleistung (Heizleistung / Kühlleistung) mit dem Laserdiodenpumpstrom nahezu identisch Null ist. Dies lässt auf eine nur sehr geringe Variation der durch die Pumpstrahlung induzierten Heizleistung im Laserkristall im Maximum der differentiellen Lasereffizienz schließen.

Die Heizleistung im Laserkristall kann mit der folgenden Gleichung beschrieben werden:

$$P_{Heat} = P_{in} - P_{Laser} - P_{Fluoreszenz} \quad (5.53)$$

Die Variation der Heizleistung im Laserkristall ist somit:

$$\frac{dP_{Heat}}{dI} = \frac{dP_{in}}{dI} - \frac{P_{Laser}}{dI} - \frac{P_{Fluoreszenz}}{dI} \quad (5.54)$$

Gleichung 5.54 setzt voraus, dass eine Variation in der konvektiv abgeführten Wärme vernachlässigbar ist. Es gilt somit:

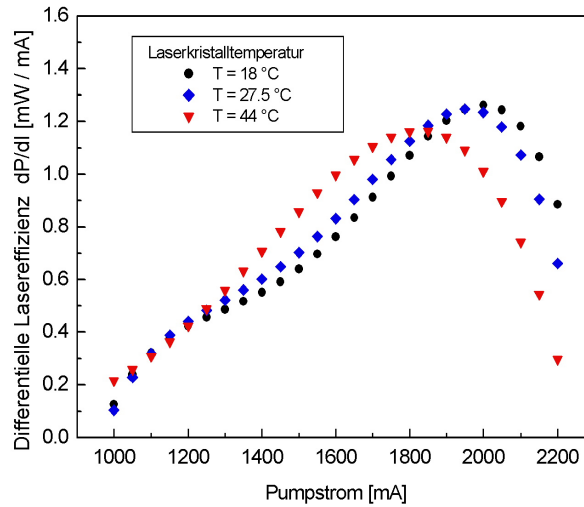


Abbildung 5.27: Variation der differentiellen Lasereffizienz.

$$\left(\frac{dP_{in}}{dI} - \frac{dP_{Laser}}{dI} - \frac{dP_{Fluoreszenz}}{dI} \right) = \frac{dP_{Strahlung}}{dI} - \frac{dP_{Peltier}}{dI} \quad (5.55)$$

Die Variation in der radiativ abgeführten Wärme ist zu vernachlässigen. Somit entspricht die rechte Seite der Gleichung 5.55 in sehr guter Näherung der mit Minus 1 multiplizierten Ableitung der Peltierleistung nach dem Pumpstrom. Im Bereich der größten differentiellen Lasereffizienz ist somit für alle untersuchten Laserkristalltemperaturen die Heizleistung nahezu konstant.

Sofern der Korrekturparameter G in Gleichung 5.43 zu vernachlässigen ist, folgt zwingend, dass die fluoreszierte Leistung im Bereich größter differentieller Lasereffizienz abnehmen muss. Andernfalls wäre der Stromabstimmkoeffizient positiv. Der im Experiment ermittelte Stromabstimmkoeffizient war jedoch stets negativ. Diese Folgerung konnte im Experiment verifiziert werden. Abbildung 5.28 zeigt die gemessenen Fluoreszenzleistung (relativ). Zur Messung wurde ein Halbleiterlaserleistungsmessgerät (*COHERENT, Model LM2-VIS*) in ca. 2 cm Entfernung oberhalb des Laserkristalls positioniert um Fluoreszenzstrahlung orthogonal zur Pumprichtung zu detektieren. Zwischen Laserleistungsmessgerät und Laserkristall wurde ein RG850 Filter, Dicke 3 mm, zur Abschwächung von gestreutem Pumplicht ($T_{808\text{ nm}} \simeq 0.002$) angebracht.

In den folgenden Darstellungen wird der Einfluss des Korrekturparameters G auf den

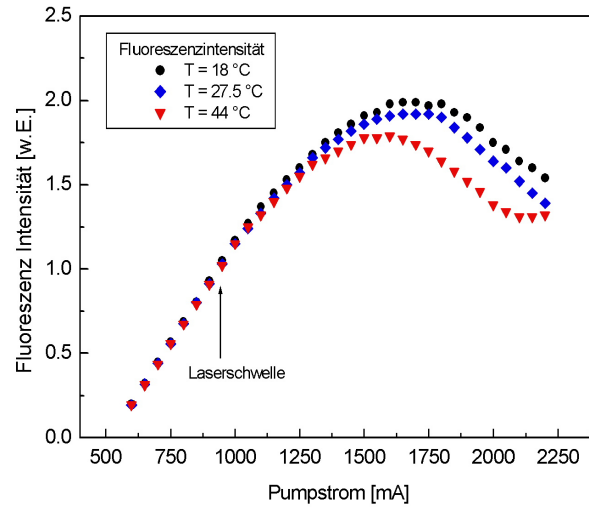


Abbildung 5.28: Fluoreszenz orthogonal zur Pumprichtung

Stromabstimmkoeffizienten betrachtet und diskutiert. Die Ableitung des Korrekturparameters G nach dem Pumpstrom lautet:

$$\frac{dG}{dI} = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-g_1g_2} \cdot \sqrt{g_1g_2}} \cdot \left(\frac{dg_1}{dI} g_2 + \frac{dg_2}{dI} g_1 \right) \quad (5.56)$$

Zur Berechnung der Resonatorparameter wurde die Umlaufmatrix des Resonators betrachtet, für die gilt:

$$M = \begin{pmatrix} g_1 & \tilde{L} \\ \frac{g_1g_2-1}{\tilde{L}} & g_2 \end{pmatrix} \quad (5.57)$$

Da der umlaufende Laserstrahl unter einem von Null verschiedenen Winkel auf die Kristallfront trifft ($\theta = 15.93^\circ$), muss zwischen Sagittal- und Meridionalebene unterschieden werden. Es gilt:

$$M_{Sagittal} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{L_{optisch} \cos \theta}{R_{eff}} & L_{optisch} \left(1 - \frac{L_{optisch} \cos \theta}{R_{eff}} \right) \\ -\frac{2 \cos \theta}{R_{eff}} & 1 - \frac{L_{optisch} \cos \theta}{R_{eff}} \end{pmatrix} \quad (5.58)$$

$$M_{Meridional} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{L_{optisch}}{R_{eff} \cos \theta} & L_{optisch} \left(1 - \frac{L_{optisch}}{R_{eff} \cos \theta} \right) \\ -\frac{2}{R_{eff} \cos \theta} & 1 - \frac{L_{optisch}}{R_{eff} \cos \theta} \end{pmatrix} \quad (5.59)$$

Die Resonatorparameter g_1 und g_2 sind identisch und für ihre Ableitungen nach dem Pumpstrom gilt:

$$\frac{dg}{dI_M} = \frac{L_{optisch}}{R_{eff,M}^2 \cos \theta} \left(\frac{dR_{eff,M}}{dI} \right) - \frac{1}{R_{eff,M} \cos \theta} \left(\frac{dL_{optisch}}{dI} \right) \quad (5.60)$$

$$\frac{dg}{dI_S} = \frac{L_{optisch} \cos \theta}{R_{eff,S}^2} \left(\frac{dR_{eff,S}}{dI} \right) - \frac{\cos \theta}{R_{eff,S}} \left(\frac{dL_{optisch}}{dI} \right) \quad (5.61)$$

Der Querschnitt des im nichtplanaren monolithischen Ringlaser umlaufende Lasermodes muss nach einem Umlauf reproduziert werden. Des weiteren müssen die Ableitungen dg/dI_M und dg/dI_S identisch sein. Hieraus folgt:

$$\frac{R_{eff,M}}{R_{eff,S}} = \frac{1}{\cos^2 \theta} \quad (5.62)$$

Aus dieser Bedingung folgt, dass die effektive Krümmung R_{eff} einem Ellipsoid entsprechen muss. Die effektive Krümmung ist die Kombination aus Kristallfrontkrümmung, der Krümmung der als dünne Linse genäherten thermischen Linse und der durch Erwärmung der Kristallfront hervorgerufenen Kristallfrontdeformation. Für diese effektive Krümmung gilt:

$$\frac{1}{R_{eff}} = \frac{1}{R_{front}} + \frac{1}{R_{thermischeLinse}} + \frac{1}{R_{Deformation}} \quad (5.63)$$

Für die Ableitung des Korrekturparameters G folgt somit:

$$\frac{dG}{dI} = -\frac{\cos \theta}{\pi R_{eff,S} \sqrt{1 - g^2}} \left(\frac{L_{opt.}}{R_{eff,S}} \left(\frac{dR_{eff,S}}{dI} \right) - \left(\frac{dL_{opt.}}{dI} \right) \right) \quad (5.64)$$

Für den Abstimmkoeffizienten folgt:

$$\frac{df}{dI} \simeq -\frac{c\alpha}{L_{optisch}} \left(G - \frac{\cos\theta}{\pi R_{eff,S} \sqrt{1-g^2}} \right) \cdot \left(\frac{dP_{Heat}}{dI} \right) + \frac{c \cos\theta}{\pi R_{eff,S}^2 \sqrt{1-g^2}} \left(\frac{dR_{eff,S}}{dI} \right) \quad (5.65)$$

In guter Näherung gilt:

$$\frac{df}{dI} \simeq -\frac{c\alpha}{L_{optisch}} G \cdot \left(\frac{dP_{Heat}}{dI} \right) + \frac{c \cos\theta}{\pi R_{eff,S}^2 \sqrt{1-g^2}} \left(\frac{dR_{eff,S}}{dI} \right) \quad (5.66)$$

Gleichung 5.66 zeigt, dass der Abstimmkoeffizient neben einer Abhängigkeit vom Überlapp von Pumpvolumen und Lasermodevolumen sowie der Änderung dieses Überlapps bei Pumpstromvariation auch eine Abhängigkeit von der Brennweite der thermischen Linse und der durch Absorption von Pumplicht hervorgerufenen mechanischen Deformation der Kristallfront aufweist.

Wenn die im Laserkristall deponierte Wärmemenge bei einer Pumpstromvariation nahezu konstant ist (wie im Bereich der größten differentiellen Lasereffizienz gemessen) und damit der erste Summand in Gleichung 5.66 klein wird, muss die Variation des Korrekturparameters G berücksichtigt werden.

Die gemessenen Emissionsspektren der *MEPHISTO* Pumplaserdiode zeigten, dass die Absorptionslänge im Bereich der größten differentiellen Lasereffizienz mit zunehmendem Pumpstrom ansteigt. Aus den Ergebnissen der Finite-Elemente-Simulationen am ETR Laserkristall folgt, dass eine Variation der Absorptionslänge *nicht* zu einer Variation der auf dem Umlaufpfad gemittelten Temperatur führt. Diese Aussage ist auf die hier betrachtete Geometrie des Laserkristalls übertragbar. Die Brennweite der thermischen Linse sollte also konstant bleiben. Durch eine Zunahme der Absorptionslänge wird aber die optisch deponierte Heizleistung tiefer im Kristall eingebracht. Hierdurch wird die Temperatur an der Kristallfront reduziert und die thermisch induzierte Verzerrung der Kristallfront reduziert. Hieraus resultiert *auch bei konstanter Heizleistung* ein negativer Stromabstimmkoeffizient.

5.7.2 Zusammenfassung der Modellierung

Es konnte im Modell sowie im Experiment gezeigt werden, dass der Stromabstimmkoeffizient für sehr langsame Pumpstromvariationen keine allgemeingültige Konstante ist. Der Koeffizient variiert mit dem Überlapp von Pumpstrahlungsvolumen und Lasermodevolu-

men. Darüber hinaus konnte eine enge Verknüpfung zwischen dem Stromabstimmkoeffizienten und der differentiellen Lasereffizienz demonstriert werden. Weiter konnte gezeigt werden das der Koeffizient, *nur bei Vernachlässigung der pumpstromabhängigen Resonatorparameter*, proportional zur Heizleistungsvariation im Laserkristall ist. Der Einfluss der Brechkraft der thermischen Linse auf den Stromabstimmkoeffizienten muss in weiterführenden Experimenten charakterisiert werden.

Die differentielle Lasereffizienz muss *maximiert* werden, wenn Pumpdiodenleistungsrauschen möglichst wenig in das Frequenzrauschen eines monolithischen Ringlasers einkoppeln soll. Ist dagegen eine möglichst kleine Einkopplung in das Leistungsrauschen gewünscht, so muss die differentielle Lasereffizienz am Arbeitspunkt durch Wahl des Überlapps von Lasermode- und Pumpvolumen sowie Pumpstrom(leistung), spektrale Verteilung der Pumpstrahlung und Temperatur des Laserkristalls *minimiert* werden.

In weiterführenden Experimenten soll ein Arbeitspunkt mit größtmöglicher differentieller Lasereffizienz bestimmt werden. Durch Messungen des Stromabstimmkoeffizienten an diesem Arbeitspunkt sollen die Grenzen zur Reduktion des Abstimmkoeffizienten aufgezeigt werden. Insbesondere soll geklärt werden, ob durch eine weitere Steigerung der differentiellen Lasereffizienz der Stromabstimmkoeffizient *auf Null zu reduzieren ist*.

Untersuchungen des Abstimmkoeffizienten am Seed-Laser zeigten keine vergleichbare Pumpstrom(leistungs)abhängigkeit. Im Unterschied zum *MEPHISTO* Ringlaser zeigte der Seed-Laser oberhalb der Laserschwelle eine nahezu konstante differentielle Lasereffizienz, d.h. die Laserkennlinie war nahezu linear.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war der Aufbau und die Charakterisierung eines hoch frequenzstabilen und gleichzeitig weit frequenzabstimmbaren einrequenten Lasersystems. Dieses System wurde als Technologiedemonstrator im Rahmen der *ALADIN* Instrumentenentwicklung für den Satelliten *ADM-AEOLUS* im Auftrage der Europäischen Raumfahrtagentur ESA und einer Zusammenarbeit mit der *EADS-ASTRIUM GmbH* sowie der *InnoLight GmbH* entwickelt, aufgebaut, charakterisiert und in ein weltraumqualifizierbares System überführt. Das *ALADIN*-Instrument wird als weltraumgestütztes LIDAR-System erstmalig das höhenaufgelöste planetare Windgeschwindigkeitsprofil der Erde messen.

Zur Abstimmung und Stabilisierung der Laserfrequenz wurden die Temperatur des Laserkristalls und der Strom der Pumpdiode moduliert. Nach gegenwärtigem Stand der Technik werden Piezokeramiken zur schnellen Frequenzabstimmung auf den Laserkristall eines monolithischen Ringlasers geklebt. Das Anlegen einer elektrischen Spannung führt zu einer mechanischen Dehnung, die auf den Laserkristall übertragen wird und Spannungsdoppelbrechung induziert. Eine Variation der Spannungsdoppelbrechung führt zu einer Änderung der Resonatorlänge und somit zu einer Verschiebung der Laserfrequenz. Eine Pumpdioden-Strommodulation variiert in erster Näherung die im Kristall deponierte Wärme, was ebenfalls zu einer Änderung der Resonatorlänge und somit zur Verschiebung der Laserfrequenz führt. Als alternativer Ansatz zur schnellen Frequenzabstimmung zeichnet sich dieses Verfahren insbesondere für den Weltraumeinsatz dadurch aus, dass keine Hochspannungsversorgung notwendig ist und auf die mechanisch empfindliche Piezokeramik verzichtet werden kann. Zur Temperaturstabilisierung der Laserkristalle wurden im aufgebauten Technologiedemonstrator weltraumqualifizierbare Dünnschichtheizelemente eingesetzt, die die in kommerziellen Systemen eingesetzten, mechanisch empfindlichen Peltierelemente ersetzen. Sowohl Peltierelemente als auch Piezokeramiken sind im Hinblick auf ihre Weltraumqualifizierbarkeit als kritisch einzustufen.

Die Laserfrequenz des aufgebauten Technologiedemonstrators konnte durch phasenstarre Ankopplung an die Laserfrequenz eines integrierten Referenz-Lasers modensprungfrei und einrequent über 3.5 GHz abgestimmt werden. Der Abstimmbereich war durch die Bandbreite der verwendeten Photodiode, des Mischers und eines durchstimmbaren Frequenzgenerators im Phasenregelkreis limitiert. Durch die Temperaturstabilisierung des Laserkristalls im Referenz-Laser konnte eine rms-Frequenzstabilität von < 400 kHz über einen

Zeitraum von 3 min realisiert werden. Über einen Zeitraum von 140 h wurde eine Frequenzdrift von ± 38 MHz gemessen. Die Charakterisierung des Lasersystems zeigte im Frequenzbereich von 10^{-2} Hz - 10^5 Hz die nahezu vollständige Reproduktion des Pumpdioden-Leistungsrauschens im Leistungsrauschen des Ringlasers. Im Rahmen der Lasercharakterisierung wurde erstmals der Einfluss von Pumpstromvariationen auf die Laserfrequenz monolithischer Ringlaser (d.h. die Strommodulationstransferfunktion) im Frequenzbereich von $5 \cdot 10^{-3}$ Hz - 4 Hz experimentell untersucht. Die Ergebnisse zeigten, dass der Einfluss von Pumpstrom- und damit Pumpleistungsvariationen auf die Frequenz der Laserstrahlung, schon ab einer Frequenz von ca. 0.1 Hz stark abnimmt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals eine Möglichkeit zur Ausweitung des modensprungfreien Frequenzabstimmbereich an einem monolithischen Ringlaser aufgezeigt und detailliert untersucht. An einem kommerziellen monolithischen Ringlaser wurde dieser von 6.9 GHz auf über 50 GHz ausgeweitet. Erstmals wurde an einem monolithischen Ringlaser gezeigt, dass durch Leistungsvariation von gezielt dejustiert eingekoppelter Pumpstrahlung einer zweiten Laserdiode eine Frequenzabstimmung mit um zwei Größenordnungen geringerer Beeinflussung der Ausgangsleistung zu erzielen ist als bei Leistungsvariation der primär eingekoppelten Pumpstrahlung. Der modensprungfreie Frequenzabstimmbereich wurde bei einer Ausgangsleistungsvariation von 1.5 % von 6.9 GHz auf 10.2 GHz ausgeweitet.

Weiterführende Untersuchungen zur Entkopplung von Leistungs- und Frequenzvariation bei Änderung der eingekoppelten Pumpleistung zeigten, dass eine verstärkte Entkopplung durch die Verwendung sekundärer Pumpquellen zu erzielen ist. Es wurden Pumpquellen mit den Wellenlängen 532 nm und 473.1 nm verwendet, deren Strahlung kollinear zur primären Pumpstrahlung in das Lasermodevolumen fokussiert wurde.

Zur weiteren Analyse des Einflusses von Pumpleistungsvariationen auf die Laserfrequenz wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Finite-Elemente-Modell eines monolithischen Ringlasers erstellt. Mit Hilfe dieses Modells konnte die Frequenzvariation in der Laserstrahlung bei sehr langsamer Variation der Pumpleistung in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten berechnet werden. Auf der Basis dieses Finite-Elemente-Modells sollen in Zukunft detailliertere Untersuchungen der thermischen Linse anschließen.

Wird der Strom der Pumpdiode variiert, so folgt eine Verschiebung der Laserfrequenz. Diese Verschiebung wird durch den Stromabstimmkoeffizienten beschrieben. In einem im Rahmen dieser Arbeit erstellten Modell wurde erstmals aufgezeigt, dass diese Frequenzverschiebung eng mit der differentiellen Lasereffizienz, d.h. der Steigung der Laserkennlinie, verknüpft ist. Im Experiment konnte gezeigt werden, dass der Stromabstimmkoeffizient durch geeignete Wahl der Laserparameter (Pumpdiodentemperatur, Pumpdiodenstrom und Laserkristalltemperatur) minimiert werden kann. Durch geeignete Wahl der Laserparameter koppelt eine Pumpleistungsvariation entweder *gering* in Frequenzvariationen

und *verstärkt* in Leistungsvariation oder umgekehrt. Weiterführende Untersuchungen sind erforderlich um aufzuzeigen, inwieweit die Einkopplung von Pumpleistungsvariationen in Frequenz- oder Leistungsvariationen der Laserstrahlung zu minimieren sind.

Monolithische Ringlaser werden mit einer dielektrischen Beschichtung als Resonatorauskoppelspiegel versehen. Der Laserkristall wird durch diese Beschichtung hindurch gepumpt. Im Experiment wurde die Polarisationsabhängigkeit der Beschichtungsreflektivität für das Pumplicht charakterisiert. Die Ergebnisse zeigen, dass Polarisationsvariationen im Pumplicht in Leistungs- und Frequenzvariation der Laserstrahlung einkoppeln. In weiterführenden Experimenten soll dieser Aspekt an Ringlasern untersucht werden, deren Pumpstrahlung über Lichtwellenleiter zugeführt wird. Diese Studien sollen das Amplituden- und Frequenzrauschen Freistrahl-gepumpter Ringlaser mit dem über Lichtwellenleiter gepumpte Ringlaser vergleichen und aufzeigen welcher Ansatz die genannten Rauschprozesse minimiert.

A CAD Modell

Abbildung A.1 und A.2 geben einen Überblick über das Design der weiterentwickelten RLH Pumpoptik. Das Design der thermischen Ankopplung ist in Abbildung A.1 dargestellt. Thermische und mechanische Schnittstelle sind entkoppelt. In der Pumpoptik entstehende Wärme (Pumpdiode und Heizelemente) wird über flexible Silberbänder an die Laserstruktur übertragen. Die Wärmelast der eingesetzten Laserdiode steigt durch Alterungsprozesse mit zunehmender Betriebsdauer bei konstanter Ausgangsleistung. Zur Kompensation sind Heizelemente integriert, deren Heizeistung mit zunehmender Betriebsdauer reduziert werden kann.

Die Pumpoptik kann als Einheit orthogonal zur Strahlrichtung der Pumpstrahlung über Zug- und Druckschrauben justiert werden. Die Fixierung erfolgt über separate Schrauben. Justage in Strahlrichtung wird über sogenannte Shims durchgeführt. Hierdurch kann die Pumpoptik als Einheit und die Position der Fokussierlinse separat justiert werden.

Abbildung A.2 zeigt einen Schnitt durch die Pumpoptik. Fokussier- und Kollimationslinse werden in Strahlrichtung mit Hilfe von Abstandshülsen positioniert. Beide Linsen werden über einen Federring aus INVAR an ihre Auflageflächen in einem INVAR-Block gepresst. Zur notwendigen elektrischen Isolierung des Laserdiodengehäuses gegenüber der Laserstruktur sind Polyimid Folien vorgesehen.

Abbildung A.3 zeigt die optischen Schnittstellen des RLH. Die Faserkoppler, mit denen die Laserstrahlung beider Laser in einmodige Lichtwellenleiter eingekoppelt wird, werden im Design über Zug- und Druckschrauben justiert. Die transversale Justage der Koppler erfolgt über die Schrauben (A), die Verkipfung des Kopplers gegen die Montierungsfläche mit den Schrauben (B). Die Linse im Faserkoppler kann über die gekennzeichnete Justageöffnung in Strahlrichtung justiert werden. Der integrierte Faserkoppler ist kommerziell in weltraumqualifizierter Qualität erhältlich und wurde erfolgreich in den Missionen TEXUS 35 und 36 (Höhenforschungsraketen) und dem *PKE-Nefedov* Experiment im Jahre 2001 auf der Internationalen Raumstation ISS eingesetzt [88]. Die Integration des RLH in das *ALADIN*-Instrument verlangt die Zugänglichkeit der elektrischen- sowie optischen Schnittstellen von einer Seite.

Abbildung A.4 zeigt die im Design umgesetzte Montierung der Laserkristalle sowie die Integration der Kristallmontierungen im RLH.

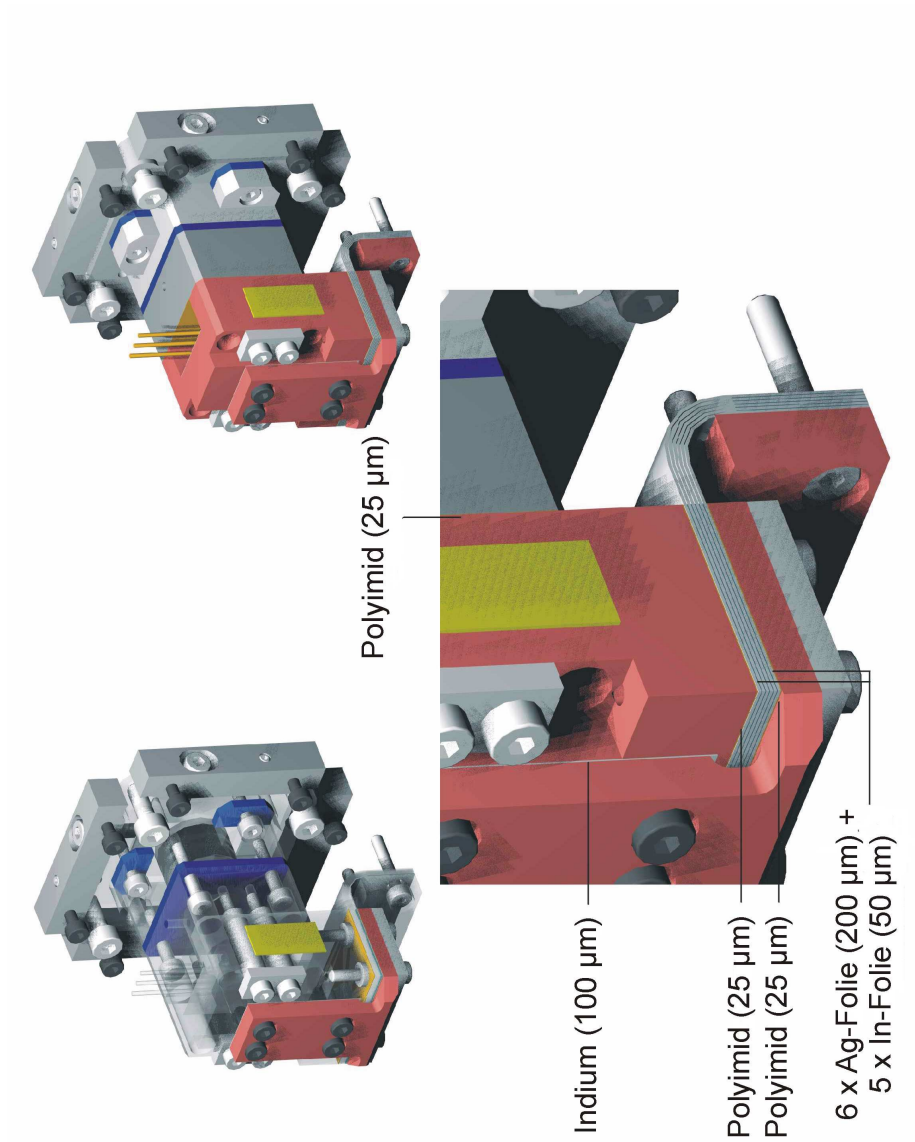


Abbildung A.1: Design der thermischen Ankopplung der Pumpoptik

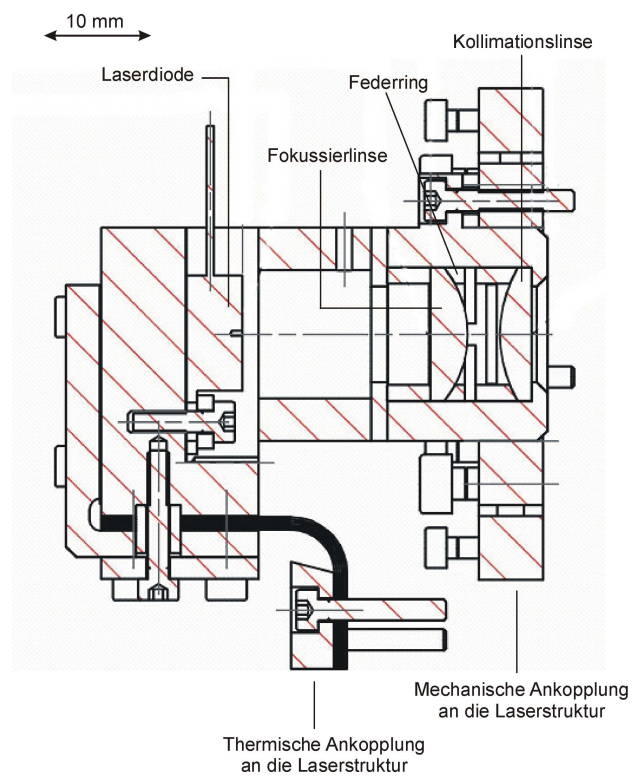


Abbildung A.2: Schnittdarstellung: mechanisches Design der Pumpoptik

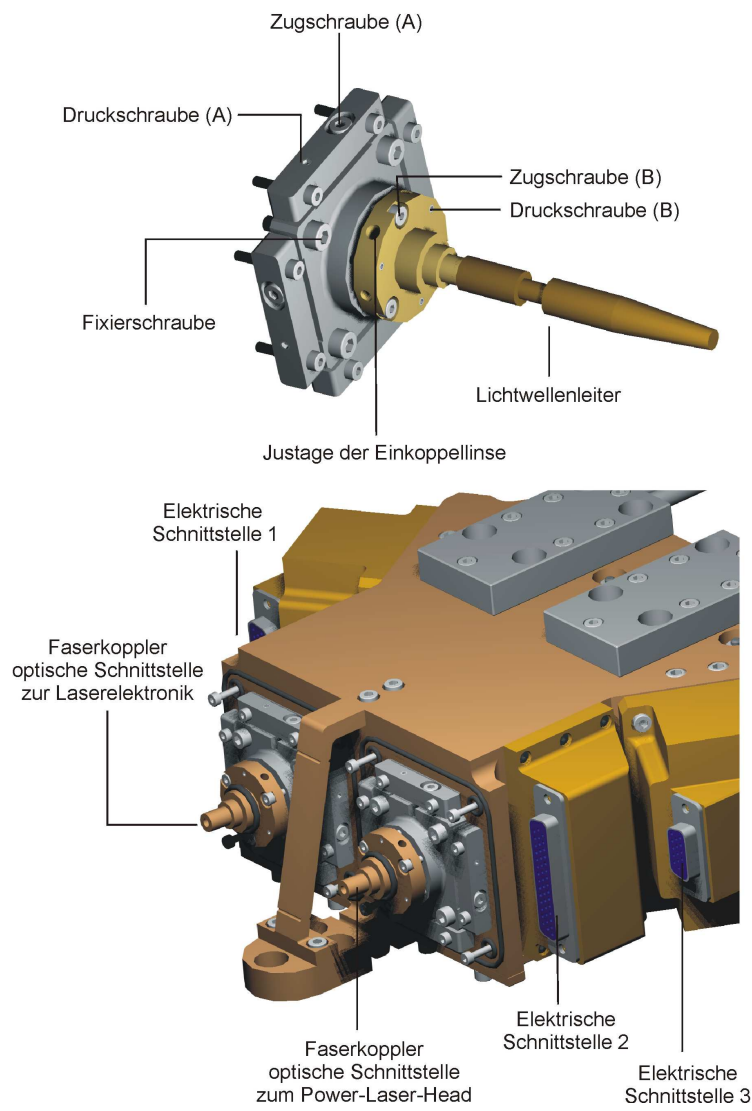


Abbildung A.3: Optische Schnittstelle des Referenz-Laser-Head Systems

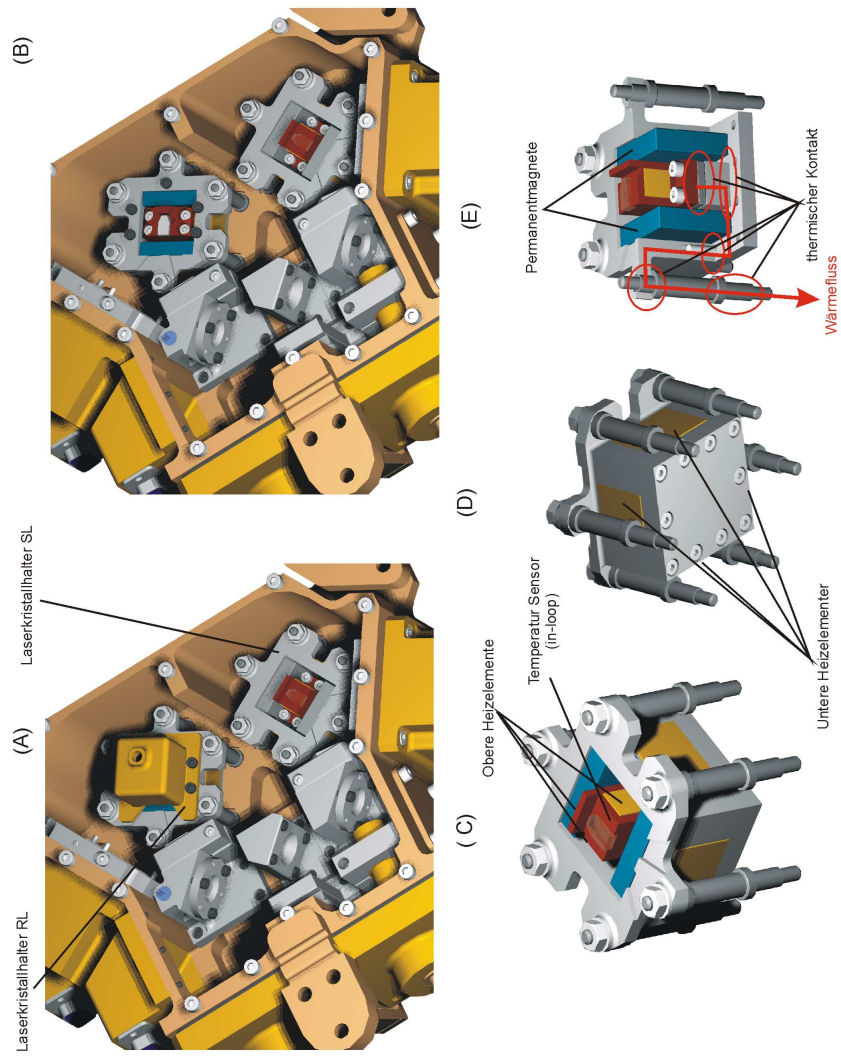


Abbildung A.4: Montierung der Laserkristalle im RLH

B Strommodulationstransferfunktion

Der Aufbau, mit dem die Strommodulationstransferfunktion im Frequenzbereich größer 1 kHz vermessen wurde, ist in Abbildung B.2 dargestellt. Die Transferfunktion wurde vom Spannungsabfall an einem mit der Laserdiode in Reihe geschalteten 0.1Ω Präzisionswiderstand und dem Phasenfehlersignal des PLL Reglers für Frequenzen oberhalb der Unity-Gain-Frequenz des Reglers (reduziert auf 1.5 kHz) gemessen. Wurde die Frequenz der Laserstrahlung des SLs über den Phasenregelkreis phasenstarr an die Frequenz der Laserstrahlung des RL gekoppelt, so war das Phasenfehlersignal proportional zum Phasenfehler ($-1\pi - +1\pi$).

Zur Kalibration des Phasenfehlersignals wurden zwei Frequenzgeneratoren (*STANFORD RESEARCH*, Model DS 345) phasenstarr gekoppelt. Frequenz und Pegel der Ausgangssignale wurden dem Lokaloszillator des Phasenreglers angepasst (8 MHz, 0.2 Vpp). Der Ausgang eines Generators war mit dem Referenzeingang des Phasenreglers verbunden. Das Signal des zweiten Generators wurde mit einer Modulationstiefe von 100 Hz mit variabler Frequenz (100 Hz - 10 kHz) moduliert, in den Signaleingang des Phasenreglers gekoppelt und das Phasenfehlersignal mit Hilfe eines Spektrum Analysers (*STANFORD RESEARCH*, Model SR 785) aufgenommen.

Die Frequenzabhängigkeit des gemessenen Phasenfehlersignals ist in Abbildung B.1 dargestellt.

Aus der Kalibrationsmessung folgt:

$$\Delta U_{\Phi} = \frac{81.096_{-12.08}^{+14.18} \text{ V Hz}^{1.039 \pm 0.02}}{\Delta f_m^{1.039 \pm 0.02}} \quad (\text{B.1})$$

Die Phasendifferenz der Signale des Referenz- und Signaleingangs wurden mit einem Phasenkomparator verglichen. Der Phasenfehlerausgang des Phasenreglers lieferte ein zum Phasenfehler proportionales Spannungssignal.

Eine Frequenzmodulation ist einer Phasenmodulation äquivalent. Es gilt:

$$\Delta \Phi = \frac{\Delta \omega}{\omega_m} \quad (\text{B.2})$$

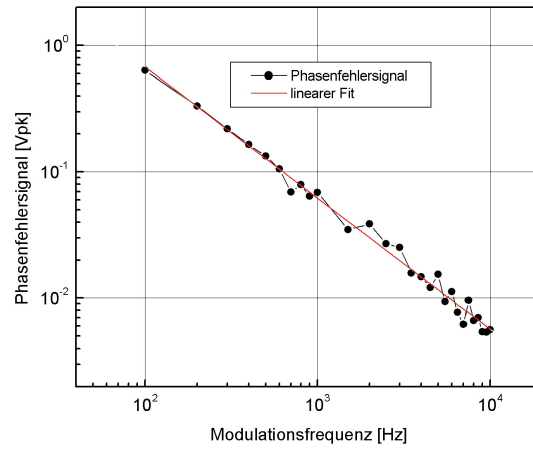


Abbildung B.1: Messung zur Phasenfehlerkalibration

Ist nun das Phasenfehlersignal proportional zum Phasenfehler, so folgt mit der Kalibrationsmessung und Gleichung B.2:

$$\begin{aligned} \Delta U_{\Phi} &= \frac{81.096 \text{ Hz V}}{f_m} \\ &= \alpha \cdot \frac{100 \text{ Hz}}{f_m} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Die Exponenten in Gleichung B.1 sind hier durch 1 ersetzt (folgt aus der Theorie). Damit gilt:

$$\alpha = 0.81 \text{ V} \quad (\text{B.4})$$

und somit:

$$\Delta U_{\Phi} = 0.81 \text{ V} \cdot \frac{\Delta f}{\omega_m} \quad (\text{B.5})$$

Die gemessene Transferfunktion beschreibt das Verhältnis aus Variation des Phasenfehlersignals und der Variation des Spannungsabfalls an einem, der Laserdiode in Reihe geschalteten, 0.1Ω Präzisionswiderstand.

$$\frac{\Delta U_{\Phi}}{\Delta U_{0.1\Omega}} = 10^{\frac{\text{Transferfunktion}[dB]}{20dB}} \quad (B.6)$$

Somit gilt für Frequenzen oberhalb der Unity-Gain-Frequenz:

$$\frac{\Delta f_{\text{Seed Laser}}}{\Delta I_{\text{Laser Diode}}} \left(\frac{\text{Hz}}{\text{mA}} \right) = 0.81 \text{ V} \cdot \frac{f_m \cdot 0.1\Omega}{1000} 10^{\frac{\text{Transferfunktion}[dB]}{20dB}} \quad (B.7)$$

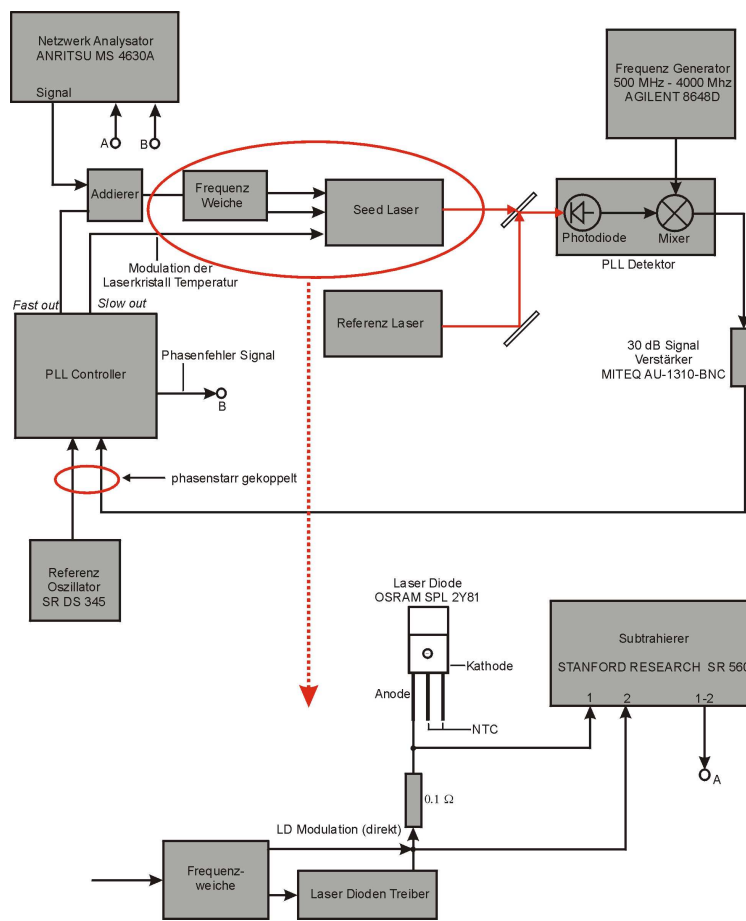


Abbildung B.2: Messung der Strommodulationstransferfunktion

C Einfluss kleiner Umgebungstörungen auf die Frequenzstabilität monolithischer Ringlaser

C.1 Luftdruckschwankungen

Luftdruckschwankungen koppeln in offenen Laserresonatoren über die Druckabhängigkeit des Brechungsindex der Luft in die Frequenzstabilität ein. Im folgenden wird an einem einfachen Modell aufgezeigt, wie Luftdruckschwankungen über die Kompressibilität des Lasermediums (hier Nd:YAG) Frequenzverschiebungen hervorrufen.

Der Luftdruck übt eine kleine, allseitig auf den Laserkristall wirkende Kraft aus. Wird der Luftdruck variiert, so ändert sich damit auch geringfügig die Spannung im Laserkristall, die im Bereich elastischer Verformung durch das Kompressionsmodul beschrieben werden kann.

$$K = -\Delta p \cdot \frac{V}{\Delta V} \quad (\text{C.1})$$

$$K = \frac{E}{3 \cdot (1 - 2\mu)} [101] \quad (\text{C.2})$$

Hierbei ist K das Kompressionsmodul, Δp die Druckänderung, ΔV die Volumenänderung, V das Kristallvolumen, E der E-Modul (oder auch Young Modulus) und μ die Poisson-Zahl.

Der E-Modul und die Poisson-Zahl für Nd:YAG lauten:

$$\begin{aligned} E &= 282 \text{ GPa} \\ \mu &= 0.28[99] \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Betrachtet man ein beliebiges quaderförmiges Volumen im Nd:YAG Kristall, so gilt für kleine Druckvariationen:

$$\frac{\Delta V}{V} \simeq 3 \varepsilon \quad (\text{C.4})$$

Hierbei ist ε die Dehnung der Kanten des Volumens (relative eindimensionale Längenänderung). Eine kurze Rechnung zeigt, dass für kleine Druckvariationen die folgende Beziehung zwischen Dehnung einer beliebigen Strecke im gestauchten (gedehnten) Volumen und der eindimensionalen Dehnung ε gilt:

$$\frac{\Delta l}{l} \simeq \varepsilon \quad (\text{C.5})$$

Hieraus folgt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta p} \frac{\Delta l}{l} &\simeq -\frac{1}{K} \frac{V}{\Delta V} \cdot \varepsilon \\ \frac{1}{\Delta p} \frac{\Delta l}{l} &\simeq \frac{1}{3K} \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{1}{\Delta p} \frac{\Delta l}{l} \simeq -2.55 \cdot 10^{-10} \text{mbar}^{-1} =: l_p \quad (\text{C.7})$$

Dieser Zusammenhang beschreibt die relative geometrische Weglängenänderung des Umlaufpfades im Laserkristall bei Variation des Luftdruckes. Ist nun noch die temperaturabhängige Verschiebung der Resonatormoden bekannt, so kann bei bekanntem thermischen Ausdehnungskoeffizienten die druckabhängige Verschiebung der Resonatormoden berechnet werden.

Die temperaturabhängige Verschiebung der Resonatoreigenfrequenzen wird durch den Temperaturabstimmkoeffizienten beschrieben.

$$\frac{\Delta f_q}{\Delta T} \simeq -3.11 \frac{\text{GHz}}{\text{K}} \quad (\text{C.8})$$

Da die relative Längenänderung des Nd:YAG Kristalls für kleine Dehnungen der relativen Längenänderung des Umlaufpfades entspricht (siehe Gleichung C.5), kann aus Gleichung C.8, dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten und Gleichung C.7 die durch Druckvariation hervorgerufene Frequenzverschiebung des Ringlasers berechnet werden.

Für den thermischen Ausdehnungskoeffizienten (CTE) für Nd:YAG gilt:

$$CTE \simeq 6.74 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1} [98] \quad (\text{C.9})$$

Damit folgt für kleine Dehnungen:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f}{\Delta T} \cdot \frac{1}{CTE} \cdot \frac{1}{\Delta p} \left(\frac{\Delta l}{l} \right)_{Umlaufpfad} &= \\ \frac{\Delta f}{\Delta T} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\Delta T} \left(\frac{\Delta l}{l} \right)_{Kristall}} \cdot \frac{1}{\Delta p} \left(\frac{\Delta l}{l} \right)_{Umlaufpfad} &\simeq \frac{\Delta f}{\Delta p} \end{aligned} \quad (C.10)$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\Delta f}{\Delta p} \simeq 117.7 \frac{\text{kHz}}{\text{mbar}} \quad (C.11)$$

Die Frequenz des Seed-Lasers sollte sich daher bei Betrieb im Vakuum um $\Delta f \approx 119$ MHz verringern. Diese Betrachtungen gelten streng für einen freien Nd:YAG Kristall, sollten jedoch bei Ankopplung des Kristalls (pressen, kleben) an eine Kupferwärmesenke, wie im Falle des Seed- und Referenz-Lasers, eine gute Näherung darstellen, da die Kompressionsmodule für Nd:YAG ($K = 130.6$ GPa) und von Kupfer ($K = 136$ GPa [101]), das als Wärmesenke verwendet wird, nahezu identisch sind.

Eine experimentelle Überprüfung dieses Wertes sollte jedoch durch einen weiteren Effekt überdeckt werden. Würde ein monolithischer Ringlaser im Vakuum betrieben, so wird aufgrund der fehlenden Konvektion eine Variation der Laserkristalltemperatur folgen, da nicht der Laserkristall selbst, sondern die Wärmesenke auf der er kontaktiert ist temperaturstabilisiert wird.

Eine ausführliche Analyse der Polarisationszustände monolithischer Ringlaser zeigt, dass durch den Brechungsindexunterschied von Luft und Vakuum eine zusätzliche Frequenzverschiebung der Resonatoreigenmoden beim Betrieb des Lasers im Vakuum folgt. Diese Frequenzverschiebung ist allerdings *sehr klein*. Sie zeigt eine leichte Abhängigkeit von der magnetischen Flussdichte des Magnetfeldes im Laserkristall und beträgt für den in Kapitel 5 untersuchten Laser:

$$\Delta f \simeq 40 - 50 \text{ kHz} \quad (C.12)$$

Dieser Wert ist vollständig zu vernachlässigen.

C.2 Variation der magnetischen Flussdichte der NdFeB Seltenerd-Permanentmagnete

Im Laserkristallhalter des Seed- sowie Referenz-Lasers sind Seltenerd-Permanentmagnete mit höchsten magnetischen Flussdichten (1.2 – 1.4 T) zur Erzeugung der optischen Diode im Laserkristall integriert (siehe Kapitel 2.4). In dieser Arbeit wurden Flussdichten von $B = 0.2$ T (ETR-Geometrie) und $B = 0.3$ T (Standard-Geometrie) am Ort der Laserkristalle in Richtung der längsten Kristallachse (siehe Abbildung 2.5) mit Permanentmagneten aus NdFeB realisiert.

Die Flussdichte des Magnetfeldes zeigt eine reversible Abhängigkeit von der Temperatur des NdFeB [102] und beträgt:

$$\frac{\Delta B_{\text{relativ}}}{\Delta T} = -0.1 \frac{\%}{\text{K}} \quad (\text{C.13})$$

Bei einer realisierten Flussdichte von 200 mT am Ort des Laserkristalls, folgt damit:

$$\frac{\Delta B}{\Delta T_{\text{Magnet}}} = 0.2 \frac{\text{mT}}{\text{K}} \quad (\text{C.14})$$

Für den im RLH Lasersystem verwendeten Laserkristall wurde ein Wert von

$$\frac{\Delta f}{\Delta B} \simeq 15.9 \frac{\text{MHz}}{\text{T}} \quad (\text{C.15})$$

ermittelt. Eine sehr detaillierte Darstellung des verwendeten Algorithmus zur Berechnung des Magnetfeldabstimmkoeffizienten und zur Berechnung der Polarisationszustände monolithischer Ringlaser findet sich in der Arbeit von *Nilsson et al.* [31].

Aus dem Magnetfeldabstimmkoeffizienten folgt ein *sekundärer* Temperaturabstimmkoeffizient von

$$\frac{\Delta f}{\Delta T_{\text{Magnet}}} \simeq -3.2 \frac{\text{kHz}}{\text{K}} \quad (\text{C.16})$$

D Reflektivität der Laserkristallbeschichtung

D.1 Einleitung

Dielektrische Beschichtung zeigen eine Temperatur- und Polarisationsabhängigkeit der Reflektivität. Da eine Variation der in einen monolithischen Ringlaser eingekoppelten Pumpleistung in Frequenz- und Leistungsrauschen koppelt, wurde die Reflektivität der dielektrischen Beschichtung am Laserkristall des *MEPHISTO InnoLight GmbH* Ringlasers charakterisiert. Sowohl für p- als auch s-polarisierte Pumpstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 808$ nm konnte eine ausgeprägte lineare Temperaturabhängigkeit, die auf die Ausdehnung der Beschichtung zurückgeführt wird, nachgewiesen werden. Diese temperaturabhängige Variation der Reflektivität ist nur das Design und die Fertigung der Beschichtung zu beeinflussen.

Darüber hinaus wurde die Reflektivität der dielektrischen Beschichtung in Abhängigkeit des Pumplaserdiodenstroms(leistung) ermittelt. Die Diskussion und Darstellung der Ergebnisse erfolgt nach Beschreibung des Versuchsaufbaus.

D.2 Experiment

Abbildung D.1 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Ein für die Wellenlänge 1064 nm hochreflektierender und für die Wellenlänge 808 nm reflexionsarm beschichteter dichroitischer Spiegel reflektiert die generierte Laserstrahlung. Die Reflektivität des Spiegels für Pumpstrahlung der Wellenlänge 808 nm betrug:

$$R_{808 \text{ nm}} = 0.043 \pm 8 \cdot 10^{-5} \quad (\text{D.1})$$

bei einem Einfallswinkel von $\alpha \simeq 10^\circ$. Die Transmission für Laserstrahlung der Wellenlänge 1064 nm kann vernachlässigt werden. PM kennzeichnet die Position des Laserleistungsmessgerätes.

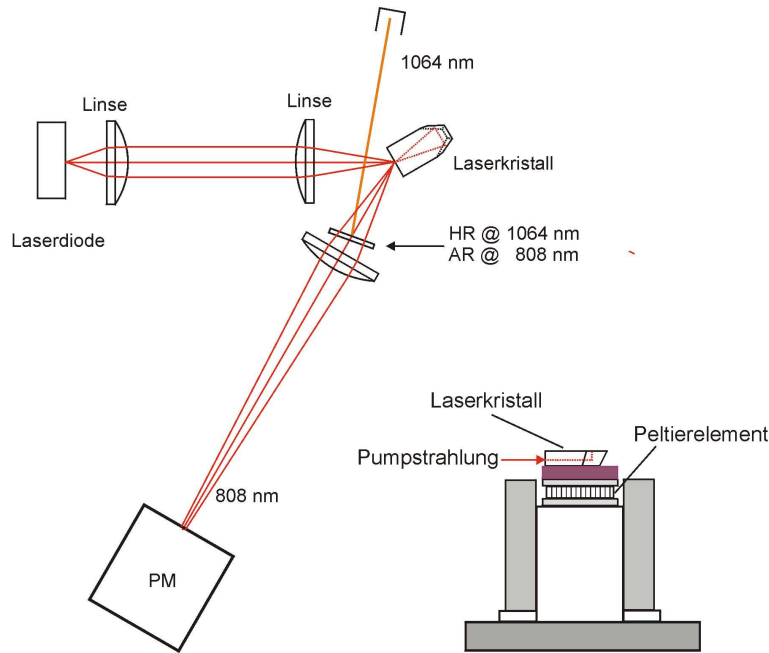


Abbildung D.1: Versuchsaufbau zur Messung der Beschichtungsreflektivität

D.3 Ergebnisse

Abbildung D.2 zeigt die gemessene Temperaturabhängigkeit der Beschichtungsreflektivität bei einer Pumpleistung von $P = 1720 \text{ mW}$ ($I = 2000 \text{ mA}$).

Aus den Messungen ergeben sich die folgenden temperaturabhängigen Reflektivitäten:

$$\begin{aligned} R_{s-pol}(\%) &= 3.22(\pm 0.04) + 0.088(\pm 0.001)T(^{\circ}\text{C}) \quad s-pol \\ R_{p-pol}(\%) &= 1.24(\pm 0.02) + 0.067(\pm 0.0006)T(^{\circ}\text{C}) \quad p-pol \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

Da die Frontfläche in direktem Kontakt mit der Umgebungsluft steht, werden an dieser Stelle die größten Temperaturfluktuationen im Laserkristall auftreten. Die im Vergleich zu Nd:YAG um mehr als eine Größenordnung geringere Wärmeleitfähigkeit und die sehr geringe Masse der Beschichtung bestärken diese Aussage.

Frequenzverschiebungen, die durch die temperaturabhängige Reflektivität der Beschichtung hervorgerufen werden, können in erster Näherung ¹ durch folgende Gleichungen abgeschätzt werden:

¹Temperaturvariationen werden dabei als homogen über die gesamte Beschichtungsdicke angenommen

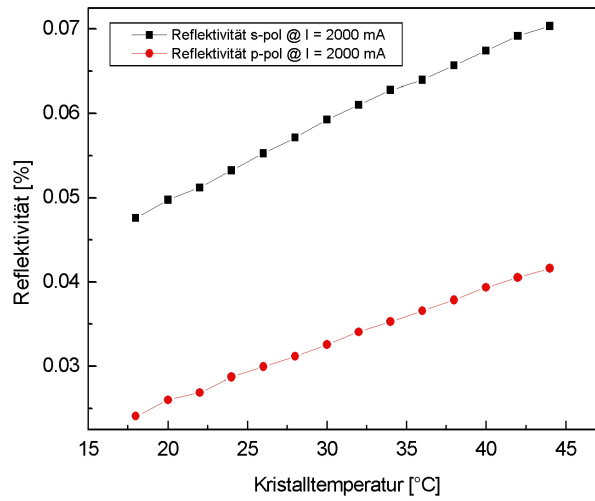


Abbildung D.2: Laserkristallfrontreflektivität für s- und p-polarisiertes Pumplicht

$$\frac{\Delta f}{\Delta T_{\text{coating}}} \simeq P \cdot \frac{(R(T_1) - R(T_2))}{T_2 - T_1} \frac{\Delta f}{\Delta P} \quad (\text{D.3})$$

$$\frac{\Delta f}{\Delta T_{\text{coating}}} \simeq -P \cdot 0.88 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{mK}} \cdot \frac{1.5 - 3.5 \text{ MHz}}{\text{mW}} \quad \text{s-pol} \quad (\text{D.4})$$

$$\frac{\Delta f}{\Delta T_{\text{coating}}} \simeq -P \cdot 0.67 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{mK}} \cdot \frac{1.5 - 3.5 \text{ MHz}}{\text{mW}} \quad \text{p-pol} \quad (\text{D.5})$$

Für eine Pumpleistung von $P = 1720 \text{ mW}$, wie sie zur Charakterisierung der Reflektivität verwendet wurde, folgt hiermit:

$$\frac{\Delta f}{\Delta T_{\text{coating}}} \simeq (-2.2) - (-5.3) \frac{\text{kHz}}{\text{mK}} \quad \text{s-pol} \quad (\text{D.6})$$

und

$$\frac{\Delta f}{\Delta T_{\text{coating}}} \simeq (-1.7) - (-4.0) \frac{\text{kHz}}{\text{mK}} \quad \text{p-pol} \quad (\text{D.7})$$

Die dargestellten Frequenzverschiebungen sind obere Grenzen und nur für langsame Temperaturvariationen gültig. Der Verlauf der Strommodulationstransferfunktion zeigt, dass Pumpleistungsvariationen mit zunehmender Frequenz gedämpft in Frequenzvariationen koppeln.

Im Gegensatz hierzu ist jedoch zu erwarten, dass Temperaturvariationen in der Beschichtung bis etwa zur Frequenz der Relaxationsoszillation ungedämpft in Laserleistungsvariationen koppeln. Die relativen Leistungsvariationen (RIN) bei Variation der Beschichtungstemperatur (p-polarisierte Pumpstrahlung) können durch folgende Gleichung angenähert werden:

$$\frac{\Delta P_{\text{Laser}}}{\Delta T_{\text{Beschichtung}}} \simeq \frac{dP_{\text{Laser}}}{dP_{\text{Laserdiode}}} \cdot 0.67 \cdot 10^{-6} \text{ mK}^{-1} \cdot P_{\text{Laserdiode}} \quad (\text{D.8})$$

Abbildung D.3 zeigt die berechneten relativen Leistungsvariationen pro mK Temperaturvariation in der Laserkristallbeschichtung für drei Laserkristalltemperaturen. Der Einfluss von Temperaturvariationen in der Laserkristallbeschichtung auf das relative Leistungsrauschen des Lasers variiert aufgrund der nicht konstanten differentiellen Lasereffizienz um mehr als eine Größenordnung.

$$\frac{RIN}{\text{mK}_{\text{Beschichtung}}} \simeq 4 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-5} \text{ mK}^{-1} \quad (\text{D.9})$$

Sollen Temperaturvariationen der Laserkristallbeschichtung möglichst gering in Leistungsrauschen des monolithischen Nd:YAG Ringlasers koppeln, so ist ein solcher Arbeitspunkt zu wählen, an dem die differentielle Lasereffizienz möglichst klein und die Ausgangsleistung möglichst groß ist (Vergleich Abbildung D.3 und D.4).

Abbildung D.2 zeigt deutlich, dass Polarisationsfluktuationen im Pumplicht in Leistungs- und Frequenzrauschen des untersuchten monolithischen Ringlasers einkoppeln muss. Eine Laserkristallbeschichtung mit möglichst identischer Reflektivität für s- und p-polarisiertes Pumplicht sollte die Leistungsrauschcharakteristik hochstabiler monolithischer Ringlaser positiv beeinflussen, insbesondere dann wenn die Pumpstrahlung über einen Lichtwellenleiter in den Laserkristall gekoppelt wird.

Die Pumpstromabhängigkeit der Beschichtungsreflektivität ist in Abbildung D.5 darge-

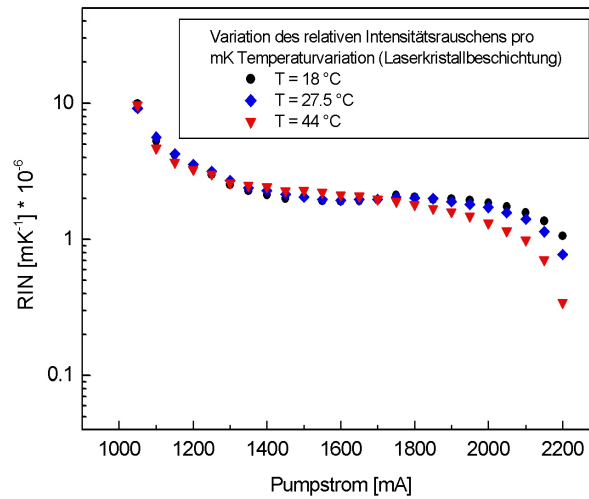


Abbildung D.3: Einfluss von Temperaturvariationen der Beschichtungstemperatur auf das relative Leistungsrauschen des Lasers

stellt. In erster Näherung ist ein linearer Verlauf über die Laserschwelle ($I \simeq 1000 \text{ mA}$) hinaus zu beobachten.

Die Reflektivität der Kristallbeschichtung wächst, im Gegensatz zur deponierten Wärme (siehe Abschnitt 5.7), in erster Näherung linear mit dem Pumpstrom. Beschichtungen, wie sie für den monolithischen Ringlaser verwendet werden, können Wasser einlagern, die Absorption im Wellenlängenbereich der Pump- und Laserstrahlung ist jedoch klein (Absorptionskoeffizient: $0.01 - 0.1 \text{ cm}^{-1}$ [103]). Der lineare Anstieg wird auf eine geringe Absorption der Laserkristallbeschichtung nach vorheriger Reinigung mit Aceton zurückgeführt. Eine signifikante Detektion von Laserstrahlung kann ausgeschlossen werden, da der lineare Verlauf über die Laserschwelle hinweg zu beobachten ist. Aufgrund der geringen Masse und schlechten Wärmeleitfähigkeit der Beschichtung (dielektrische Beschichtungen werden i.d.R. aus mehr als einem Dutzend Schichten aus SiO_2 und Ta_2O_5 hergestellt) kann dies zu einem linearen Temperaturanstieg in der Beschichtung führen. Ein linearer Anstieg der Temperatur, direkt hinter der Laserkristallfront, durch Pumplichtabsorption kann allerdings nicht vollständig ausgeschlossen werden, da die lokale Heizleistungsdichte vom lokalen Überlapp von Pumpvolumen und Lasermode abhängt. Dieser Überlapp variiert auch bei unveränderter Gesamtheizleistung, wenn die Absorptionslänge mit dem Pumpstrom variiert. Eine Variation der Absorptionslänge muss eine Verschiebung der thermischen Linse zur Folge haben, wodurch die transversale Ausdehnung des Lasermodes variiert.

Abbildung D.6 zeigt die Reflektivität (p- polarisierte Pumpstrahlung, Polarisationsver-

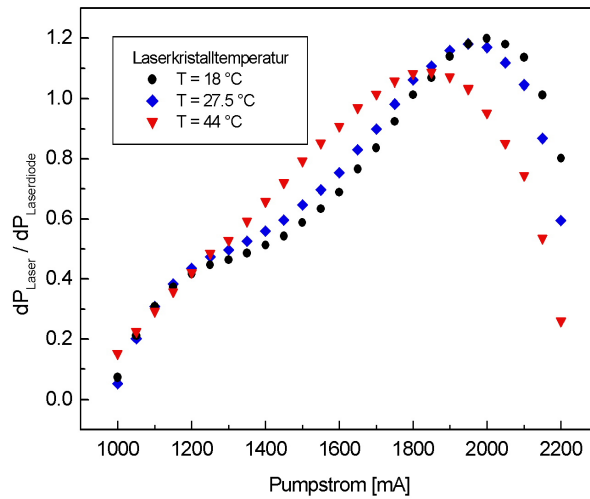


Abbildung D.4: Differentielle Lasereffizienz. Laserdiodentemperatur konstant $T_{Laserdiode} = 30^{\circ}\text{C}$

hältnis $> 80 : 1$) der Kristallbeschichtung unterhalb der Laserschwelle in Abhängigkeit der Laserkristalltemperatur.

Die dargestellten Ergebnisse zur Beschichtungsreflektivität sind spezifisch für die Beschichtung des untersuchten Laserkristalls. Sie sind nicht allgemeingültig, aber sie zeigen deutlich auf, dass eine individuelle Charakterisierung der Beschichtungsreflektivität ein wichtiges Kriterium für die Selektion eines möglichst Frequenz- und Leistungsstabilen monolithischen Ringlasers ist. Vergleichende Messungen an einem monolithischen Ringlaser in ETR Geometrie (wie im Seed- und Referenz-Laser des RLH verwendet) zeigten z.B. gegenläufige Reflektivitätsvariationen bei Variation der Laserkristalltemperatur für s- und p-polarisiertes Pumplicht und eine weniger ausgeprägte Temperaturabhängigkeit der Reflektivität [75].

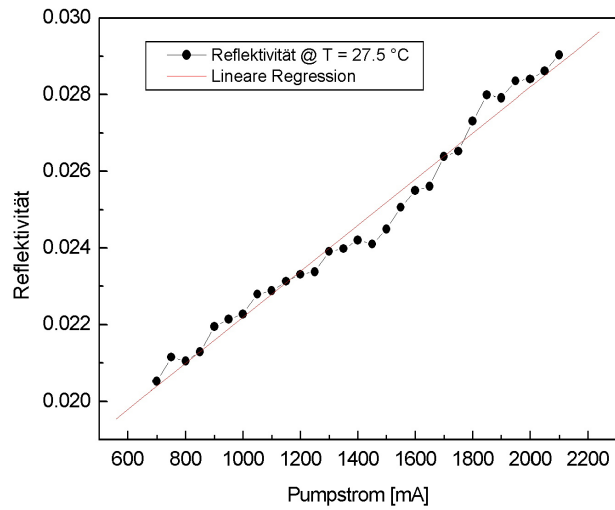


Abbildung D.5: Pumpstromabhängigkeit der Laserkristallreflektivität

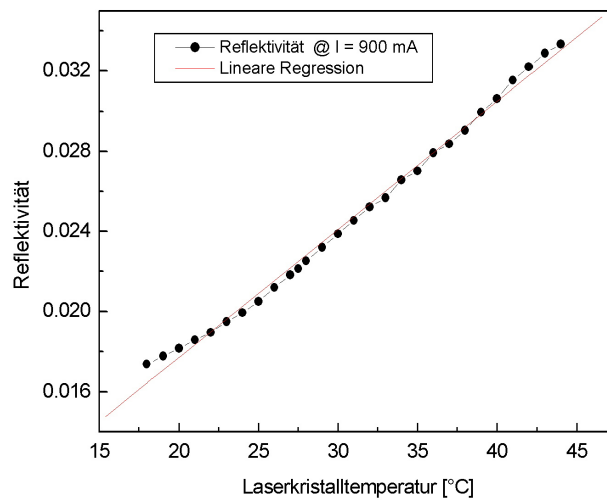


Abbildung D.6: Temperaturabhängigkeit der Laserkristallreflektivität

Literaturverzeichnis

- [1] T.J.KANE und R.L.BYER: *Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser*. Opt. Lett., 10(2):65–67, 1985.
- [2] T.J.KANE, A.C.NILSSON und R.L.BYER: *Frequency stability and offset locking of a laser-diode pumped Nd:YAG monolithic nonplanar ring oscillator*. Opt. Lett., 12(3):175–177, March 1987.
- [3] T.J.KANE und E.A.P.CHENG: *Fast frequency tuning and phase locking of diode-pumped Nd:YAG ring laser*. Opt. Lett., 13(11):970–972, 1988.
- [4] A.OWYOUNG und P.ESHERICK: *Stree-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd:YAG laser*. Opt. Lett., 12(12):999–1001, December 1987.
- [5] JR., W.R.TRUTNA, D.K.DONALD und M.NAZARATHY: *Unidirectional diode-laser pumped Nd:YAG ring laser with a small magnetic field*. Opt. Lett., 12(4):248–250, April 1987.
- [6] E.A.P.CHENG und T.J.KANE: *High-power single-mode diode-pumped Nd:YAG laser using a monolithic nonplanar ring resonator*. Optics Letters, 16(7):478–480, 1991.
- [7] T.J.DUNN, T.-M.LEE und K.JAIN: *Absolute distance measurement interferometry for alignment systems for advanced lithography tools*. J.Vac.Sci.Technology. B, 14(6):3960–3963, Nov/Dec 1996.
- [8] B.THUROW, J.HILEMAN, M.SAMIMY und W.LEMPERT: *Progress towards a real-time quantitative measurement technique for high-speed flows*. In: 31th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Seiten AIAA 2001–2985.
- [9] D.MAZZOTTI, G.GIUSFREDI, P.CANCIO und P.DE NATALE: *High-sensitivity spectroscopy of CO₂ around 4.25μm with difference-frequency radiation*. Optics and Lasers in Engineering, 37:143–158, 2001.
- [10] T.TOEPFER, K.P.PETROV, Y.MINE, D.JUNDT, R.F.CURL und F.K.TITTEL: *Room-temperature mid-infrared laser sensor for trace gas detection*. Applied Optics, 36(30):8042–8049, 1997.

-
- [11] NASA: *The Apollo Program - Mission Summary Apollo 15*. Technischer Bericht, NASA, 2003. <http://www.nasm.si.edu/collections/imagery/apollo/AS15/a15los.htm>.
- [12] R.S.AFZAL: *Solid-state lasers for space-based applications*. In: *Proceedings of the Conference on Lasers And Electro Optics CLEO*, 2002. CWN1.
- [13] R.S.AFZAL: *Mars observer laser altimeter: Laser transmitter*. *Applied Optics*, 33(15):3184–3188, May 1994.
- [14] NASA: *Mars Global Surveyor*. Technischer Bericht, NASA, 2003. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/marsurv.html>.
- [15] ESA: *LISA Laser Interferometer Space Antenna: A cornerstone mission for the observation of gravitational waves*. Technischer Bericht, European Space Agency, 2000. System and Technology Report.
- [16] ESA: *DARWIN - Space infrared interferometer project*. Technischer Bericht, European Space Agency, 2003.
- [17] K.PRIBIL: *Laser communication terminals a key building block for the new broadband satellite networks*. In: *Proceedings of the EUROPTO Symposium on Broadband European Networks*, 1998. SPIE Vol. 3408.
- [18] J.D.MAHLMAN: *Dynamics of transport processes in the upper troposphere*. *Science*, 276:1079–1083, 1997.
- [19] C.WANG: *A modeling study on the climate impact of black carbon aerosols*. Technischer Bericht No. 84, March 2002. MIT joint programm on the science and policy of global change.
- [20] J.M.HAYWOOD, V.RAMASWAMY und B.J.SODEN: *Tropospheric aerosol climate forcing in clear-sky satellite observations over the oceans*. *Science*, 283:1299–1303, 1999.
- [21] A.E.SIGMAN: *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [22] N.P.BARNES und J.C.BARNES: *Injection seeding 1: Theory*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(10):2670–2683, 1993.
- [23] D.J. OTTAWAY, P.J. VEITCH, C. HOLLITT D. MUDGE M.W. HAMILTON UND J. MUNCH: *Frequency and Intensity Noise of an Injection-Locked Nd:YAG Ring Laser*. *Appl. Phys. B*, 71:163–168, 2000.

- [24] P.INGMANN und J.FUCHS: *The four candidate earth explorer core missions*. Technischer Bericht, European Space Agency, 1999. ESA SP-1233(4).
- [25] ESA: *ADM-AEOLUS*. Technischer Bericht, European Space Agency, 2003. <http://www.esa.int/export/esaLP/earthexplorers.html>.
- [26] K.WALLMEROETH: *Monolithic integrated Nd: YAG laser*. Optics Letters, 15(16):903–905, 1990.
- [27] K.WALLMEROETH und R.LETTERER: *Frequency -stable, high-power, diode-pumped Nd: YAG laser*. Proceedings SPIE, Conference on Optics in Complex Systems, 1319:42, 1990.
- [28] U.JOHANN und W.SEELERT: *1 W CW diode-pumped Nd: YAG laser for coherent space communication systems*. Proceeding SPIE, Conference on Optical Space Communication II, 1522:158–168, 1991.
- [29] R.LETTERER und K.WALLMEROETH: *Single-frequency laser development for space communication*. Proceedings SPIE, Conference on Optical Space Communication II, 1522:154–157, 1991.
- [30] W.KOECHNER, R.BURNHAM, J.KASINSKI, P.BOURNES, D.DIBIASE, K.LE, L.MARSHALL und A.HAYS: *High-power diode-pumped solid-state lasers for optical space communication*. Proceedings SPIE, Conference on Optical Space Communication II, 1522:169–179, 1991.
- [31] A.C.NILSSON, E.K.GUSTAFSON und R.L.BYER: *Eigenpolarization theory of monolithic nonplanar ring oscillators*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 25(4):767–790, April 1989.
- [32] O.E.NANII und A.N.SHELAEV: *Magnetoopic effects in a YAG: Nd^{B+} ring laser with a nonplanar resonator*. Soviet Journal of Quantum Electronics, 14:638–642, 1984.
- [33] A.R.CLOBES und M.J.BRIENZA: *Single-frequency travelling-wave Nd:YAG lasers*. Appl. Phys. Lett., 21:265–267, 1972.
- [34] I.SAVEL'EV, I. und A. M.KHROMYKH: *Longitudinal modes of a cavity ring resonator*. Soviet Journal of Quantum Electronics, 6:821–826, 1976.
- [35] I.SARDYKO, V.: *Polarization and frequency splitting of opposite waves in ring laser with anisotropic resonator*. Journal of Applied Spectroscopy (USSR), 30:39–46, 1979.

-
- [36] B.WILLKE, S.BROZEK, V.QUETSCKE, S.GOSSLER und K.DANZMANN: *Frequency stabilization of a monolithic Nd:YAG ring laser by controlling the power of the laser-diode pump source*. Opt. Lett., 25(14):1019–1021, April 2000.
- [37] I.FREITAG: *Entwicklung und Charakterisierung einer Laserstrahlquelle für den interferometrischen Nachweis von Gravitationswellen*. Dissertation, Universität Hannover, 1994.
- [38] T.PETELSKI, R.S.CONROY und K.BENCHEIKH, J.MLYNEK und S.SCHILLER: *All-solid state, tunable, single-frequency source of yellow light for high-resolution spectroscopy*. Optics Letters, 26(13):1013–1015, 2001.
- [39] S.SPIEKERMANN, H.KARLSSON, F.LAURELL und I.FREITAG: *Tunable single-frequency radiation in orange spectral region*. Electronics Letters, 36(6):543–545, 2000.
- [40] W.J.KOZLOVSKY, C.D.NABORS und R.L.BEYER: *Second-harmonic generation of a continuous-wave diode-pumped Nd:YAG laser using an externally resonant cavity*. Optics Letters, 12(12):1014–1016, 1987.
- [41] U.STRÖSSNER, A.PETERS, J.MLYNEK, S.SCHILLER, J.-P.MEYN und R.WALLENSTEIN: *Single-frequency continuous-wave radiation from 0.77 to 1.73 μm generated by green-pumped optical parametric oscillator with periodically poled LiTaO_3* . Optics Letters, 24(22):1602–1604, 1999.
- [42] K.SCHNEIDER, S.SCHILLER, J. MLYNEK, M.BODE und I.FREITAG: *1.1 W single-frequency 532 nm radiation by second-harmonic generation of a miniature Nd:YAG ring laser*. Optics Letters, 21(24):1999–2001, 1996.
- [43] M.BODE: *Abstimmbare Einfrequenz-Strahlquellen hoher Stabilität im infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich*. Dissertation, Universität Hannover, 1999.
- [44] I.ZAWISCHA: *Injektionsgekoppelte diodengepumpte Nd:YAG und Nd:YVO-Laser für terrestrische interferometrische Gravitationswellendetektoren*. Dissertation, Universität Hannover, 2003.
- [45] M.FREDE und R.WILHELM. Laser Zentrum Hannover e.V., 2003. Persönliche Mitteilung.
- [46] KRAVTSOV, N. V.: *Basic Trends in the Development of Diode-Pumped Solid-State Lasers*. Quantum Electronics, 31(8):661–677, 2001.

- [47] N.V.KRAVTSOV und N.N.KRAVSTOV: *Nonreciprocal effects in ring lasers*. Quantum Electronics, 29(5):378–399, 1999.
- [48] C.BRAXMAIER: *Frequenzstabilisierung eines Nd:YAG-lasers auf Hyperfeinübergänge von molekularem Jod*. Diplomarbeit, 1997. Universität Konstanz.
- [49] T.SCHULDT: *Frequenzstabilisierter Nd:YAG-Laser für Weltraumanwendungen*. Diplomarbeit, 2003. Humboldt-Universität Berlin.
- [50] M.TRÖBS. persönliche Mitteilung, 2003. Laser Zentrum Hannover e.V.
- [51] S.SEEL, R.STORZ, G.RUOSSO, J.MLYNEK und S.SCHILLER: *Cryogenic optical resonators: a new tool for laser frequency stabilization at the 1 Hz level*. Physical Review Letters, 78(25):4741–4744, 1997.
- [52] R.STORZ, C.BRAXMAIER, K.JÄCK, O.PRADEL und S.SCHILLER: *Ultrahigh long-term dimensional stability of a sapphire cryogenic optical isolator*. Optics Letters, 23(13):1031–1033, 1998.
- [53] D.A.SHADDOCK, M.B.GRAY und D.E.MCCLELLAND: *Frequency locking a laser to an optical cavity by use of spatial mode interference*. Optics Letters, 24(21):1499–1501, 1999.
- [54] D.A.CLUBLEY, K.D.SKELDON, B.W.BARR, G.P.NEWTON, K.A.STRAIN und J.HOUGH: *Ultrahigh level of frequency stabilisation of an injection locked Nd:YAG laser with relevance to gravitational wave detection*. Optics Communication, 186:177–184, 2000.
- [55] M.MUSHA, T.KANAYA, KEN-ICHI NAKAGAWA und KEN-ICHI UEDA: *The short- and long- term frequency stabilization of an injection-locked Nd:YAG laser in reference to a Fabry-Perot cavity and an iodine saturated absorption line*. Optics Communication, 183:165–173, 2000.
- [56] E.D.BLACK: *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*. Am. J. Phys., 69(1):79–87, 2001.
- [57] J.A.KESZENHEIMER, E.J.BALBONI und J.J.ZAYHOWSKI: *Phase locking of 1.32 μm microchip laser through the use of pump-diode modulation*. Optics Letters, 17(9):649–651, 1992.
- [58] J.HARRISON und A.MOORADIAN: *Linewidth and offset frequency locking of external cavity GaAlAs lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 25(6):1152–1155, 1989.

-
- [59] C.H.SHIN und M.OHTSU: *Homodyne optical phase locking of resonant cavity coupled semiconductor lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 29(2):374–385, February 1993.
- [60] G.SANTARELLI, A.CLAIRON, S.N.LEA und G.M.TINO: *Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz*. Optics Communications, 104:339–344, 1994.
- [61] T.DAY, A.D.FARINAS und R.L.BYER: *Demonstration of a low bandwidth 1.06 μm optical phase-locked loop for coherent homodyne communication*. IEEE Photonics Technology Letters, 2(4):294–296, April 1990.
- [62] P.ESHERICK und A.OWYOUNG: *Polarization effects in laser-pumped Nd:YAG lasers*. SPIE Pulsed Single Frequency Lasers: Technology and Applications, 912:2–6, 1988.
- [63] N.N.KRAVTSOV und N.M.SHABATKO: *Tuning of the emission frequency of ring Nd³⁺:YAG chip laser*. Quantum Electronics, 25(8):762–764, 1995.
- [64] R.HEILMANN und B.WANDERNOTH: *Active light induced thermal frequency stabilization of monolithic integrated twisted-mode-cavity Nd:YAG laser*. Electronics Letters, 28(14):28, 1992.
- [65] R.HEILMANN: *Frequency tuning of diode pumped solid-state lasers using pump-power modulation*. Electronics Letters, 30(23):1943–1944, 1994.
- [66] J.J.ZAYHOWSKI und J.A.KESZENHEIMER: *Frequency tuning of microchip lasers using pump-power modulation*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 28(4):1118–1122, 1992.
- [67] T.DAY: *Frequency stabilized solid state lasers for coherent optical communication*. Dissertation, Stanford University, September 1990.
- [68] T.BRAUER, T.KINDER und K.D.SALEWSKI: *Linearization of thermal tuning of Nd:YAG miniatur solid state laser*. Technisches Messen tm, 68(3):140–146, March 2001.
- [69] Y.LI, A.J.C.VIEIRA, S.M.GOLDWASSER und P.R.HERCZFELD: *Rapidly tunable millimeter-wave optical transmitter for Lidar-radar*. IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques, 49(10):2048–2054, October 2001.

- [70] L.N.LANGLEY, M. D.ELKIN, C.EDGE, M.J.WALE, U.GLIESE, X.HUANG und A.J.SEEDS: *Packaged semiconductor laser optical phase-locked loop (OPLL) for photonic generation, processing and transmission of microwave signals*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 47(7):1257–1264, July 1999.
- [71] U.SCHÜNEMANN, H.ENGLER, R.GRIMM, M.WEIDEMÜLLER und M.ZIELONKOWSKI: *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*. Review of Scientific Instruments, 70(1):242–243, January 1999.
- [72] C.GREINER, B.BOGGS, T.WANG und T.W.MOSSBERG: *Laser frequency stabilization by means of optical self-heterodyne beat-frequency control*. Optics Letters, 23(16):1280–1282, August 1998.
- [73] L.RICCI, M.WEIDEMÜLLER, T.ESSLINGER, A.HEMMERICH, C.ZIMMERMANN, V.VULETIC, W.KÖNIG und T.W.HÄNSCH: *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*. Optics Communication, 117:541–549, 1995.
- [74] V.QUETSCHKE: *Korrelationen von Rauschquellen bei Nd:YAG Lasersystemen*. Dissertation, Universität Hannover, 2003.
- [75] P.BURDACK. persönliche Mitteilung, 2003. Laser Zentrum Hannover e.V.
- [76] A.THORNE: *Spectrophysics*. Chapman and Hall, 1988.
- [77] M.BODE. persönliche Mitteilung, 2003. InnoLight GmbH.
- [78] ESA: *Outgassing and thermo-optical data for spacecraft materials*. Technischer Bericht, European Space Agency, 1993. ESA-RD-01 Rev. 4.
- [79] ESA: *Data for selection of space materials*. Technischer Bericht, European Space Agency, 1994. ESA PSS-01-701 Issue 1 Revision 3.
- [80] LEICA: *Study of cementing / mounting technologies for laser communication optics (CEMOT)*. Technischer Bericht, Leica Heerbrugg AG, 1992. ESA Contract No. 8719/89/NL/DG.
- [81] NASA: *MAPTIS Datadase*. Technischer Bericht, Marshall Space Flight Center, Huntsville AL, 2003. <http://maptis.nasa.gov/>.
- [82] B.M.DICKS: *Optische Verstärker bei 1.06 μm für die Weltraumkommunikation*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2001.

-
- [83] T.S.ROSE, M.S.HOPKINS und R.A.FIELDS: *Characterization and control of gamma and proton radiation effects on the performance of Nd:YAG and Nd:YLF lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 31(9):1593–1602, September 1995.
- [84] S.M.KACZMAREK: *Influence of ionizing radiation on performance of Nd:YAG lasers*. Cryst. Res. Technol., 34:1183–1190, 1999.
- [85] ESA: *Radiation Design Handbook*. Technischer Bericht, European Space Agency, 1993. ESA PSS-01-609 Issue 1.
- [86] G.HEINZEL und M.MITAKA: *LISO- Program for linear simulation and optimization of analog electronic circuits*. Technischer Bericht, Max Planck Institut für Gravitationsphysik - Albert Einstein Institut, 1999. Bericht des Max Planck Institutes für Graviationsphysik - Albert Einstein Institut.
- [87] K.DEKOTER: *NASA/NASDA Qualification testing on MINCOs Polyimide-insulated ThermofoilTM heaters*. Technischer Bericht Test Report No. 1877, MINCO, 2002.
- [88] FEDERAU: *Schaefer und Kirchhoff GmbH*, 2002. Persönliche Mitteilung.
- [89] BETA THERM: *NTC Thermistor Components and Probs Assemblies for the Aerospace Industry*. Produktinformation, 2003. <http://www.betatherm.com>.
- [90] YSI: *YSI Temperature Products*. Produktinformation, 2003. <http://www.ysi.com/temperature.htm>.
- [91] J.ALDERMANN, P.K.JOB, R.C.MARTIN, C.M.SIMMONS, G.D.OWEN und J.PUHL: *Radiation-induced demagnetization of NdFeB permanent magnets*. Technischer Bericht LS-290, U.S. Department of Energy, 2000. <http://www.aps.anl.gov/techpub/lnotes/l290.pdf>.
- [92] R.C.POWELL: *Physics of Solid-State Laser Materials*. Springer Verlag, 1. Auflage, 1998.
- [93] V.LUPEI, N.PAVEL und T.TAIRA: *Laser emission in highly doped Nd:YAG crystals under $^4F_{5/2}$ and $^4F_{3/2}$ pumping*. Optics Letters, 26(21):1678–1680, 2001.
- [94] V.LUPEI, N.PAVEL und T.TAIRA: *Efficient laser emission in concentrated Nd laser materials under pumping into the emitting level*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 38(3), 2002.

- [95] NASA *LSB's Database of Laser Materials*. Technischer Bericht, NASA, <http://aesd.larc.nasa.gov/GL/laser/spectra/nds-spec.htm>, 2003. Langley Research Center.
- [96] Y.GUYOT, H.MANAA, J.Y.RIVOIRE, R.MONCORGE, N.GARNIER, E.DESCROIX, M.BON und P.LAPORTE: *Excited-state-absorption and upconversion studies of Nd³⁺-doped single crystals Y₃Al₅O₁₂, YLiF₄, and LaMgAl₁₁O₁₉*. Physical Review B, 51(2):784–799, 1995.
- [97] W.KOECHNER: *Solid-State Laser Engineering*, Band 1 der Reihe *Springer Series in Optical Science*. Springer Verlag, second Auflage, 1988.
- [98] K.CONTAG. persönliche Mitteilung, 2001. University of Stuttgart.
- [99] VLOC: *Datenblatt: Yttrium Aluminium Garnet Laser Materials*, 2003.
- [100] Y.F.CHEN, T.M.HUANG, C.F.KAO und C.L.WANG und S.C.WANG: *Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 33(8):1424–1429, 1997.
- [101] H.KUCHLING: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 17. Auflage, 2001.
- [102] IBS: *Datenblatt zu Dauermagnet Werkstoffe und Systeme*. IBS Magnet, 2001. Katalogausgabe 6.
- [103] G.M.HALE und M.R.QUERRY: *Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region*. Appl. Opt., 12:555–563, 1973.

Liste eigener Publikationen

- M. Hunnekuhl, P. Burdack, M.Tröbs, U.Hinze, C. Fallnich, M. Bode, O. Dölle, I. Freitag, und K. Danzmann
Ultra-stable Nd:YAG Ring Laser for a Spaceborne LIDAR System
Conference on Advanced Solid-State Lasers
OSA Technical Digest (Optical Society of America, Washington DC, 2002), 03.-06.02.2002 in Quebec, Vortrag WD3-1
- P. Burdack, M. Tröbs, M. Hunnekuhl, C. Fallnich, I. Freitag
Modulation-free sub-Doppler laser frequency stabilization to molecular iodine with a common-path, two-color interferometer
Optics Express, Vol. 12, No. 4, pp. 644 - 650 (Februar 2004)
- M. Tröbs, M. Hunnekuhl, P. Burdack, U.Hinze, C. Fallnich, S. Skorupka, G. Heinzel, K. Danzmann, M. Bode und I. Freitag
Beat measurement of single-frequency lasers independently frequency-locked to thermally shielded high-finesse cavities
Conference on Advanced Solid-State Lasers
OSA Technical Digest (Optical Society of America, Washington DC, 2002), 03.-06.02.2002 in Quebec, Vortrag WD4-1
- M. Tröbs, M. Hunnekuhl, P. Burdack, U.Hinze, C. Fallnich, M. Bode, I. Freitag, S. Skorupka, G. Heinzel und K. Danzmann
Highly stable laser towards spaceborne gravitational wave detection
Conference on Lasers and Electro-Optics - USA 2002, 19.-24.05.2002 in Long Beach, Vortrag CWN3
- R. Flesch, M.C. Schürmann, J. Plenge, M. Hunnekuhl, H. Meiss, M. Bischof und E. Rühl
Absolute photoionization cross section of the primary photofragments of chlorine dioxide and dichlorine monoxide
Phys. Chem. Chem. Phys. 1, S. 5423 - 5428 (1999)

- R. Flesch, M.C. Schürmann, M. Hunnekuhl, H. Meiss, J. Plenge und E. Rühl
A pump-probe photoionization mass spectrometer utilizing tunable extreme ultra-
violet laser-produced-plasma radiation
Review of scientific instruments 71 (3), S. 1319 - 1324 (2000)
- R. Flesch, M.C. Schürmann, J. Plenge, H. Meiss, M. Hunnekuhl und E. Rühl
Autoionization and photoionization of O(1D)
Physical Review A, 62, 052723, S. 052723-1 - 052723-5 (2000)

Danksagung

Die vorliegende Dissertation wurde am Laser Zentrum Hannover e.V. erstellt. Große Teile dieser Arbeit entstanden im Rahmen des Projektes *Breadboarding of a Burst-Mode Pulsed High Energy UV Laser for Doppler Wind LIDAR Applications* im Auftrage der Europäischen Raumfahrtagentur ESA (ESA-ITT No. AO/1-3579/99/NL/GD) in einer Zusammenarbeit mit der *EADS-ASTRIUM GmbH* und der *InnoLight GmbH*.

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Danzmann, der es mir ermöglichte die interessante Aufgabenstellung dieser Arbeit in einer Dissertation am Laser Zentrum Hannover e.V. zu bearbeiten. Herrn PD Dr. H. Lubatschowski möchte ich für die bereitwillige Übernahme des Korreferates danken.

Für viele interessante Anregungen zur Konzeption dieser Arbeit und seiner Diskussionsbereitschaft möchte ich Herrn Dr. Carsten Fallnich danken.

Ein ganz großer Dank geht an alle Mitarbeiter der Firma *InnoLight GmbH*, insbesondere an Herrn Dr. Ingo Freitag und Dr. Markus Bode. Die stete motivierende Hilfsbereitschaft, Diskussionsbereitschaft sowie die Bereitstellung notwendiger Messaufbauten haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Bei Herrn. Dr. U. Kummer, R. Maurer und C. Wührer vom Unternehmen *EADS-ASTRIUM GmbH* möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit und das gute Klima in allen Projekttreffen bedanken.

Allen Mitarbeitern der Abteilung Laserentwicklung am Laser Zentrums Hannover, insbesondere der Gruppe Lasermesstechnik Michael Tröbs, Peer Burdack, Martina Brendel, Ivo Zawischa, Maik Frede und Ralf Wilhelm möchte ich für die gute Zusammenarbeit, ertragreiche Diskussionen und insbesondere dem guten Arbeitsklima danken.

Meiner Freundin Denise gilt mein besonderer Dank für ihre Unterstützung und Hilfsbereitschaft während des Entstehens dieser Arbeit sowie dem intensiven Korrekturlesen.

Meiner Familie und allen Freunden möchte ich an dieser Stelle meinen ganz besonderen Dank aussprechen. Gerade in den sehr arbeitsintensiven Phasen dieser Arbeit waren sie mir stets eine motivierende Stütze.

Lebenslauf

Michael Hunnekuhl
Am Berge 8a
30926 Seelze

Persönliche Daten

Name: Michael Hunnekuhl
Geburtsdatum, -ort: 24. April 1971 in Georgsmarienhütte, Niedersachsen
Staatsangehörigkeit: Deutsch
Familienstand: ledig
Eltern: Jürgen Hunnekuhl
Elisabeth Hunnekuhl, geb. Stühlmeyer

Schulbildung

1977-1981 Öffentliche Grundschule Haste-Osnabrück
1981-1983 Orientierungsstufe Thomas-Morus-Schule in Osnabrück
1983-1987 Realschule Thomas-Morus-Schule in Osnabrück
1991-1992 Besuch der Fachoberschule Technik in Osnabrück

Berufsausbildung

1987-1991 Berufsausbildung zum Industriemechaniker Fachrichtung
Betriebstechnik, Deutsche Bundesbahn in Osnabrück
01/1991 Abschluss: Gesellenbrief

Grundwehrdienst

10/1992 - 09/1993 Stabskompanie Panzergrenadierbataillon 323 / Schwanewede

Hochschulausbildung

10/1993 - 10/1996 Grundstudium der Physik an der Gerhard Mercator
Universität und Gesamthochschule Duisburg
Erwerb der fachgebundenen Hochschulreife

10/1996 - 02/2000 Hauptstudium der Physik an der Universität Osnabrück
02/2000 Abschluss: Physik-Diplom
Diplomarbeit: Charakterisierung stratosphärischer Photoprozesse
durch lasergenerierte Vakuum-UV Strahlung

Berufserfahrung

02/1991 - 07/1991 Berufstätig als Industriemechaniker bei der Firma Röscher GmbH
in Osnabrück
seit 02/2000 Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Laser Zentrum Hannover e.V.