

Rauschuntersuchungen an hochstabilen Lasersystemen für die wissenschaftliche Weltraummission LISA

Der
Fakultät für Mathematik und Physik
der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
— **Dr. rer. nat.** —
genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Phys. Sascha Skorupka
geboren am 06.10.1968 in Wolfsburg

2007

Referent: Prof. Dr. Karsten Danzmann
Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Tag der Promotion: 7.6.2007

Kurzzusammenfassung

Sascha Skorupka

Rauschuntersuchungen an hochstabilen Lasersystemen für die wissenschaftliche Weltraummission LISA

Stichworte: Nd:YAG-Laser, Frequenzstabilisierung, optischer Resonator, Strahllagefluktuationen

Die wissenschaftliche Weltraummission LISA soll ab dem Jahr 2018 Gravitationswellen im Frequenzbereich von 0,1 mHz bis 0,1 Hz detektieren. Sie besteht aus einem Cluster von drei Satelliten, die ein gleichseitiges Dreieck mit einer Armlänge von 5 Millionen Kilometern bilden. Die Satelliten folgen der Erde auf einer heliozentrischen Umlaufbahn in einem Abstand von ca. 50 Millionen Kilometern. Eine wesentliche Komponente der LISA-Satelliten stellen hochstabile Laser dar. Sie sollen für Frequenzen f von 0,1 mHz bis 10 Hz eine Frequenzstabilität von $\Delta f = 30 \cdot \sqrt{1 + (10^{-3}/f)^4} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ und eine relative Leistungsstabilität von $4 \times 10^{-4} 1/\sqrt{\text{Hz}}$ bieten.

Zur Frequenzstabilisierung wurden zwei unabhängige Nd:YAG-NPRO-Laser mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren auf Fabry-Perot-Resonatoren stabilisiert. Die zwei Systeme dienten sich gegenseitig als Referenz zur Charakterisierung der Stabilität. Die optischen Resonatoren befinden sich in separaten Vakuumtanks und sind passiv thermisch von der Umgebung isoliert. Mit diesem Aufbau konnte die geforderte Frequenzstabilität erreicht werden.

Die begrenzenden Rauschbeiträge wurden unter anderem über eine Kombination aus analogem Mischer und phasengekoppelter Regelschleife (PLL) identifiziert und quantitativ bestimmt. Strahllagefluktuationen des eingekoppelten Laserstrahls am optischen Resonator und ihre Kopplung auf die Schwebungsfrequenz wurden mit Hilfe von resonanten Vier-Quadranten-Dioden mit dem *differential-wavefront-sensing*-Verfahren vermessen.

Folgende Rauschbeiträge konnten ermittelt werden: Leistungsfluktuationen im optischen Resonator, Temperaturfluktuationen an den optischen Resonatoren, temperaturabhängige Amplitudenmodulation der EOM, Strahllagefluktuationen an dem optischen Resonator und hochfrequente Einstreuungen in die Regelelektronik.

Abstract

Sascha Skorupka

Noise investigations on high stability lasers for the science space mission LISA

Keywords: Nd:YAG-laser, Frequency stabilisation, Cavity, Beam jitter

From 2018 on the scientific space mission LISA shall detect gravitational waves in the frequency range from 0.1 mHz to 0.1 Hz. LISA is a cluster consisting of three satellites forming an equilateral triangle with a side length of 5 million kilometres. The satellites will follow the Earth in a distance of about 50 million kilometres orbiting heliocentrically. A vital part of the LISA satellites are highly stable laser systems. These shall feature a frequency stability of $\Delta f = 30 \cdot \sqrt{1 + (10^{-3}/f)^4} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ for frequencies f from 0.1 mHz to 10 Hz and a relative intensity stability of $4 \times 10^{-4} 1/\sqrt{\text{Hz}}$.

Two independent Nd:YAG NPRO-lasers were stabilised onto Fabry-Perot cavities using the Pound-Drever-Hall technique to achieve frequency stabilisation. The two systems served as a reference to characterise their stability mutually. The optical cavities resided in separated vacuum tanks with passive thermal isolation from their ambience. Employing this setup, the required frequency stability could be reached.

A combination of an analogue mixer and a phase-locked loop (PLL) facilitated the identification and quantitative determination of the noise contributions limiting the lasers' stability. Beam walking of the laser coupled into the optical cavity and its coupling into the beat frequency were measured using resonant four-quadrant photodiodes and the differential wavefront-sensing technique.

The following noise contributions could be determined: intensity variations inside the optical cavity, temperature variations of the optical cavity, temperature-dependent amplitude modulation of the EOMs, beam walking at the optical cavity and stray pick-up of high frequencies by the control electronics.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|------------|
| Abbildungsverzeichnis | xi |
| Glossar | xiv |
| 1 Einleitung | 1 |
| 1.1 Gravitationswellen | 1 |
| 1.2 Erdbundene Gravitationswellendetektoren | 3 |
| 1.2.1 Resonanzdetektoren | 3 |
| 1.2.2 Interferometer | 4 |
| 1.3 LISA - der Gravitationswellendetektor im Weltraum | 6 |
| 1.4 Technologiedemonstrationsmission LISA Pathfinder | 8 |
| 1.5 Gliederung der vorliegenden Arbeit | 9 |
| 2 Anforderungen an einen Laser für LISA | 11 |
| 2.1 Anforderungen an den LISA-Laser | 11 |
| 2.1.1 Optische Anforderungen | 12 |
| 2.1.2 Weltraumtauglichkeit | 16 |
| 2.2 Nd:YAG-Laser | 18 |
| 2.3 Frequenzstabilisierung nach Pound-Drever-Hall | 19 |
| 2.3.1 Schematischer Aufbau | 19 |
| 2.3.2 Fabry-Perot-Resonatoren | 20 |
| 2.3.3 Frequenzmodulation | 21 |
| 2.3.4 PDH-Fehlersignal | 23 |
| 2.3.5 Frequenzregelung | 25 |
| 2.4 Leistungsstabilisierung | 25 |
| 3 Laserstabilisierung bis in den mHz-Bereich | 27 |
| 3.1 Die experimentelle Umsetzung | 27 |
| 3.1.1 Frequenz- und Leistungsstabilisierung im Überblick | 27 |
| 3.1.2 Verwendete Laser | 32 |
| 3.1.3 Frequenzstabilisierung | 35 |
| 3.1.4 Eingesetzte Frequenzreferenzen | 39 |
| 3.1.5 Thermische Isolation der optischen Resonatoren | 42 |
| 3.1.6 Temperaturstabilisierte EOMs | 45 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.1.7 | Leistungsstabilisierung | 46 |
| 3.1.8 | Temperaturstabilisierte Photodioden | 47 |
| 3.1.9 | Datenaufnahme | 48 |
| 3.1.10 | Mischer/PLL-Kombination als Analyseinstrument | 49 |
| 3.2 | Erreichte Stabilitäten | 53 |
| 3.2.1 | Frequenzstabilität | 53 |
| 3.2.2 | Leistungsstabilität | 54 |
| 4 | Rauschuntersuchungen | 59 |
| 4.1 | Rauschen der Regelung | 59 |
| 4.1.1 | <i>In-loop</i> -Rauschen der Regelkreise | 59 |
| 4.1.2 | Mischerbox | 60 |
| 4.1.3 | Amplitudenmodulation der EOM | 62 |
| 4.1.4 | HF-Einstreuungen | 66 |
| 4.2 | Rauschen der Referenz | 68 |
| 4.2.1 | Thermisches Rauschen | 69 |
| 4.2.2 | Temperaturfluktuationen | 69 |
| 4.2.3 | Seismisches Rauschen | 73 |
| 4.2.4 | Einflüsse von akustischen Störungen | 75 |
| 4.2.5 | Leistungsschwankungen des Lasers | 75 |
| 4.3 | Zusammenfassung der Rauschbeiträge | 78 |
| 5 | Auswirkung von Strahllagefluktuationen auf die Laserfrequenz | 83 |
| 5.1 | Messungen mit Quadranten-Photodioden | 83 |
| 5.2 | <i>Differential-Wavefront-Sensing</i> | 86 |
| 5.2.1 | Messprinzip | 86 |
| 5.2.2 | Positionierung der resonanten Quadranten-Dioden | 88 |
| 5.2.3 | Piezo-Spiegel | 91 |
| 5.2.4 | Die resonanten Quadranten-Photodioden | 91 |
| 5.2.5 | Messungen | 93 |
| 5.2.6 | Ergebnisse | 95 |
| 6 | Zusammenfassung und Ausblick | 99 |
| A | Elektronik | 101 |
| A.1 | Leistungsstabilisierung | 101 |
| A.2 | HSL-Servo | 102 |
| A.3 | Mischer/PLL-Kombination | 102 |
| A.4 | Mischer | 103 |
| A.5 | Orthogonalisierungsbox | 104 |
| A.6 | QPD-Versorgung | 104 |

| | |
|---|------------|
| A.7 Resonante Quadranten-Photodiode | 105 |
| A.8 Temperaturstabilisierung für EOM und Photodiode | 106 |
| A.9 Schaltpläne | 106 |
| Literaturverzeichnis | 125 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Darstellung eines gekrümmten Raumes | 1 |
| 1.2 | Wirkung einer Gravitationswelle | 2 |
| 1.3 | Messung von Gravitationswellen über Abstandsänderungen | 3 |
| 1.4 | Prinzipskizze Michelson-Interferometer | 4 |
| 1.5 | Darstellung eines LISA-Satelliten | 6 |
| 1.6 | Schematische Darstellung der LISA-Mission | 7 |
| | | |
| 2.1 | LISA mit eingeschaltetem Laser | 11 |
| 2.2 | LISA als Michelson-Interferometer | 14 |
| 2.3 | Nd:YAG-Laserkristall | 19 |
| 2.4 | Schema einer Pound-Drever-Hall-Stabilisierung | 20 |
| 2.5 | Fabry-Perot-Resonator | 20 |
| 2.6 | Abstimmung eines Fabry-Perot-Resonators | 22 |
| 2.7 | PDH-Fehlersignal | 24 |
| | | |
| 3.1 | Schema des experimentellen Aufbaus | 28 |
| 3.2 | Aufbau des Stabilisierungsexperimentes | 29 |
| 3.3 | Typische Zeitserie einer Schwebungsmessung | 30 |
| 3.4 | Spektrale Dichte der Zeitserie aus Abbildung 3.3 | 31 |
| 3.5 | Laserleistung in Abhängigkeit vom Pumpstrom | 32 |
| 3.6 | Messung und Anpassung des Strahlparameters | 33 |
| 3.7 | Frequenzrauschen eines freilaufenden Miser | 34 |
| 3.8 | Leistungsrauschen eines freilaufenden Miser | 35 |
| 3.9 | Transferfunktion Miser 1 | 36 |
| 3.10 | Transferfunktion Miser 2 | 36 |
| 3.11 | Messung der Effizienz des schnellen Frequenzaktuators | 37 |
| 3.12 | Regelverstärkung von Miser 1 | 38 |
| 3.13 | Regelverstärkung von Miser 2 | 38 |
| 3.14 | Plausibilitätstest der Koeffizienten bei Miser 1 | 39 |
| 3.15 | Linearer optischer Resonator aus ULE | 40 |
| 3.16 | Modenanpassung für Miser 1 | 41 |
| 3.17 | Innenansicht des Vakuumtanks mit thermischer Isolation | 42 |
| 3.18 | Lage der Temperatursensoren im Vakuumtank | 44 |
| 3.19 | Temperaturverlauf innerhalb der Vakuumtanks | 45 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.20 | Temperaturstabilisierter EOM | 46 |
| 3.21 | Temperaturstabilität der EOMs | 47 |
| 3.22 | Temperaturstabilisierte Photodiode | 48 |
| 3.23 | Temperaturstabilität der Photodioden | 49 |
| 3.24 | Nullmessung des Frequenzzählers | 50 |
| 3.25 | Prinzipaufbau Mischer | 50 |
| 3.26 | PLL-Kalibration | 51 |
| 3.27 | Messaufbau PLL-Eigenrauschen | 52 |
| 3.28 | Messung des Eigenrauschens der PLL | 53 |
| 3.29 | Vergleichmessung PLL - Zähler | 54 |
| 3.30 | Messaufbau der PLL | 55 |
| 3.31 | Erreichte Frequenzstabilität | 56 |
| 3.32 | Erreichte Leistungsstabilität | 57 |
| | | |
| 4.1 | Rauschen des Fehlersignals | 60 |
| 4.2 | Fehlersignalrauschen umgerechnet auf Frequenz | 61 |
| 4.3 | Fehlersignalrauschen vor und nach Einbau der Ferrite | 62 |
| 4.4 | Fehlersignalrauschen umgerechnet auf die Frequenzdrift vor und nach Einbau von Ferriten | 63 |
| 4.5 | Einfluss von Temperaturänderungen des 12 MHz-EOM von Miser 2 auf den Offset des Fehlersignals | 64 |
| 4.6 | Periodische Schwankungen des Fehlersignals bei Temperaturänderung des 12 MHz-EOM | 65 |
| 4.7 | Einfluss von Temperaturänderungen des 10 MHz-EOM von Miser 1 auf den Offset des Fehlersignals | 66 |
| 4.8 | Unregelmäßige Schwankungen des Fehlersignals bei Temperaturänderung des 10 MHz-EOM | 67 |
| 4.9 | Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Leistung der Einstreuung | 68 |
| 4.10 | Zeitreihe der Raumtemperatur im Labor | 70 |
| 4.11 | Spektrale Dichte der Raumtemperatur im Labor | 71 |
| 4.12 | Zeitreihe der Temperaturmodulation der Vakuumentanks | 71 |
| 4.13 | Spektrale Dichte der Temperaturmodulation der Vakuumentanks | 72 |
| 4.14 | Auswirkungen von Raumtemperaturänderungen auf Resonator 1 | 73 |
| 4.15 | Auswirkungen von Raumtemperaturänderungen auf Resonator 2 | 74 |
| 4.16 | Doppler Verschiebung | 75 |
| 4.17 | Einfluss der Leistungsänderung von Miser 1 auf Schwebungsfrequenz | 76 |
| 4.18 | Einfluss der Leistungsänderung von Miser 2 auf Schwebungsfrequenz | 77 |
| 4.19 | Transferfunktion Leistung auf Schwebungsfrequenz | 78 |
| 4.20 | Leistungsrauschen hinter Resonator | 79 |
| 4.21 | Zusammengefasste Rauschbeiträge | 81 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.1 | Messung von Strahllagefluktuationen | 83 |
| 5.2 | Anpassung Strahlverschiebung auf Frequenz | 84 |
| 5.3 | Frequenzfluktuationen verursacht durch Strahllagefluktuationen | 84 |
| 5.4 | Vergleich: Zeitserien Strahllagefluktuationen und Raumtemperatur | 85 |
| 5.5 | Strahllagefluktuationen an einem optischen Resonator | 86 |
| 5.6 | Prinzip des <i>Differential-Wavefront-Sensing</i> | 87 |
| 5.7 | Aufbereitung der Phaseninformation | 88 |
| 5.8 | Strahlverkipfung | 89 |
| 5.9 | Strahlverschiebung | 89 |
| 5.10 | Positionierung der Quadrantendiode | 90 |
| 5.11 | Orthogonalisierungsbox | 91 |
| 5.12 | Resonante Quadrantendiode | 92 |
| 5.13 | Messaufbau Strahllagefluktuationen | 93 |
| 5.14 | DWS-Messdaten | 95 |
| 5.15 | DWS-Koeffizienten Resonator 1 | 96 |
| 5.16 | DWS-Koeffizienten Resonator 2 | 97 |
| 5.17 | Frequenzabhängigkeit der Strahllagefluktuationen | 97 |
| 5.18 | Rauschprojektion der Strahllagefluktuationen | 98 |
| | | |
| A.1 | Intensitätsstabilisierung: <i>Out-of-loop</i> -Sensor | 107 |
| A.2 | Intensitätsstabilisierung: <i>in-loop</i> -Sensor | 108 |
| A.3 | Intensitätsstabilisierung: Regler und Aktuator | 109 |
| A.4 | HSL-Servo | 110 |
| A.5 | Mischer/PLL-Kombination | 111 |
| A.6 | Mischer Seite 1 | 112 |
| A.7 | Mischer Seite 2 | 113 |
| A.8 | Orthogonalisierungs-Elektronik | 114 |
| A.9 | QPD-Versorgung | 115 |
| A.10 | Resonante Quadrantendiode Seite 1 | 116 |
| A.11 | Resonante Quadrantendiode Seite 2 | 117 |
| A.12 | Resonante Quadrantendiode Seite 3 | 118 |
| A.13 | Resonante Quadrantendiode Seite 4 | 119 |
| A.14 | Temperaturstabilisierung EOM: Sensor | 120 |
| A.15 | Temperaturstabilisierung EOM: Regler und Aktuator | 121 |
| A.16 | Temperaturstabilisierung Photodiode: Sensor | 122 |
| A.17 | Temperaturstabilisierung Photodiode: Regler und Aktuator | 123 |

Glossar

| | |
|-------------|---|
| $\lambda/2$ | Halbwellenplatte |
| $\lambda/4$ | Viertelwellenplatte |
| AC | Wechselstrom, Wechselspannung (<i>Alternate Current</i>) |
| AOM | Akustooptischer Modulator |
| ART | Allgemeine Relativitätstheorie |
| BS | Strahlteilerwürfel (<i>beam splitter</i>) |
| CCD | Videokamera |
| DC | Gleichstrom, Gleichspannung (<i>direct current</i>) |
| EOM | Elektrooptischer Modulator (<i>electro optical modulator</i>) |
| ESA | Europäische Weltraumagentur (<i>European Space Agency</i>) |
| FET | Feldeffekttransistor |
| FSR | Freier Spektralbereich (<i>free spectral range</i>) |
| HSL | Hochstabiler Laser, ein ESA Projekt (<i>High Stability Laser</i>) |
| LISA | Gravitationswellendetektor im Weltraum (<i>Laser Interferometer Space Antenna</i>) |
| LO | Lokaloszillator |
| LP | Tiefpassfilter (<i>Lowpass</i>) |
| LTP | Wissenschaftliche Nutzlast auf der LISA-Pathfinder Mission (<i>LISA Pathfinder Technology Package</i>) |
| MISER | Monolithischer Miniaturlaser (<i>monolithically integrated laser</i>) |
| MX | Mischer |
| NASA | Amerikanische Weltraumagentur (<i>National Aeronautics and Space Administration</i>) |
| NPRO | Nichtplanarer Ringoszillator (<i>nonplanar ring oscillator</i>) |
| NTC | Heißleiter (<i>negative temperature coefficient</i>) |
| OP | Operationsverstärker |
| PBS | Polarisierender Strahlteiler (<i>polarized beam splitter</i>) |
| PD | Photodiode |
| PDH | Frequenzstabilisierung nach <i>Pound, Drever</i> und <i>Hall</i> |
| PLL | Phasengekoppelter Regelkreis (<i>Phase-locked loop</i>) |
| QPD | Quadranten-Photodiode |
| RF | Radiofrequenz Signal |
| ULE | Spezialglas mit kleinem Wärmeausdehnungskoeffizienten (<i>Ultra Low Expansion</i>) |

1 Einleitung

1.1 Gravitationswellen

Die Physik der Gravitationswellen gehört zur Zeit sicherlich zu den spannendsten Bereichen aktueller Grundlagenforschung (Pössel (2005), Thorne (1994), Schutz (2003)). Die direkte Messung von Gravitationswellen ist nicht nur das letzte fehlende Glied der ansonsten hervorragend bestätigten Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) von Albert Einstein, sondern bietet außerdem die Möglichkeit, eine völlig neue Form von Astronomie zu betreiben, die weit über das hinaus geht, was mit klassischer Astronomie möglich ist.

Bisher beschränken sich astronomische Beobachtungen weitestgehend darauf, elektromagnetische Strahlung zu detektieren. Durch die Entwicklung immer empfindlicherer Instrumente und die Möglichkeiten, die Observatorien im Weltraum wie z.B. Hubble bieten, wurde die Beobachtung des Weltalls weit über das sichtbare Spektrum hinaus ausgedehnt. Inzwischen wird fast das gesamte Spektrum von Radiofrequenzen bis hinauf in den Bereich der Röntgen- und Gammastrahlung beobachtet und untersucht. Die Messung von Gravitationswellen erweitert nun nicht einfach nur das bisher messbare elektromagnetische Spektrum um einen weiteren Frequenzbereich, sondern greift auf einen völlig anderen Informationsträger zu, da Gravitationswellen durch grundsätzlich andere physikalische Prozesse entstehen.

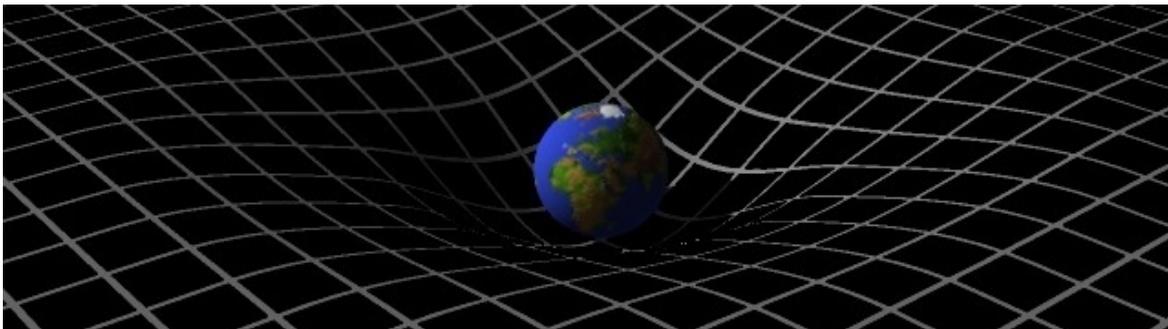


Abbildung 1.1: Die Erde krümmt durch ihre Masse den Raum (hier in einer vereinfachten zweidimensionalen Darstellung).

In der Allgemeinen Relativitätstheorie, die 1915 von Albert Einstein veröffentlicht wurde, wird Gravitation geometrisch über die Krümmung der Raumzeit beschrieben,

1 Einleitung

die durch Massen hervorgerufen wird (siehe Abbildung 1.1). Die Massen wiederum folgen dieser Krümmung so, als würden Kräfte zwischen den Massen wirken (Misner u. a. (1973)). Werden Massen beschleunigt — bewegen sie sich z.B. auf einer Kreisbahn — dann breiten sich die von den Massen verursachten Raumkrümmungen wellenförmig mit Lichtgeschwindigkeit aus: es entstehen Gravitationswellen. Die Aussendung von Gravitationswellen geschieht analog der Aussendung elektromagnetischer Wellen, die von beschleunigten Ladungen erzeugt werden. Da es aber im Gegensatz zu den beiden elektrischen Ladungen nur eine „Masseladung“ gibt, ist die einfachste mögliche Form einer Gravitationswelle eine Quadrupolwelle — im Gegensatz zur Dipolwelle der elektromagnetischen Strahlung.

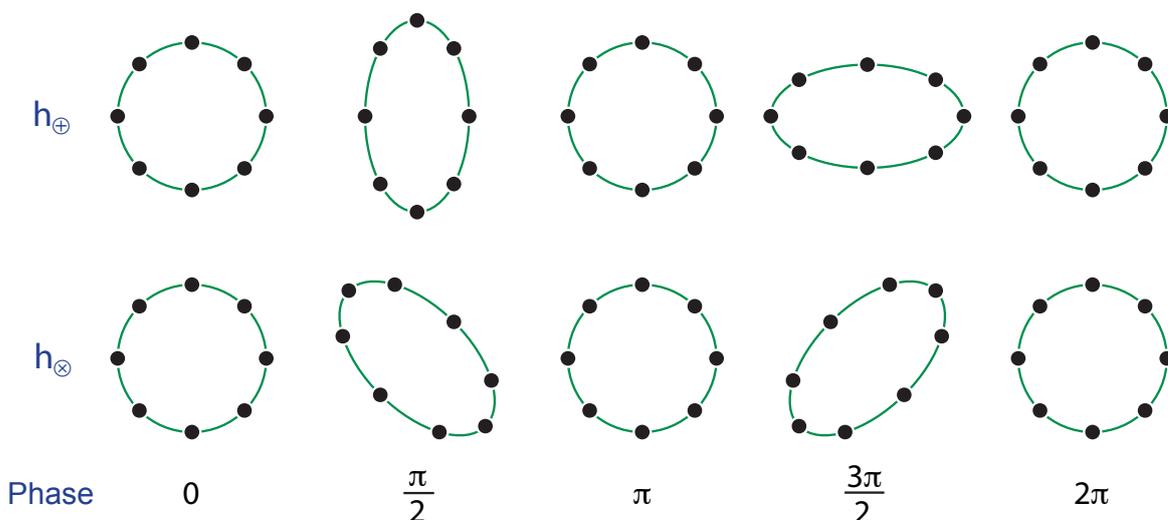


Abbildung 1.2: Gravitationswellen verzerren den Raum, hier dargestellt anhand kreisförmig angeordneter Testmassen, die beim Durchlauf einer Gravitationswelle zu Ellipsen verformt werden. Es gibt zwei mögliche Polarisierungen: \oplus und \otimes .

Abbildung 1.2 zeigt die Wirkung von Gravitationswellen anhand kreisförmig angeordneter Testmassen. Bei einer senkrecht durch die Papierebene verlaufenden Gravitationswelle wird der Raum derartig gekrümmt, dass der von den Testmassen geformte Kreis zu einer Ellipse verzerrt wird, und sich damit der Abstand zwischen den Testmassen also ändert (Danzmann und Ruder (1993)). Die Messung von Gravitationswellen ist also nichts anderes, als eine Messung relativer Abstandsänderungen, wie in Abbildung 1.3 rot dargestellt.

Die große Herausforderung bei der Messung von Gravitationswellen besteht darin, dass diese Abstandsänderungen extrem klein sind: Eine Supernova in einer benachbarten Galaxis führt zu relativen Längenänderungen in der Größenordnung von $h = 2 \cdot \delta l / l = 10^{-21}$ (ESA-SCI (2000)). Einstein selbst glaubte nicht, dass es jemals möglich sein würde, Gravitationswellen direkt zu messen (Einstein (1916)). Auch wenn — bis

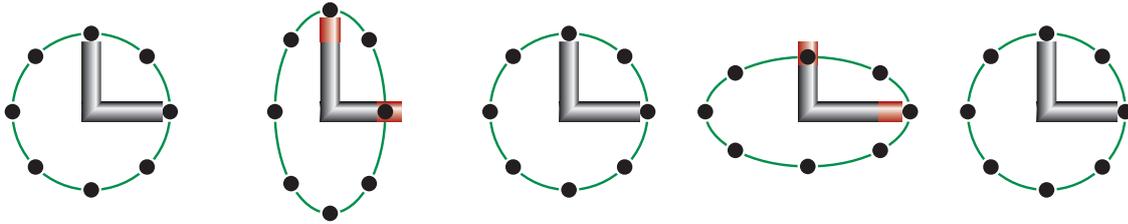


Abbildung 1.3: Gravitationswellen lassen sich über die Messung von Abstandsänderungen nachweisen — hier rot dargestellt.

jetzt — Gravitationswellen noch nicht direkt nachgewiesen werden konnten, besteht inzwischen kein Zweifel mehr daran, dass es sie gibt. So konnten Russell Hulse und Joseph Taylor durch jahrelange Beobachtung des Doppelpulsars PSR 1913+16 und die genaue Vermessung der Abnahme der Bahnperiode den Energieverlust durch die Abstrahlung von Gravitationswellen zeigen (Weisberg u. a. (1996)). Dieser indirekte Nachweis wurde 1993 mit Nobelpreis für Physik gewürdigt.

Es besteht inzwischen auch kein Zweifel mehr darüber, dass sich Gravitationswellen direkt nachweisen lassen. So sind inzwischen mehrere erdgebundene Gravitationswellendetektoren in Betrieb und Nachfolgeprojekte, z.B. für einen Gravitationswellendetektor im Weltraum, befinden sich in Planung.

1.2 Erdgebundene Gravitationswellendetektoren

1.2.1 Resonanzdetektoren

Die ersten Versuche, Gravitationswellen zu messen, begannen in den 1960er Jahren mit Resonanzdetektoren (auch Weber-Zylinder genannt). Joseph Weber hat diesen Detektortyp vorgeschlagen und an der Universität Maryland erste Experimente damit gemacht. Resonanzdetektoren bestehen aus einer schwingfähigen Testmasse, die in ihrem Schwingungsknoten aufgehängt wird. In den ersten Versuchen wurden Aluminiumzylinder mit Durchmessern bis zu 1 m und Längen von bis zu 2 m und einem Gewicht von bis zu 2 t benutzt. Die Testmassen sollten durch Gravitationswellen in Schwingungen versetzt werden und durch Resonanzüberhöhung auch auf sehr kleine Signale reagieren. Die Resonanzfrequenz liegt üblicherweise in der Nähe von 1 kHz, einem Bereich, in dem besonders starke Gravitationswellen, z.B. ausgesendet von Supernovae, erwartet werden. Da wegen der schwachen Signale eine sehr große Resonanzüberhöhung gebraucht wird, ist der Frequenzbereich, für den die Resonanzdetektoren empfindlich sind, nur sehr schmal (Weber (1967)). Resonanzdetektoren sind in ihrer Empfindlichkeit durch thermisches und mechanisches Rauschen begrenzt und maximal empfindlich

für Gravitationswellen, die senkrecht zur Zylinderachse auftreffen. Bis heute sind Resonanzdetektoren in Betrieb (Pizzella (2000)), zu den aktuellen Projekten gehören ALLEGRO, AURIGA, EXPLORER und NAUTILUS. Es gibt auch Vorschläge für kugelförmige Resonanzdetektoren, die dann keine Richtungsabhängigkeit mehr zeigen, dazu gehört z.B. MiniGRAIL.

1.2.2 Interferometer

Neben ersten Experimenten mit Resonanzantennen begann man schon sehr bald, auch Interferometer als mögliche Gravitationswellendetektoren zu untersuchen, erste Vorschläge dazu kamen bereits 1970 unter anderem von Rainer Weiss (Weiss (1972)). Wie in Abbildung 1.3 zu sehen ist, bieten sich vor allen Dingen Michelson-Interferometer an, die hoch empfindlich auf Längenänderungen der beiden senkrecht zueinander stehenden Arme reagieren, die jeweils durch den Strahlteiler und einen Spiegel gebildet werden. Das Funktionsprinzip zeigt Abbildung 1.4: Die detektierte Intensität ist direkt proportional zur Phasenänderung der beiden Teilstrahlen (Brozek (1999)) und somit innerhalb einer halben Lichtwellenlänge direkt proportional zur relativen Längenänderung der beiden Teilarme zueinander. Der große Vorteil gegenüber Resonanzdetektoren ist die große Detektionsbandbreite von 10 Hz bis 5 kHz.

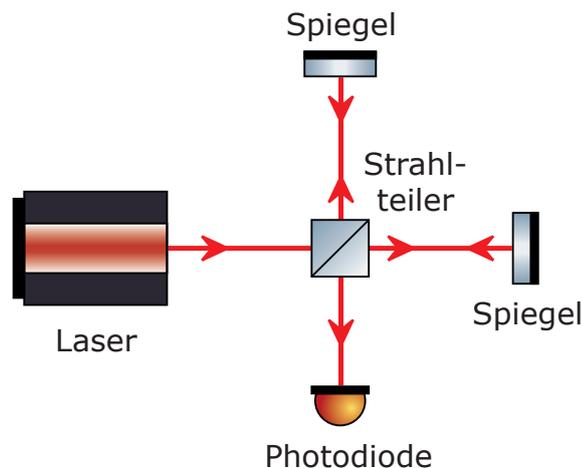


Abbildung 1.4: Prinzipieller Aufbau eines Michelson-Interferometers: Der Laserstrahl wird am Strahlteiler in zwei senkrecht zueinander laufende Teilstrahlen aufgeteilt. Die Teilstrahlen werden an den Spiegeln reflektiert, am Strahlteiler wieder überlagert und mit der Photodiode detektiert.

Heute sind insgesamt fünf große Detektoren im Betrieb, die alle auf dem Prinzip des Michelson-Interferometers beruhen (Aufmuth und Danzmann (2005)):

- **GEO600** ist ein Michelson-Interferometer mit 600 m langen Armen, das in Ruthe, südlich von Hannover, aufgebaut worden ist. Das deutsch-britische Projekt ist seit 2001 in Betrieb und ein Detektor der *zweiten Generation*, da er gleichzeitig die erweiterten optischen Techniken *power recycling* und *signal recycling* einsetzt. Das *power recycling* wird genutzt, um die Leistung des umlaufenden Lichtes innerhalb der Arme des Interferometers zu erhöhen. Dabei wird der Ausgang des Interferometers dunkel gehalten, das ganze Licht wird also zurück zum Eingang des Interferometers reflektiert. Wird nun vor dem Strahlteiler ein Spiegel platziert, so bildet dieser mit dem Interferometer, das selber wie ein Spiegel wirkt, einen optischen Resonator. Bei GEO600 lässt sich auf diese Weise bei einer optischen Eingangsleistung von 10 W eine umlaufende Leistung von 10 kW erreichen. Beim *signal recycling* wird nun auch noch am Ausgang des Interferometers ein Spiegel platziert, der ebenfalls mit dem Interferometer einen optischen Resonator bildet. Dieser optische Resonator wirkt aber nur für die von einer Gravitationswelle produzierten Seitenbänder, die gegenphasig zur Laserfrequenz sind und den Ausgang des Interferometers verlassen können. Durch das Verändern der Position des *signal recycling*-Spiegels kann die Empfindlichkeit des Interferometers in einem engen Frequenzbereich eingestellt werden. Als weitere Besonderheit kann bei GEO600 die monolithische Aufhängung genannt werden. Normalerweise wird die Optik des Interferometers von sehr feinen Stahlseilen gehalten. Da die dadurch verursachte Reibung das thermische Rauschen erhöht, werden bei GEO600 stattdessen Glasfasern benutzt, die an die optischen Komponenten mittels *hydroxide catalysis bonding* befestigt werden. Zur Zeit hat GEO600 mit 98% die höchste Stabilität von allen derzeit betriebenen Interferometern zur Gravitationswellendetektion.
- **LIGO** ist seit 2001 in Betrieb und besteht aus insgesamt drei Detektoren an zwei Standorten in den USA. In Hanford (Washington) wurden zwei Detektoren mit einer Armlänge von 4 km und 2 km gebaut, die sich ein gemeinsames Vakuumsystem teilen. In Livingston (Louisiana) steht ein weiteres Interferometer mit einer Armlänge von 4 km. Die beiden Detektoren haben eine ideale Position für Koinzidenzmessungen und haben eine geplante Empfindlichkeit von $h \leq 10^{-22}/\sqrt{\text{Hz}}$ in einem Frequenzbereich zwischen 60 Hz und 1 kHz.
- **TAMA300** ist ein in Tokyo (Japan) aufgebautes Interferometer mit 300 m langen Armen und seit 1999 in Betrieb. Es hat bereits mehrere erfolgreiche Messläufe mit insgesamt über 2000 h absolviert. Die Empfindlichkeit beträgt $h \leq 10^{-20}/\sqrt{\text{Hz}}$ in einem Frequenzbereich zwischen 300 Hz und 8 kHz.
- **Virgo** hat seinen Betrieb 2007 bei Cascina in der Nähe von Pisa (Italien) aufgenommen. Das französisch-italienische-Projekt hat eine Armlänge von 3 km. Das

ausgeklügelte System zur seismischen Isolation (*super-attenuator*), bestehend aus sechsstufigen Pendeln in Verbindung mit einem invertierten Pendel und einer aktiven Isolation, erlaubt Messungen bis hinunter zu 10 Hz mit einer zu LIGA vergleichbaren Empfindlichkeit.

1.3 LISA - der Gravitationswellendetektor im Weltraum

LISA ist eine gemeinsame Weltraummission der ESA und der NASA, die entworfen wurde, um Gravitationswellen im Frequenzbereich von 0,1 Hz bis hinunter zu 0,1 mHz zu detektieren (ESA-SCI (2000)), Abbildung 1.5 zeigt einen Satelliten (Albert-Einstein-Institut (2005)). Während erdgebundene Gravitationswellendetektoren wegen des seismischen Rauschens unterhalb von ungefähr 10 Hz deutlich an Empfindlichkeit verlieren, bietet ein Gravitationswellendetektor im Weltraum Zugang zu vielen interessanten Quellen, die im Frequenzbereich unterhalb von 1 Hz Gravitationswellen emittieren, wie z.B. galaktische Doppelsternsysteme und kosmologische Systeme mit supermassiven Schwarzen Löchern (FTR (2000)).



Abbildung 1.5: Darstellung eines LISA-Satelliten (Albert-Einstein-Institut (2005)).

LISA wird aus drei identischen Satelliten bestehen, die ein gleichseitiges Dreieck mit einer Armlänge von 5 Millionen Kilometern bilden, das 60° gegen die Ekliptik der Erde geneigt ist (siehe Abbildung 1.6). Die Dreiecksformation bewegt sich auf einer heliozentrischen Umlaufbahn ca. 50 Millionen Kilometer hinter der Erde hinter her. Die Eckpunkte des Dreiecks werden von Testmassen definiert, die innerhalb der Satelliten berührungslos und kräftefrei schweben, sich also im freien Fall befinden und nur der Krümmung des Raumes folgen (*drag free*). Diese Testmassen bilden den eigentlichen Kern der LISA-Mission, da ihre relative Position vor allen Dingen durch Gravitationswellen beeinflusst wird. Durch die interferometrische Messung der

Abstandsänderungen der Testmassen zwischen zwei Satelliten lässt sich daher die Wirkung von Gravitationswellen messen.

Die angestrebte Empfindlichkeit von $h = 2 \cdot \delta l / l = 10^{-23}$ wird nach einer Integrationszeit von einem Jahr mit einem Signal- zu Rauschfaktor von 5 erreicht (ESA-SCI (2000)).

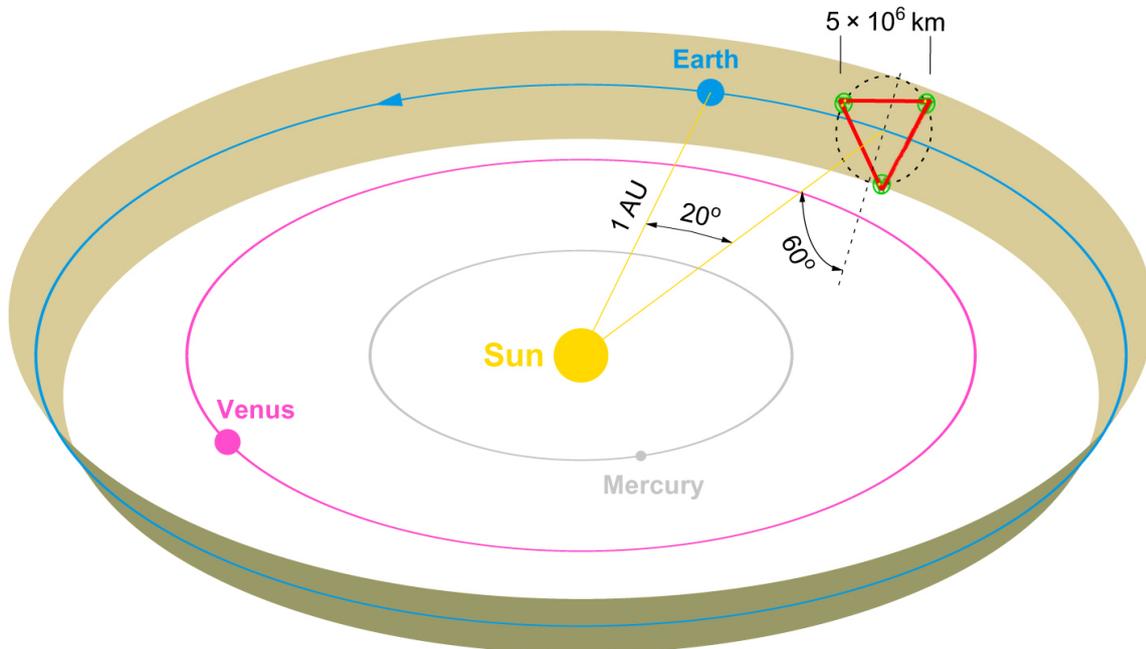


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung der LISA-Mission (ESA-SCI (2000)). Die drei LISA-Satelliten bilden die Eckpunkte eines gleichseitigen Dreiecks mit einer Armlänge von ca. 5 Millionen Kilometern. Dieses Dreieck bildet mit der Ekliptik einen Winkel von 60° und folgt der Erde auf einer heliozentrischen Umlaufbahn im Abstand von ca. 50 Millionen Kilometern.

Drei Kerntechnologien werden als essentiell für die LISA-Mission gesehen (FTR (2000)):

- **Optisches System** mit einer Messauflösung von $10^{-12} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$. Das optische System umfasst dabei das Layout und den Aufbau der optischen Bank, eine Kombination aus hochstabilem Laser und Modulator als Lichtquelle und die hochgenaue Phasenauslesung.
- **Freifallende Testmassen** mit einem Beschleunigungsrauschen von unter $3 \cdot 10^{-14} \text{ m}/(\text{s}^2 \cdot \sqrt{\text{Hz}})$. Hierzu zählen nicht nur die Testmassen selbst, sondern vor allen Dingen auch der als *Inertial Sensor* bezeichnete Aufbau in dem sich die Testmassen befinden. Der *Inertial Sensor* bietet den Testmassen nicht nur Schutz,

sondern außerdem die Möglichkeit, deren Position berührungslos auslesen und beeinflussen zu können.

- **Ionentriebwerke mit Mikro-Newton-Schubkraft**, die die Satelliten mit einer Genauigkeit von $10^{-9} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ in ihrer Position steuern können. Die Schubkraft muss dabei kontinuierlich von $0,1 \mu\text{N}$ bis $25 \mu\text{N}$ eingestellt werden können.

Diese drei Kerntechnologien werden in internationaler Zusammenarbeit entwickelt. In Hannover wird dabei intensiv an dem optischen System mit allen seinen Komponenten gearbeitet.

1.4 Technologiedemonstrationsmission LISA Pathfinder

LISA Pathfinder stellt die notwendige Technologiedemonstration zu LISA dar und ist eine reine ESA-Mission. Auf der Erde lassen sich die Störeinflüsse auf die Testmassen — insbesondere aufgrund der Schwerkraft — nicht mit der nötigen Genauigkeit untersuchen, die für LISA notwendig ist. Im Weltraum soll sich das System bei Frequenzen oberhalb von 1 mHz den relevanten Spezifikationen von LISA bis auf eine Größenordnung annähern.

Bei der Mission sollen die folgenden Schlüsseltechnologien entwickelt und getestet werden:

- **Drag-Free Attitude Control System (DFACS)**, ein Regelungssystem für minimale Bahn- und Lagekorrekturen der Satelliten um die Testmassen herum;
- **Inertialsensoren** und
- **Heterodyn-Laserinterferometrie** bestehend aus Laser, optischer Modulationstechnik und optischer Bank

Hierzu dient die wissenschaftliche Nutzlast, das *LTP* (LISA Pathfinder Technology Package). Das *LTP* stellt die auf ca. 40 cm miniaturisierte und damit kostengünstigere Variante eines Messarms von LISA dar. Es besteht im wesentlichen aus den zwei Inertialsensoren und der dazwischenliegenden optischen Bank. Die Inertialsensoren bestehen aus den frei fallenden Testmassen, deren Position mit der optischen Bank ausgelesen wird, dem *caging*-Mechanismus und dem umgebenden Vakuumgehäuse (Reiche (2007a); Heinzl u. a. (2003)).

1.5 Gliederung der vorliegenden Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich dabei mit der Frequenz- und Amplitudenstabilisierung eines Nd:YAG-Lasers, um eine mögliche Eignung als Strahlquelle für die LISA-Mission zu untersuchen und gliedert sich in vier große Kapitel:

- **Kapitel 2** fasst die technischen Anforderungen an eine Lichtquelle für die LISA-Mission zusammen, die durch die angestrebte Messgenauigkeit erfüllt sein müssen. In diesem Kapitel finden sich außerdem eine kurze Einführung zu Nd:YAG-Ringlasern (welche den hohen Anforderungen nach aktuellem Kenntnisstand am nächsten kommen) und dem Verfahren der Frequenzstabilisierung nach Pound-Drever-Hall.
- **Kapitel 3** beschreibt den Aufbau einer Frequenz- und Leistungsstabilisierung im Frequenzbereich von 1 Hz bis hinunter zu 1 mHz und präsentiert die mit diesem Aufbau erreichte Stabilität.
- **Kapitel 4** untersucht und beschreibt die zugrundeliegenden Rauschprozesse, welche die Stabilität des Lasers sowohl in der Frequenz, als auch in der Leistung beschränken.
- **Kapitel 5** stellt schließlich die Einflüsse von Strahllagefluktuationen am optischen Resonator und deren Einflüsse auf die Laserfrequenz dar.

2 Anforderungen an einen Laser für LISA

Dieses Kapitel behandelt im ersten Abschnitt die Anforderungen an eine Lichtquelle für die LISA-Mission. Die optischen Anforderungen werden dabei durch die notwendige Messgenauigkeit vorgegeben, während der Aufenthalt im Weltraum die Umgebungsbedingungen definiert, die unter dem Begriff „Weltraumtauglichkeit“ zusammen gefasst sind. Im zweiten Abschnitt werden Nd:YAG-Laser vorgestellt, die sich als geeignete Kandidaten sowohl für die *LISA*-Mission selbst als auch für die Technologiedemonstrationsmission *LISA-Pathfinder* heraus gestellt haben. In den letzten beiden Abschnitten werden schließlich die in dieser Arbeit eingesetzten Verfahren zur Frequenz- und Leistungsstabilisierung vorgestellt.

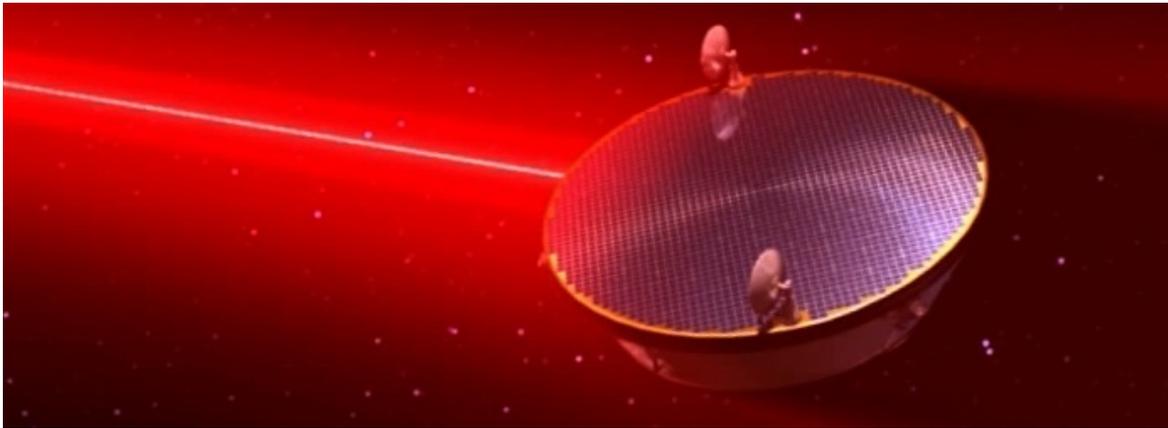


Abbildung 2.1: Darstellung eines LISA-Satelliten mit eingeschaltetem Laser (Albert-Einstein-Institut (2005)).

2.1 Anforderungen an den LISA-Laser

An die Laser, die in der LISA-Mission zum Einsatz kommen sollen, werden verschiedene technische Anforderungen sowohl an den Laser selbst als auch an seine Weltraumtauglichkeit gestellt. Eine Übersicht hierzu liefert (HSL (2000)):

2.1.1 Optische Anforderungen

Wellenlänge

Nach dem heutigen Stand der Forschung werden die hohen Anforderungen am besten mit einem diodengepumpten Festkörperlaser erfüllt. Der erfolgversprechendste Kandidat ist dabei ein Nd:YAG-Ringlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Laser dieses Typs werden bereits seit längerem sehr erfolgreich für erdgebundene Gravitationswellendetektoren eingesetzt (Freitag (1994)).

Ausgangsleistung

Der Messprozess wird fundamental vom Schrotrauschen limitiert. Um das Schrotrauschen so niedrig wie möglich zu halten, muss möglichst viel Lichtleistung beim Empfänger detektiert werden. Mit einer angenommenen Effizienz des Detektors von 30% wird als optische Ausgangsleistung P des Lasersystems 1 W benötigt, wie folgende Überschlagsrechnung für das Schrotrauschens zeigt (HSL (2000)):

$$\Delta x = 11 \cdot 10^{-12} \left(\frac{\lambda}{1064 \text{ nm}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{0,3 \text{ W}}{\varepsilon \cdot P} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{L}{5 \cdot 10^9 \text{ m}} \right) \cdot \left(\frac{30 \text{ cm}}{D} \right)^2 \frac{\text{m}}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist P die Ausgangsleistung des Lasers, ε die Effizienz des optischen Weges von der Single-Mode-Faser zum Teleskop, D der Durchmesser des Teleskops, λ die Wellenlänge des Lasers und L die Armlänge des Interferometers. Inzwischen konnte mit dem LISA-Laser-Demonstrator (Tröbs (2005a)) ein Prototyp mit einer entsprechenden Ausgangsleistung gezeigt werden.

Stabilität der Ausgangsleistung

Die notwendige Stabilität der Ausgangsleistung des Lasers wird durch den Strahlungsdruck bestimmt, also durch die Kraft, die das Licht auf die verspiegelten Testmassen ausübt. Dabei ist hier der Anteil des Lichtes gemeint, der innerhalb des Satelliten vom Laser auf die Testmasse trifft. Die von den Spiegeloberflächen reflektierten Photonen übertragen einen Impuls auf die Testmassen, der zur folgenden Kraft F führt (HSL (2000)):

$$F = 2 \frac{P}{c}, \quad (2.2)$$

wobei P die Leistung ist (hier angenommen mit 0,1 W) und c die Lichtgeschwindigkeit. Das maximal zulässige Strahlungsdruckrauschen im Messfenster von LISA oberhalb von 10^{-4} Hz ist mit $10^{-16} \text{ m/s}^2 \sqrt{\text{Hz}}$ gegeben. Die Anforderungen für das relative Leistungsrauschen sind gegeben als

$$\frac{\Delta P}{P} = 4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad \text{im Bereich von } 0,1 \text{ mHz} \leq f \leq 10 \text{ Hz}. \quad (2.3)$$

Für die Technologiedemonstrationsmission *LISA-Pathfinder* sind die Stabilitätsanforderungen sogar noch höher (Heinzel u. a. (2004)). Die durch das Leistungsrauschen δP gegebene Verschiebungsfunktion δx wird durch

$$\delta x = \frac{2 \delta P}{m c \omega^2} \quad (2.4)$$

beschrieben, wobei als Testmasse $m = 1 \text{ kg}$ angenommen wurde und ω die Fourier-Frequenz der Schwankungen ist. Bei einer angenommenen Lichtleistung von 1 mW innerhalb der Messarme folgt daraus für $\widetilde{\delta x} \approx 1 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ und eine Frequenz von $f = 3 \text{ mHz}$ ein relatives Leistungsrauschen von

$$\frac{\widetilde{\delta P}}{P} = \frac{m c \omega^2}{2 P} \widetilde{\delta x} \approx 5 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad \text{im Bereich von } 1 \text{ mHz} \leq f \leq 3 \text{ mHz}, \quad (2.5)$$

das für Frequenzen bis zu 30 mHz abfällt.

Frequenzstabilität

In seiner einfachsten Konfiguration (siehe Abbildung 2.2) wird LISA als ein Michelson-Interferometer (siehe Abschnitt 1.2.2) betrieben (*Michelson mode*). Hierbei wird ein Satellit als Strahlteiler betrachtet (*Spacecraft A*). Die beiden anderen Satelliten (*Spacecraft B* und *C*) werden als Transponder idealisiert und können als Endspiegel des Interferometers aufgefasst werden.

Die Länge eines jeden der beiden so entstehenden Arme L_1 und L_2 werden separat interferometrisch durch Auswertung der Phasen

$$\varphi_1 = \frac{4\pi f L_1}{c} \quad (2.6)$$

und

$$\varphi_2 = \frac{4\pi f L_2}{c} \quad (2.7)$$

vermessen, wobei f die Frequenz des verwendeten Lasers ist. Im *Michelson mode* werden φ_1 und φ_2 miteinander verglichen:

$$\Phi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{4\pi f}{c} \Delta L \quad (2.8)$$

mit $\Delta L = L_1 - L_2$. Dies liefert die Abhängigkeit der Phase Φ von der Laserfrequenz und kann als

$$\frac{\Delta \Phi}{\Delta f} = \frac{4\pi \Delta L}{c} \quad (2.9)$$

ausgedrückt werden. Gleichung (2.9) zeigt, dass Frequenzfluktuationen Δf direkt in die Phasenmessung koppeln, und zwar proportional zur Armlängendifferenz ΔL , womit

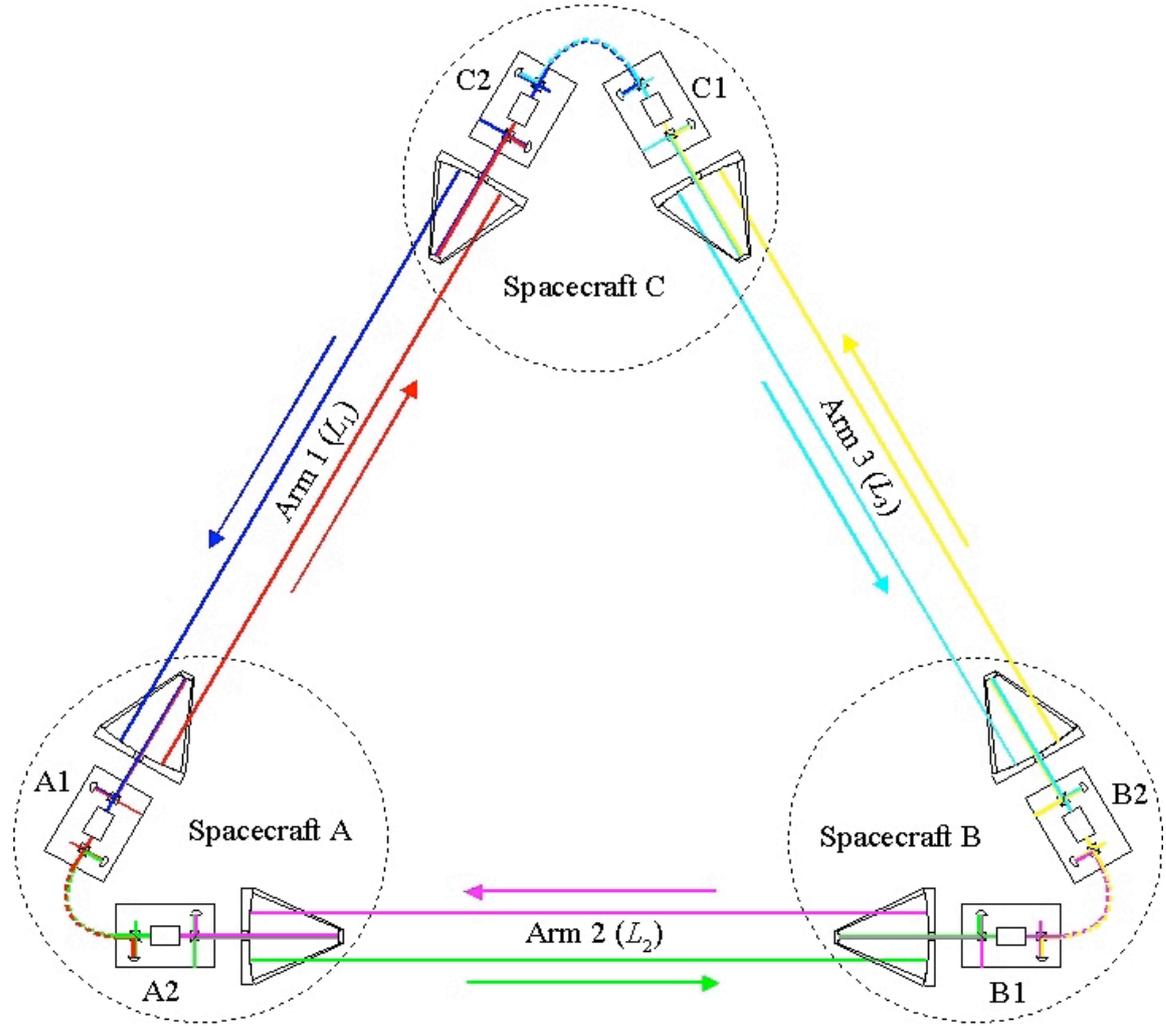


Abbildung 2.2: LISA in der Michelson-Konfiguration (FTR (2000)).

sie die Phasenauslesung stören. Die benötigte Frequenzstabilität des Lasers ist vom maximalen Abstandsunterschied der Satelliten zueinander abhängig und wird natürlich auch durch die geforderte Messgenauigkeit gegeben. Der maximale Abstandsunterschied der nominell 5 Millionen Kilometer zwischen den Satelliten ergibt sich aus der Bahndynamik der einzelnen Satelliten und beträgt circa 1% bzw. 50.000 Kilometer. Die geforderte Messgenauigkeit beträgt unter Berücksichtigung des Auftretens verschiedener Rauschquellen $1 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$. Hieraus ergibt sich für eine Phasemessung eine Empfindlichkeit von $\Delta\Phi = 6,9 \cdot 10^{-6} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$. Gleichung (2.9) liefert nach Auflösen

$$\Delta f = \frac{c}{4\pi \Delta L} \Delta\Phi = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{4\pi \cdot 5 \cdot 10^7 \text{ m}} 6,9 \cdot 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\sqrt{\text{Hz}}} = 6,6 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (2.10)$$

Die minimale Frequenzstabilität von $\Delta f = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ kann nur durch einen

frequenzstabilisierten Laser in Kombination mit numerischen Verfahren bei der Auswertung erreicht werden. Für den Laser selbst ist die aktuelle Minimalanforderung an die Frequenzstabilität (Leonhardt und Camp (2006))

$$\Delta f = 30 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{10^{-3}}{f}\right)^4} \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad \text{im Bereich von } 0,1 \text{ mHz} \leq f \leq 10 \text{ Hz}, \quad (2.11)$$

was mit Hilfe eines optischen Resonators aus ULE (siehe Abschnitt 3.1.4) erreicht werden kann, der sich im Satelliten auf der optischen Bank befindet. Da die Schwankungen in der Laserfrequenz auch die Phasenmessung direkt beeinflussen, muss der Laser außerdem in dem Bereich der Sampling-Frequenz von $\sim 100 \text{ Hz}$ mindestens eine Frequenzstabilität von $\sim 10^{-2} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ erreichen. In (Peterseim (1999)) konnte erstmals gezeigt werden, dass sich die geforderte Stabilität erreichen lässt. In der vorliegenden Arbeit konnten diese Ergebnisse reproduziert werden.

Durchstimmbarkeit

Der modensprungfreie Durchstimmbereich der LISA-Laser muss in der Größenordnung von $\Delta f \geq \pm 1 \text{ GHz}$ liegen. Als Frequenzreferenz ist ein optischer Resonator vorgesehen, dessen freier Spektralbereich in der Größenordnung von 1 GHz liegt, so dass im Normalfall der halbe freie Spektralbereich als Durchstimmbereich ausreichen sollte. Bei LISA ist allerdings vorgesehen, dass einer der insgesamt 6 Laser als Masterlaser die Wellenlänge vorgibt, auf die alle anderen Laser gelockt werden sollen, so dass ein größerer Durchstimmbereich benötigt wird.

Polarisation

Um die Verluste auf der optischen Bank so gering wie möglich zu halten, muss der Laserstrahl mit einem Kontrast von mindestens 100:1 linear polarisiert sein. Mit dem *High Stability Laser* konnte bereits ein Kontrast in der Polarisation von 830 : 1 gezeigt werden (Tröbs (2005a)).

Strahlqualität

Die beim Empfänger ankommende Lichtleistung wird sowohl von der Ausgangsleistung als auch von der Divergenz, der Entfernung und der Strahlqualität bestimmt.

Die Divergenz eines idealen Laserstrahles ist gegeben durch (Meschede (2005))

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot \omega}. \quad (2.12)$$

Verlässt also ein Laserstrahl einen LISA-Satelliten durch das Teleskop aufgeweitet auf einen Durchmesser von 30 cm , hat er nach einer Strecke von $5 \cdot 10^6 \text{ km}$ einen

Durchmesser von fast 22 km, so dass die empfangene Lichtleistung beim Empfänger nur noch bei einigen 10^{-10} W liegt.

Die Strahlqualität beschreibt die räumlichen Eigenschaften des Laserstrahls, seine transversale Kohärenz. Dazu wird entweder das Strahlparameterprodukt aus Strahltaile ω_0 und Divergenzwinkel θ verwendet, oder der sogenannte M^2 -Faktor gemessen, der diesen Wert auf den Vergleichswert des Gaußstrahls normiert (Meschede (2005)):

$$M^2 = \frac{\omega_0 \theta_{\text{rdiv}}(\text{gemessen})}{\omega_0 \theta_{\text{rdiv}}(\text{perfekt})}. \quad (2.13)$$

Er ist ein Maß für die Varianz von Strahlquerschnitt und Divergenz und gibt pauschal an, welcher Anteil des Laserlichtes dem Gaußschen Grundmode zugerechnet werden kann. Nur dieser Anteil kann optimal, d. h. beugungsbegrenzt fokussiert werden. Der M^2 -Faktor wächst mit abnehmender Strahlqualität und weicht im optimalen Fall nur wenig von 1 ab, was dementsprechend auch die Anforderung an die Strahlqualität darstellt, d.h. $M = 1$.

Qualität der Wellenfront

Wenn die Phasenfronten interferierender Laserstrahlen nicht perfekt kugelförmig sind, reagiert die Messung auf Strahlagefluktuationen. Für LISA bedeutet das, dass die Qualität der Wellenfront durch die Stabilität gegeben ist, mit der die Satelliten zueinander ausgerichtet sind. Die vermeintliche Armlängenänderung, die durch Strahlagefluktuationen hervorgerufen wird beträgt (HSL (2000))

$$\Delta x = \frac{\lambda}{32} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^3 d D^2 \delta\theta \theta_c. \quad (2.14)$$

Dabei ist $D = 30$ cm der Durchmesser des Teleskopes, d die Größe des Krümmungsfehlers, θ_c der Fehler des Offsets und $\delta\theta$ die Schwankung des Winkels. Für LISA sind maximale Strahlagefluktuationen von $\theta_c = 20$ nrad und $\delta\theta = 7$ nrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$ vorgesehen. Um eine Messgenauigkeit von $\Delta x = 2 \cdot 10^{-12}$ m/ $\sqrt{\text{Hz}}$ erreichen zu können, ist also eine Qualität der Wellenfront von $d = \lambda/10$ erforderlich.

2.1.2 Weltraumtauglichkeit

Alle Bauteile, die in einer Weltraummission zum Einsatz kommen sollen, müssen speziellen Anforderungen im Hinblick auf Vakuumtauglichkeit, Temperaturbereich, Strahlungsfestigkeit und schließlich auch mechanischer Stabilität genügen und idealerweise auch noch ein geringes Gewicht aufweisen.

Vakuumentauglichkeit

Die eingesetzten Bauteile müssen für Ultrahochvakuum bis zu $1,3 \cdot 10^{-6}$ Pa geeignet sein. Dieser Druck entspricht ungefähr 10^8 Molekülen pro cm^3 .

Temperaturbereich

Die eingesetzten Bauteile müssen ebenfalls für einen Temperaturbereich von -40°C bis 65°C geeignet sein. Der Temperaturbereich für den regulären Betrieb ist allerdings deutlich kleiner und wird sich in der Größenordnung der Zimmertemperatur bewegen. So ist z.B. für LISA-Pathfinder als Zieltemperatur für den Laser 26°C vorgesehen, mit einer Toleranz von $\pm 3^\circ\text{C}$ (Reiche (2007b)). Im Weltall lässt sich die Abwärme nur über Wärmestrahlung abgeben, so dass durch eine Kombination von verspiegelten und geschwärzten Flächen in Verbindung mit der auf dem Satelliten umgesetzten Leistung das Temperaturgleichgewicht auf dem Satelliten einstellen lässt.

Strahlungsfestigkeit

Die nötige Strahlungsfestigkeit der Bauteile hängt von der Dauer der Mission und dem gewählten Orbit ab. Für LISA liegt die erwartete Strahlendosis im Bereich von 20 krad bis 100 krad, bzw. 200 Gy bis 1000 Gy. Unter dieser Strahlenbelastung verfärben sich zum Beispiel Gläser für optische Fenster (Garcia Marin u. a. (2006)).

Mechanische Stabilität

Beim Start einer Rakete ist die Nutzlast starken Vibrationen ausgesetzt, die sie unbeschadet überstehen muss. Die entsprechenden Anforderungen werden in Vielfachen der mittleren Erdbeschleunigung $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ angegeben. Für die LISA-Mission werden dabei $50g$ quasistatisch, $30g$ weißes Rauschen und $200g$ Stoßbelastung spezifiziert. Diese Anforderungen bestimmen im Wesentlichen die mechanische Konstruktion eines Satelliten und seiner Bauteile.

Betriebsdauer

Die geplante Missionsdauer von LISA ist 5 Jahre. Die Lebensdauer des Lasers wird dabei vor allen Dingen von der Lebensdauer der eingesetzten Pumpdioden bestimmt.

Zusammenfassung

Für den Aufbau eines Lasers für die LISA-Mission sind besonders drei Eigenschaften als projektentscheidend eingestuft worden:

- **Frequenzstabilität:**

$$\Delta f = 30 \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad \text{im Bereich von } 0,1 \text{ mHz} \leq f \leq 10 \text{ Hz.}$$

- **Leistungsstabilität:**

$$\frac{\Delta P}{P} = 4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad \text{im Bereich von } 0,1 \text{ mHz} \leq f \leq 10 \text{ Hz.}$$

- **Ausgangsleistung:** 1 W an der optischen Bank.

Inzwischen konnten in Laborexperimenten sowohl die Frequenz- als auch die Leistungsstabilität in Kombination mit einer ausreichenden Ausgangsleistung demonstriert werden (Peterseim (1999), Tröbs (2005a)), allerdings ohne die zugrunde liegenden Rauschprozesse zu kennen, die vor allen Dingen die Frequenzstabilität beschränken.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Ergebnisse der Frequenzstabilität reproduziert und die begrenzenden Rauschprozesse identifiziert sowie quantitativ untersucht.

2.2 Nd:YAG-Laser

Den hohen Anforderungen an eine Lichtquelle für die LISA-Mission (siehe Abschnitt 2.1) kommen Festkörperlaser mit einem monolithischen Aufbau am nächsten (HSL (2000)).

Die passive Frequenzstabilität eines Lasers wird vor allen Dingen durch die mechanische Stabilität des Resonators bestimmt, dessen Länge durch Umgebungsakustik und Temperaturschwankungen beeinflusst wird. Um den Einfluss von Akustik zu minimieren, bietet es sich an, den Resonator möglichst kompakt und mit geringem Gewicht zu bauen. Bauteile mit geringer Masse haben eine hohe Resonanzfrequenz, so dass sie sich weniger durch die Umgebungsakustik zum Schwingen anregen lassen. In letzter Konsequenz lassen sich die Komponenten eines Ringlasers — Lasermedium, Resonatorspiegel, optische Diode — in einen einzigen Kristall integrieren (siehe Abbildung 2.3). Erste Konzepte solcher monolithischer Miniaturlaser (*monolithically integrated laser*, kurz: *Miser*) wurden 1985 realisiert (Kane und Byer (1985)) und seitdem stetig weiter entwickelt (z.B. Freitag u. a. (1993)). Da der Strahlengang innerhalb des Kristalls nicht in einer Ebene liegt, spricht man auch von einem monolithischen, nichtplanaren Ringlaser (*non planar ring oscillator*, kurz: *NPRO*).

Der Miser besteht aus einem Nd:YAG-Kristall¹ der Größe $3 \cdot 8 \cdot 12 \text{ mm}^3$. Die Seitenflächen sind so geschliffen, dass sich ein geschlossener Strahlengang ergibt. Durch die schiefen Reflexionswinkel wird die Polarisation des Laserfeldes analog zu einer $\lambda/2$ -Platte gedreht und durch ein angelegtes Magnetfeld in Richtung der langen Achse des Misers kommt es außerdem zu einer Drehung aufgrund des Faraday-Effekts. In einer Umlaufrichtung kompensieren sich diese Drehungen, in der anderen addieren sie sich.

¹Nd:YAG steht für ein mit Neodym dotiertes Granat mit der chemischen Zusammensetzung $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (Meschede (2005))

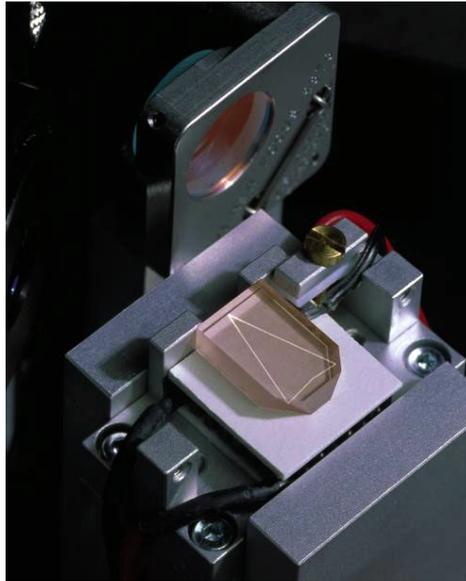


Abbildung 2.3: Nd:YAG-Laserkristall (mit freundlicher Genehmigung der Innolight GmbH Hannover).

Da die Reflektivität der Austrittsflächen des Kristalls polarisationsabhängig ist, wird eine Umlaufrichtung im Laserbetrieb bevorzugt. Die Anregung der Maser erfolgt mit Hilfe von Laserdioden bei 808 nm. Da der Kristall nur plane Reflektionsflächen besitzt, ist der durch ihn gebildete Resonator für sich instabil. Erst durch die thermische Linse, die durch das Pumplicht induziert wird, wird der Resonator stabil.

2.3 Frequenzstabilisierung nach Pound-Drever-Hall

2.3.1 Schematischer Aufbau

Die Frequenzstabilisierung der Laser wird in dieser Arbeit nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren (Black (2001), Drever u. a. (1983)) vorgenommen, kurz *PDH*. Hierbei dient ein externer *Fabry-Perot-Resonator*, auch *Cavity* genannt, mit hoher Finesse als Frequenzreferenz (siehe Abschnitt 2.3.2). Um ein vorzeichenbehaftetes Fehlersignal zu erhalten, werden dem Laserstrahl Seitenbänder aufmoduliert (siehe Abschnitt 2.3.3). Das vom optischen Resonator reflektierte Licht wird von einer Photodiode detektiert. Die darin enthaltene Phaseninformation wird über einen Mischer in eine Spannung umgewandelt und damit das eigentliche Fehlersignal generiert (siehe Abschnitt 2.3.4). Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Aufbau der Stabilisierung.

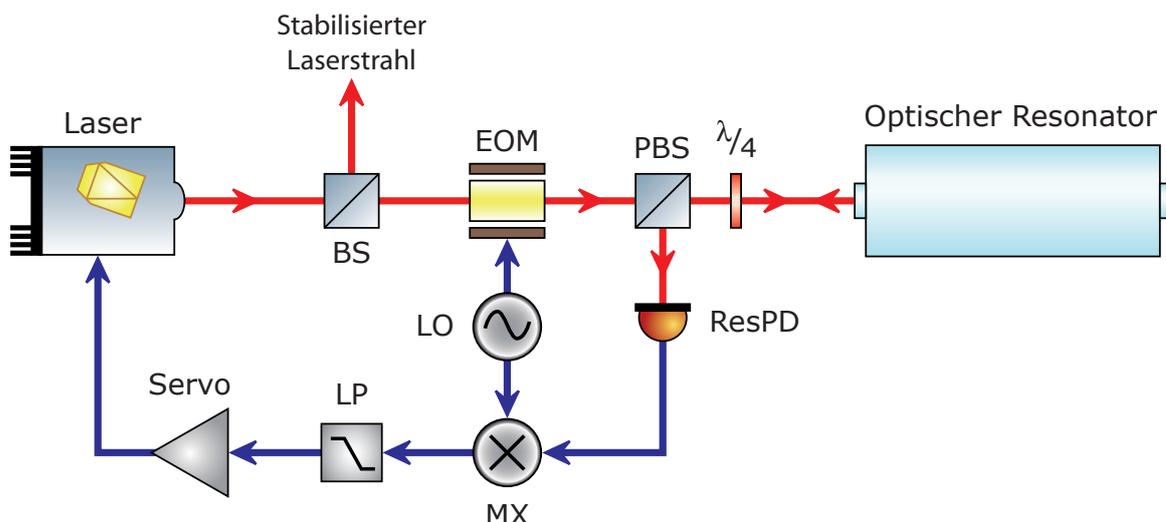


Abbildung 2.4: Schema einer Pound-Drever-Hall-Stabilisierung.

2.3.2 Fabry-Perot-Resonatoren

Fabry-Perot-Resonatoren bestehen aus einer Anordnung zweier sich gegenüber stehender Spiegel, die parallel zueinander ausgerichtet sind (siehe Abbildung 2.5). Das zwischen

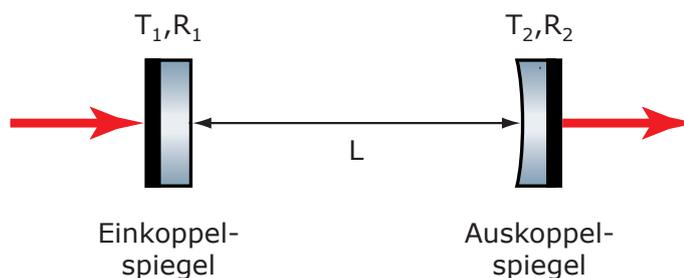


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau eines Fabry-Perot-Resonator.

ihnen hin- und her reflektierte Licht bildet genau dann eine stehende Welle, wenn es nach einem vollen Umlauf im Resonator phasengleich am Spiegel reflektiert wird (Siegmann (1986)). Die möglichen Resonanzfrequenzen sind durch

$$\omega = \omega_n = n 2\pi \frac{c}{2L} \quad (2.15)$$

gegeben, wobei ω die Kreisfrequenz $2\pi f$ mit der Laserfrequenz f ist, c die Lichtgeschwindigkeit, L die Länge des optischen Resonators und n eine natürliche Zahl. Der spektrale Abstand, auch als axialer Modenabstand bezeichnet, ergibt sich aus

$$\Delta\omega = \omega_{n+1} - \omega_n = 2\pi \frac{c}{2L} \quad (2.16)$$

und wird freier Spektralbereich (FSR – *free spectral range*) genannt:

$$\text{FSR} = \Delta f = \frac{c}{2L} = \frac{\Delta\omega}{2\pi}. \quad (2.17)$$

Die Transmission des Resonators ist frequenzabhängig und wird durch die Airy-Funktion beschrieben: τ_1 und ρ_1 sind die Transmission und Reflektivität des Einkoppelspiegels des Fabry-Perot-Resonators, τ_2 und ρ_2 die entsprechenden Größen des Auskoppelspiegels. Die Transmission τ_{Res} und die Reflexion ρ_{Res} des Resonators für die Amplituden der Lichtfelder ergeben sich zu (Heinzel (1999))

$$\tau_{\text{Res}} = \frac{-\tau_1\tau_2 \exp(ikL)}{1 - \rho_1\rho_2 \exp(2ikL)}, \quad (2.18)$$

$$\rho_{\text{Res}} = \frac{\rho_1 - \rho_2(\rho_1^2 + \tau_1^2) \exp(2ikL)}{1 - \rho_1\rho_2 \exp(2ikL)}. \quad (2.19)$$

Beiden Gleichungen ist der Faktor

$$d = \frac{1}{1 - \rho_1\rho_2 \exp(2ikL)}, \quad (2.20)$$

gemein, der die Resonanz, also die Leistungsüberhöhung des optischen Resonators bestimmt. Abbildung 2.6 zeigt die Resonanz-Funktion bezogen auf die Intensitäten.

2.3.3 Frequenzmodulation

Die in Gleichung (2.19) beschriebene Abhängigkeit der Intensität des reflektierten Lichtes vom Resonator ist symmetrisch zur Verstimmung der Laserfrequenz zu einer Resonatorfrequenz und eignet sich somit nicht dazu, ein Fehlersignal zu generieren, weil das Signal nicht vorzeichenbehaftet ist. Daher wird das Licht vor Eintritt in den Resonator mittels eines Elektro-Optischen-Modulators (EOM) in seiner Phase moduliert:

$$E(t) = E_0 \exp(-i\omega_0 t + \varphi) \quad (2.21)$$

ist das elektrische Feld, das hier vereinfachend eindimensional, mit konstanter Amplitude und ortsfest betrachtet wird. Die Phase dieses Feldes wird cosinusförmig mit der Frequenz ω_m und der Modulationstiefe m moduliert:

$$\varphi(t) = m \cos(\omega_m t). \quad (2.22)$$

Daraus ergibt sich für $E_m(t)$:

$$\begin{aligned} E_m(t) &= E_0 \exp(-i\omega_0 t + \varphi(t)) \\ &= E_0 \exp(-i(\omega_0 t + m \cos(\omega_m t))) \\ &= E_0 \exp(-i\omega_0 t) \exp(-im \cos(\omega_m t)). \end{aligned} \quad (2.23)$$

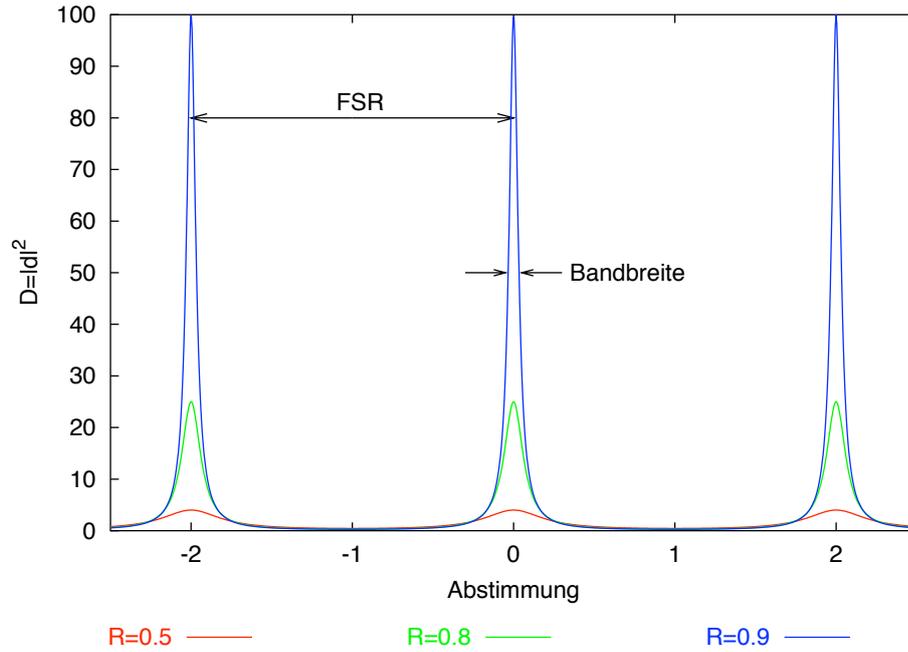


Abbildung 2.6: Abstimmung eines Fabry-Perot-Resonators.

Eine Phasenmodulation kann auch als Frequenzmodulation aufgefasst werden,

$$\begin{aligned}
 \varphi(t) &= \int dt \omega(t) \\
 &= \int dt m_f \sin(\omega_f t) \\
 &= \frac{m_f}{\omega_f} \cos(\omega_f t),
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

mit

$$m_f = \frac{\Delta\omega}{\omega_f}. \tag{2.25}$$

Für beliebige m kann der Phasenterm in Gleichung (2.21) in Besselfunktionen $J_k(x)$ zerlegt werden (Heinzel (1999)):

$$\exp(im \cos(\omega_m t)) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} i^k J_k(m) e^{ik\omega_m t}, \tag{2.26}$$

mit

$$J_{-k}(m) = (-1)^k J_k(m). \tag{2.27}$$

Eingesetzt in Gleichung (2.21) ergibt sich:

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \exp(-i\omega_0 t) \exp(-i m \cos(\omega_m t)) \\ &= E_0 \exp(-i\omega_0 t) \sum_{k=-\infty}^{\infty} i^k J_k(m) e^{-ik\omega_m t}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Die Summe kann bei kleinen Modulationstiefen $m \ll 1$ nach den ersten beiden Termen abgebrochen werden (die höheren Ordnungen tragen nur noch wenig bei), so dass sich für das phasenmodulierte Licht folgendes ergibt:

$$E(t) \approx E_0 \exp(-i\omega_0 t) (J_0(m) + iJ_1(m)e^{-i\omega_m t} + iJ_1(m)e^{i\omega_m t}). \quad (2.29)$$

Die beiden J_1 Terme beschreiben die beiden Frequenzseitenbänder, die um $\pm\omega_m$ gegenüber dem Träger verschoben sind. Die Seitenbänder haben eine Phasenverschiebung zum Träger von $\pm i$. Wenn man weiterhin nur den ersten Term in der Entwicklung von $J_0 = 1$ und $J_1 = \frac{m}{2}$ berücksichtigt ($m \ll 1$), erhält man

$$E(t) \approx E_0 \exp(-i\omega_0 t) \left(1 + \frac{m}{2} (e^{-i\omega_m t} + e^{i\omega_m t})\right). \quad (2.30)$$

Die Gesamtleistung des Lichtfeldes P_0 teilt sich dann in die Leistung im Träger P_C und die Leistung in den Seitenbändern P_S nach folgenden Anteilen auf:

$$P_C \approx P_0 \quad (2.31)$$

$$P_S \approx \frac{m}{2} P_0. \quad (2.32)$$

2.3.4 PDH-Fehlersignal

Ist der Abstand ω_m der aufmodulierten Frequenzseitenbänder zum Träger viel größer als die Bandbreite des Resonators, so werden die Seitenbänder nahezu vollständig reflektiert, wenn der Träger in der Nähe der Resonanzfrequenz des Resonators ist.

Die exakte Beschreibung des reflektierten Lichtes liefert Gleichung (2.19). Für $\rho_1 = \rho_2$ ergibt sich daraus:

$$\rho_{\text{Res}} \approx \rho \frac{1 - \exp(i\phi(\omega))}{1 - \rho_1 \rho_2 \exp(i\phi(\omega))} \quad (2.33)$$

mit

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= \frac{2\omega L}{c} = \frac{\omega}{\text{FSR}} \\ &= 2kL. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Demnach ist die Reflektivität des Resonators frequenzabhängig, und $\phi(\omega)$ beschreibt die „aufgesammelte“ Phase des Trägers bei Resonanz. Für das E-Feld ergibt sich mit

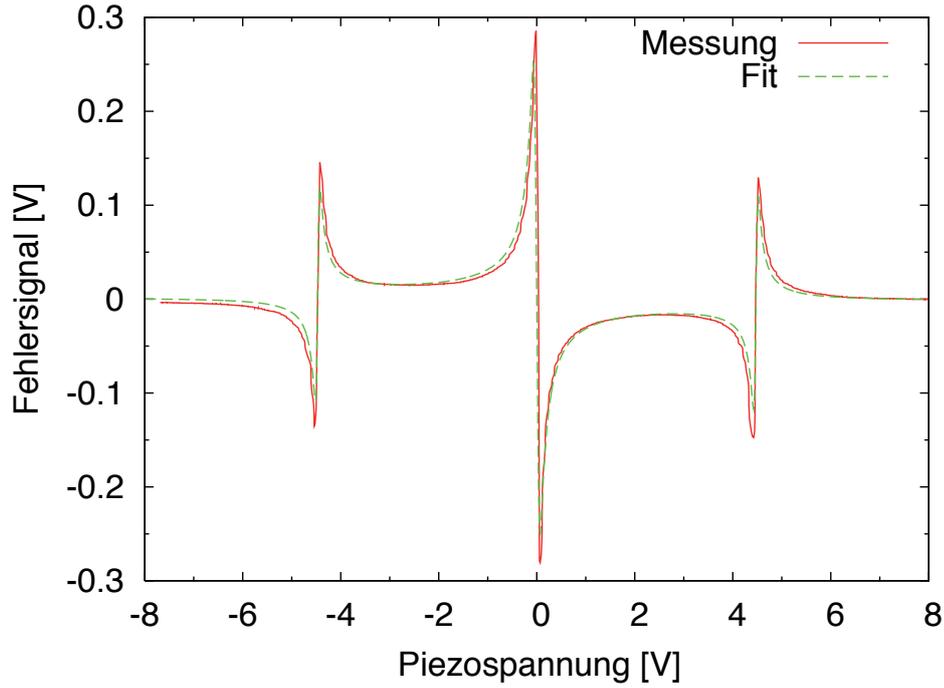


Abbildung 2.7: PDH-Fehlersignal. Dargestellt ist hier sowohl eine im Aufbau gemessene Kurve, als auch eine Anpassung der Gleichung (2.38).

Gleichung (2.30):

$$E_{\text{refl}}(t) = E_0 (\rho(\omega_0) \exp(-i\omega_0 t) + \rho(\omega_0 + \omega_m) \frac{m}{2} e^{-i(\omega_0 + \omega_m)t} + \frac{m}{2} \rho(\omega_0 - \omega_m) e^{i(\omega_0 - \omega_m)t}). \quad (2.35)$$

Mit einer Photodiode wird die reflektierte Lichtleistung als Intensität pro Fläche detektiert und liefert eine Spannung, die sich aus DC-Anteil und AC-Anteil (moduliertes Licht mit aufgesammelter Phase) zusammensetzt:

$$U_{\text{Photo}}(t) \propto I(t) \propto E_{\text{refl}}(t) \cdot E_{\text{refl}}^*(t). \quad (2.36)$$

Der AC-Anteil wird in den Mischer gegeben, der auf elektrischem Wege nichts anderes tut, als $U_{\text{Photo}}(t)$ mit

$$U_{\text{mix}}(t) = \cos(\omega_m t + \varphi) \quad (2.37)$$

zu multiplizieren (siehe dazu auch Gleichung 2.22). Dies liefert dann nach einigen algebraischen Umformungen (Black (2001)) das benötigte Fehlersignal:

$$\epsilon = 2\sqrt{P_C P_S} \cdot \text{Im}[\phi^*(\omega_0) \phi(\omega_0 + \omega_m) - \phi^*(\omega_0) \phi(\omega_0 - \omega_m)]. \quad (2.38)$$

Variiert man die Laserfrequenz in der Nähe der Resonanz des Resonators, zeigt sich das in Abbildung 2.7 dargestellte Signal.

2.3.5 Frequenzregelung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass durch eine Phasenmodulation des Trägers ein Fehlersignal generiert werden kann, dessen Amplitude von der Verstimmung der Laserfrequenz gegenüber der longitudinalen Eigenmode des optischen Resonators abhängt, und zudem vorzeichenbehaftet ist. Somit kann die Verstimmung des Lasers in Bezug auf seine nominelle Frequenz (ein ganzzahliges Vielfaches des freien Spektralbereiches des Resonators, Gleichung (2.17)) eindeutig quantifiziert werden. Somit sind die Voraussetzungen für eine aktive Frequenzstabilisierung gegeben: Das Fehlersignal kann mittels eines geeigneten Reglers in ein Stellsignal umgesetzt werden und auf Frequenz-Aktuatoren² des Lasers zurückgekoppelt werden.

Es konnten bereits mehrere Frequenzstabilisierungen mit Hilfe von Fabry-Perot-Resonatoren realisiert werden. In Ueda und Uehara (1993) und Uehara und Ueda (1993) wird von zwei Lasern berichtet, die auf denselben Resonator gelockt werden. Die gemessenen spektralen Dichten der Frequenzfluktuationen werden dabei für Frequenzen über 10 Hz angegeben. In Dirscherl u. a. (1992) wird über die Frequenzstabilisierung eines Farbstofflasers auf einen Resonator berichtet. Ein unabhängiger Resonator wurde dabei als Analysator der Frequenzfluktuationen benutzt. Mit dem Aufbau wurden Frequenzfluktuationen von $10 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 10 Hz gemessen. Young u. a. (1999) haben einen Farbstofflaser mit einer Wellenlänge von 533 nm auf zwei unabhängige Resonatoren stabilisiert. Das Frequenzrauschen von Nd:YAG-Lasern, die auf Resonatoren gelockt sind, ist im niedrigen Frequenzbereich von thermischen Fluktuationen der Referenz-Resonatoren bestimmt (Sampas u. a. (1993b) und McNamara u. a. (2000)).

2.4 Leistungsstabilisierung

Im LISA-Messfenster zwischen 0,1 mHz und 1 Hz wird das Leistungsrauschen von technischem Rauschen, wie z.B. Pumpleistungsrauschen, dominiert (Harb u. a. (1997)). Im Gegensatz zur Frequenzstabilisierung ist die Erzeugung eines Fehlersignales für eine Leistungsstabilisierung vergleichsweise einfach: Ein Teil des Laserstrahls wird abgespalten und mit einer Photodiode detektiert. Das vom Photodiodenverstärker generierte Spannungssignal wird von einer Referenzspannung abgezogen, anschließend verstärkt und dem Aktuator zugeführt.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Leistung eines Misers zu regeln:

- Mithilfe eines **EOM** in Kombination mit polarisierendem Strahlteiler (Conti u. a. (2000)),

²Die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommenden Nd:YAG Laser stellen zwei Frequenz-Aktuatoren mit unterschiedlicher Bandbreite und unterschiedlichem dynamischem Bereich bereit (siehe Abschnitt 3.1.2).

2 Anforderungen an einen Laser für LISA

- über einen **AOM** (Kasai und Ishizu (1994); Wand (2003))
- und durch **Rückkopplung auf den Pumpstrom** (Kane (1990); Harb u. a. (1994); Tröbs (2005a)), ein Verfahren, dass auch in dieser Arbeit verwendet wird.

3 Laserstabilisierung bis in den mHz-Bereich

In diesem Kapitel werden das Stabilisierungsexperiment und die damit erreichten Frequenz- und Leistungsstabilitäten präsentiert. Neben einem Überblick über den gesamten Aufbau und den Verlauf der Laserstrahlen werden in den folgenden Abschnitten wesentliche Komponenten des Aufbaus ausführlich dargestellt.

3.1 Die experimentelle Umsetzung

3.1.1 Frequenz- und Leistungsstabilisierung im Überblick

Eine Frequenzstabilität von $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ im Frequenzbereich von 1 Hz bis hinunter zu 1 mHz lässt sich über den Umweg einer Schwebungsmessung zwischen zwei Lasern nachweisen, deren Stabilisierung unabhängig voneinander aufgebaut ist. Das gemessene Frequenzrauschen ist dann das geometrische Mittel der Rauschbeiträge der einzelnen unabhängigen Systeme,

$$\widetilde{\Delta F} = \sqrt{\widetilde{\delta f}_1^2 + \widetilde{\delta f}_2^2}. \quad (3.1)$$

Sind die Systeme identisch aufgebaut¹ — was hier im Rahmen der experimentellen Möglichkeiten angenommen wird — ist $\widetilde{\delta f}_1 = \widetilde{\delta f}_2$ und Gleichung (3.1) vereinfacht sich zu

$$\widetilde{\Delta F} = \sqrt{2 \cdot \widetilde{\delta f}_1^2} = \sqrt{2} \cdot \widetilde{\delta f}_1. \quad (3.2)$$

Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über den Aufbau der Frequenz- und Leistungsstabilisierung der Laser, und Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau des Experimentes im Labor. Deutlich sind links im Bild die großen Vakuumentanks zu erkennen, die die thermische Isolation der optischen Resonatoren bilden.

Der Laser emittiert einen linear polarisierten Laserstrahl mit kleinen Anteilen zirkular polarisierten Lichtes. Durch die $\lambda/4$ -Platte werden diese störenden Anteile weitestgehend unterdrückt, und die Polarisation wird mit der $\lambda/2$ -Platte senkrecht zur Tischoberfläche ausgerichtet. Der Isolator verhindert, dass störende Rückreflexe aus dem Experiment zurück in den Laserresonator gelangen können. Die beiden Linsen,

¹Nur dann bekommt man Rauschbeiträge, die gleich groß sind.

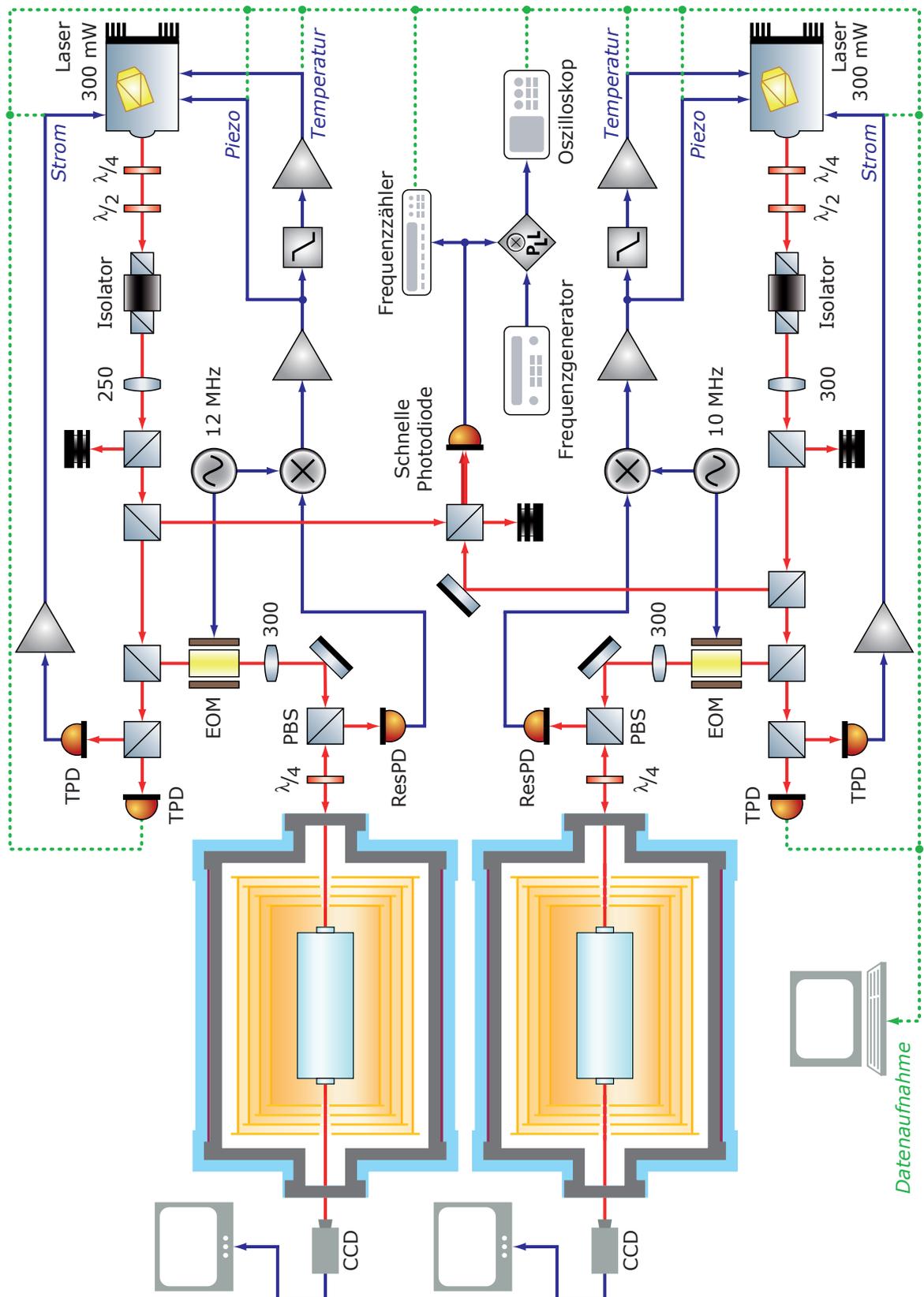


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

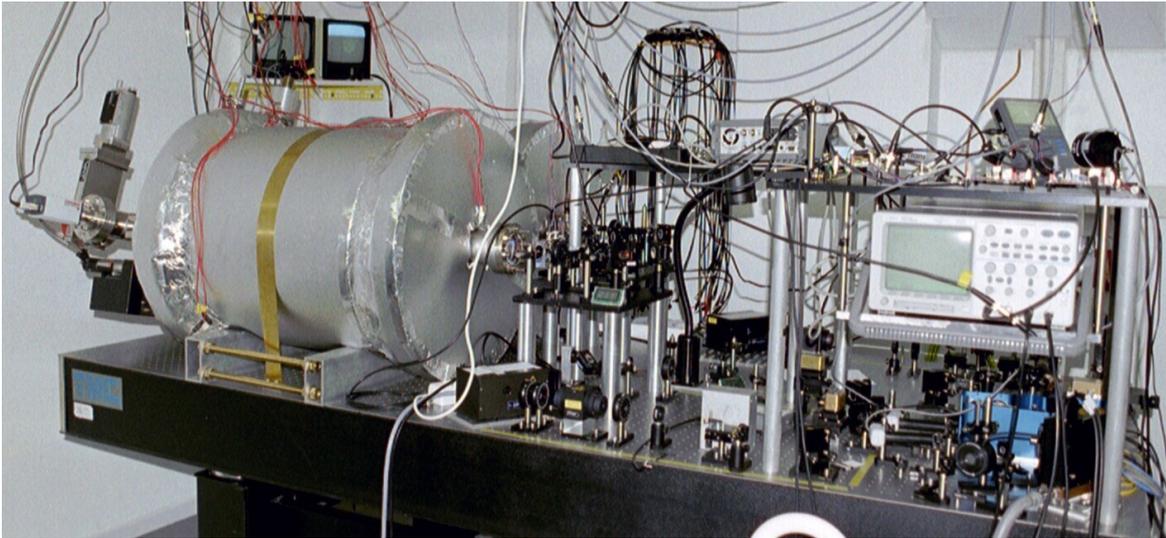


Abbildung 3.2: Aufbau des Stabilisierungsexperimentes im Labor. Links im Bild sind die großen Vakuumentanks zu erkennen, die außen mit isolierendem Material umwickelt sind.

die sich im Strahlengang des Pfades der Frequenzstabilisierung befinden, bilden die Strahlteile des Laserstrahles im Laser auf den optischen Resonator ab.

Der erste Strahlteilerwürfel ermöglicht für andere Experimente — zum Beispiel über eine optische Faser — einen in der Frequenz hochstabilen, unmodulierten Laserstrahl zur Verfügung zu stellen. Die hier verwendeten Strahlteilerwürfel teilten die Leistung im Verhältnis 50:50 auf, aber für spätere Anwendungen sind auch andere Verhältnisse denkbar und durchaus sinnvoll.

An dem zweiten Strahlteilerwürfel wird Licht für die Schwebungsmessung ausgekoppelt und über einen weiteren Strahlteiler auf einer Photodiode mit dem Laserstrahl des anderen Systems zur Überlagerung gebracht. Die hier eingesetzte schnelle Photodiode ist einsetzbar für Frequenzen bis zu 500 MHz, die Resonanzfrequenzen der in diesem Aufbau benutzten optischen Resonatoren liegen ungefähr um 350 MHz auseinander. Das Signal der Photodiode erreicht bei guter Justage und Überlagerung der beiden Laserstrahlen ca. 0 dBm und wird sowohl einem Zähler (*SR620 Option 01* von Stanford Research Systems) als auch einer Mischer/PLL-Kombination zugeführt (siehe Abschnitt 3.1.10). Der Zählerstand des Zählers wird in einstellbaren Intervallen abgefragt und in einer ASCII-Datei gespeichert. Die Mischer/PLL-Kombination wandelt das Schwebungssignal in eine Spannung um, die proportional zur Frequenz ist und mit einem Oszilloskop dargestellt werden kann.

An dem dritten Strahlteilerwürfel wird das Licht in einen Pfad für die Frequenz- und einen Pfad für die Leistungsstabilisierung aufgeteilt. Im Pfad für die Frequenzstabilisierung durchläuft es einen EOM, der das Licht in einem System mit 10 MHz und in

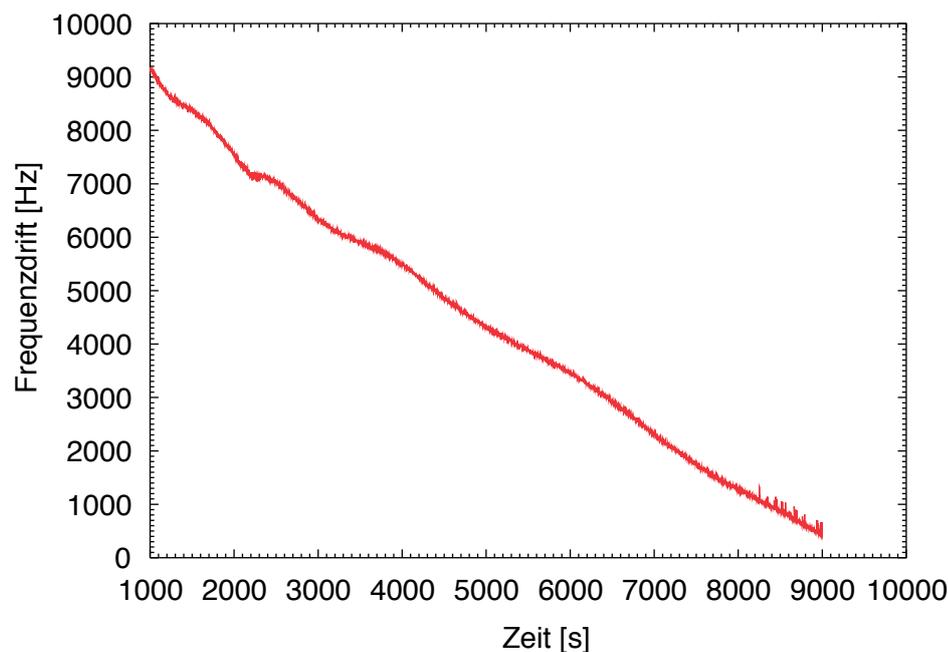


Abbildung 3.3: Typische Zeitserie einer Schwebungsmessung über 2,5 Stunden. Die Frequenzdrift beträgt hier ca. 5 kHz pro Stunde. Um die Frequenzdrift besser sehen zu können, wurde die Schwebungsfrequenz von ca. 364 MHz abgezogen.

dem anderen mit 12 MHz moduliert. Der Laserstrahl wird anschließend über mehrere Spiegel (die eine Justage ermöglichen) in den optischen Resonator eingekoppelt, wobei er einen polarisationsabhängigen Strahlteiler und eine $\lambda/4$ -Platte durchläuft, die die lineare Polarisation in eine zirkuläre umwandelt. Das von dem optischen Resonator reflektierte Licht, das eine frequenzabhängige Phaseninformation enthält, wird beim Durchlaufen der $\lambda/4$ -Platte wieder in linear polarisiertes Licht umgewandelt, dessen Polarisationsebene jetzt allerdings parallel zum optischen Tisch verläuft. Beim Durchgang durch den polarisationsabhängigen Strahlteilerwürfel wird der Laserstrahl auf die resonante Photodiode (aufgebaut nach einem Schaltplan aus Heinzel (1999)) gelenkt, deren hochfrequentes Signal über einen Mischer heruntergemischt und der Regelelektronik zugeführt wird. Schnelle Frequenzfluktuationen werden über eine Spannung korrigiert, die direkt auf einen Piezo-Kristall gegeben wird, der auf dem Laserkristall befestigt ist. Das Regelsignal des Piezos ist gleichzeitig das Fehlersignal für die Regelelektronik, die die Temperaturregelung des Laserkristalls beeinflusst. Hiermit werden langsame Frequenzdriften korrigiert.

Im Pfad für die Leistungsstabilisierung durchläuft das Licht einen weiteren Strahlteilerwürfel, der den Strahl auf zwei identische temperaturstabilisierte Photodioden aufteilt. Dabei dient eine Photodiode als Sensor für die Regelelektronik (*in-loop*), während die zweite Photodiode als externer Sensor (*out-of-loop*) die erreichte Stabi-

lität misst. Die Leistungsfuktuationen des Lasers werden über eine Modulation des Pumpstromes der Laserdioden korrigiert.

Alle Regelsignale und die Signale der Out-of-loop-Photodioden werden auf Oszilloskopen angezeigt und können über das Datenaufnahmesystem gespeichert werden. Anschließend werden die gespeicherten Zeitserien mit Hilfe des Programms *lpsd* (Tröbs und Heinzel (2006)) spektral zerlegt und mit *gnuplot* dargestellt.

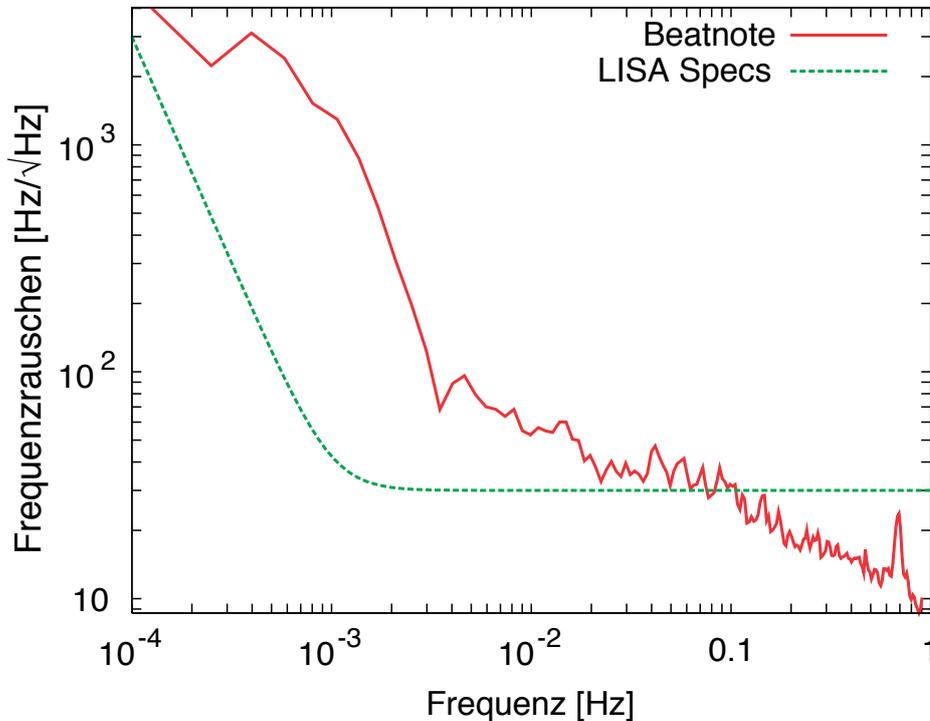


Abbildung 3.4: Spektrum der Zeitserie aus Abbildung 3.3

Hinter den Resonatoren sind jeweils CCD-Kameras aufgebaut, um über ein Monitorbild eine einfache optische Kontrolle über den Zustand der Frequenzstabilisierung zu erhalten. Die Monitorbilder sind außerdem bei der Justage des Laserstrahles in die optischen Resonatoren eine sehr große Hilfe.

Abbildung 3.3 zeigt eine eher kurze Zeitserie des Schwebungssignals über 2,5 h. Üblich sind Messungen über Nacht mit einer Messdauer von ca. 12 Stunden, oder Messungen über ein ganzes Wochenende mit ca. 60 Stunden Messdauer. Die Frequenzdrift beträgt hier ca. 5 kHz/h und ist damit eher gering. Im Durchschnitt lagen die Frequenzdriften bei ca. 20 kHz/h und bewegten sich insgesamt ca. 1 MHz um eine mittlere Frequenz von ca. 364 MHz herum, die in diesem Graph der Übersichtlichkeit halber abgezogen worden ist. In Abbildung 3.4 ist die spektrale Dichte der Zeitserie zu sehen, die mit Hilfe des Programms *lpsd* erzeugt wurde. Diese Zeitserie liegt noch über den Spezifikationen für LISA.

3.1.2 Verwendete Laser

Als Strahlquelle dienen Laser des Typs *Mephisto* der Firma *Innolight* mit einer max. Ausgangsleistung von ca. 270 mW (*Miser 1*) und ca. 140 mW (*Miser 2*). Die maximale Ausgangsleistung hängt von der Art und dem Alter der eingebauten Laserdioden ab und spielt für das Stabilisierungsexperiment keine Rolle, da dort ca. 50 mW für das gesamte Experiment völlig ausreichend sind. Abbildung 3.5 zeigt die Laserleistung in Abhängigkeit vom eingestellten Pumpstrom der Laserdioden.

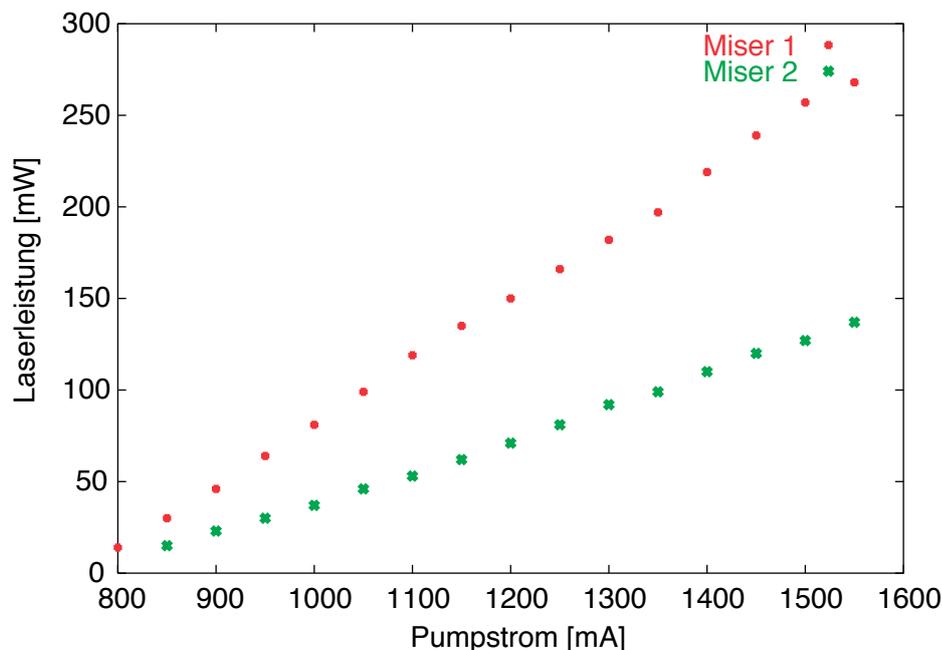


Abbildung 3.5: Laserleistung in Abhängigkeit vom Pumpstrom der Laserdioden.

Zur Bestimmung des Strahlparametes werden für verschiedene Abstände die jeweiligen Strahlquerschnitte bestimmt. Anschließend wird an die Messergebnisse folgender mathematischer Ausdruck angepaßt, der den Strahlradius $\omega(z)$ eines Gaußschen Strahls in Abhängigkeit von der Entfernung zur Strahltaile beschreibt (Siegmann (1986)):

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (3.3)$$

Für beide Laser ergibt die Anpassung einen Durchmesser der Strahltaile (*waist*) von $2\omega_{\text{Miser}} \approx 370 \mu\text{m}$ (siehe Abbildung 3.6).

Das Frequenzrauschen eines nicht stabilisierten NPROs liegt bei 1 mHz bei ungefähr $10^7 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ und somit 6 Größenordnungen über der geforderten Stabilität, Abbildung 3.7 zeigt das gemessene freilaufende Frequenzrauschen von *Miser 1*. Für diese Messung wurde der Aufbau zur Frequenzstabilisierung mit dem frequenzstabilisierten *Miser 2*

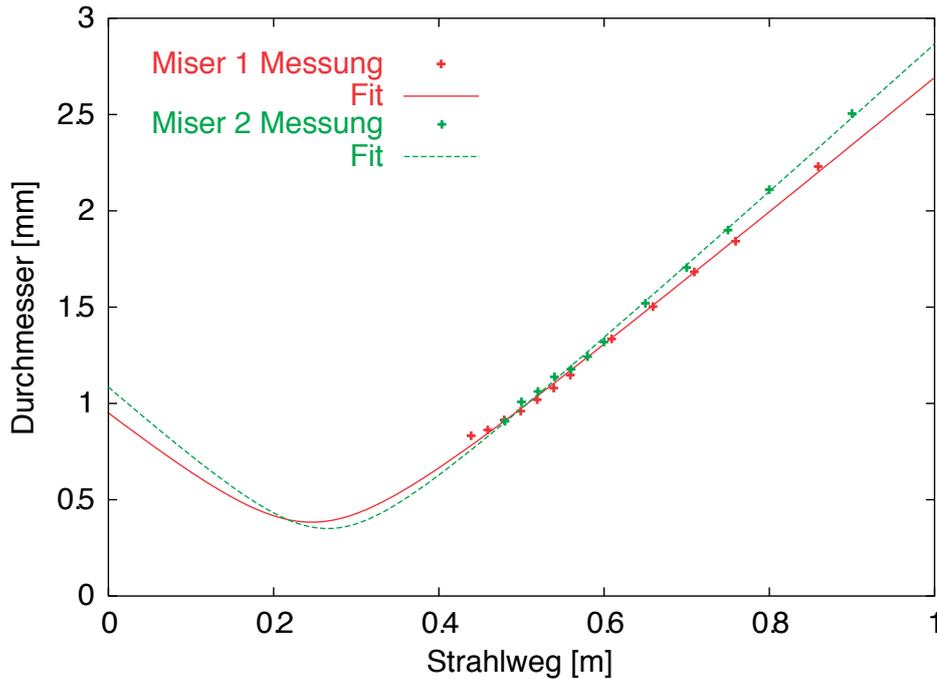


Abbildung 3.6: Messung und Anpassung des Strahlparameters der im Experiment verwendeten Laser

benutzt, wobei die Frequenzstabilisierung von *Miser 1* komplett deaktiviert war. Das hier gemessene Frequenzrauschen liegt etwa eine Größenordnung unter vergleichbaren Messungen (Tröbs (2005a); Burdack u. a. (2004)).

Das relative Leistungsrauschen eines nicht stabilisierten NPROs liegt bei 1 mHz ungefähr bei $10^{-3} 1/\sqrt{\text{Hz}}$, also nur eine Größenordnung über der Spezifikation (siehe Abbildung 3.8).

Die Laser bieten mehrere Möglichkeiten, Frequenz und Leistung des Laserstrahles zu beeinflussen:

- **Piezoelektrisch:** Ein auf den Laserkristall aufgeklebter piezoelektrischer Kristall verformt sich beim Anlegen einer Spannung und übt einen Druck auf den Laserkristall aus. Die dadurch induzierte Doppelbrechung im Kristall verändert die optische Weglänge des umlaufenden Lichtes — die Resonatorlänge — und somit die Frequenz (Kane u. a. (1987)). Abbildung 3.9 zeigt die Transferfunktion des Piezoaktuators für *Miser 1* (dargestellt als Bode-Plot). An die gemessenen Daten wurde ein LISO Modell angepasst². Der LISO-Fit ergab folgende Parameter für *Miser 1*: Pol bei 25,6 kHz, Delay 1,7 μs , Faktor 78,5. Die Ergebnisse für *Miser 2* differieren unwesentlich, wie Abbildung 3.10 zeigt: Pol bei 25,8 kHz,

²LISO ist ein Programm zur Simulation elektronischer Schaltungen und zur Anpassung von Regelkreisen, siehe Heinzel (1999)

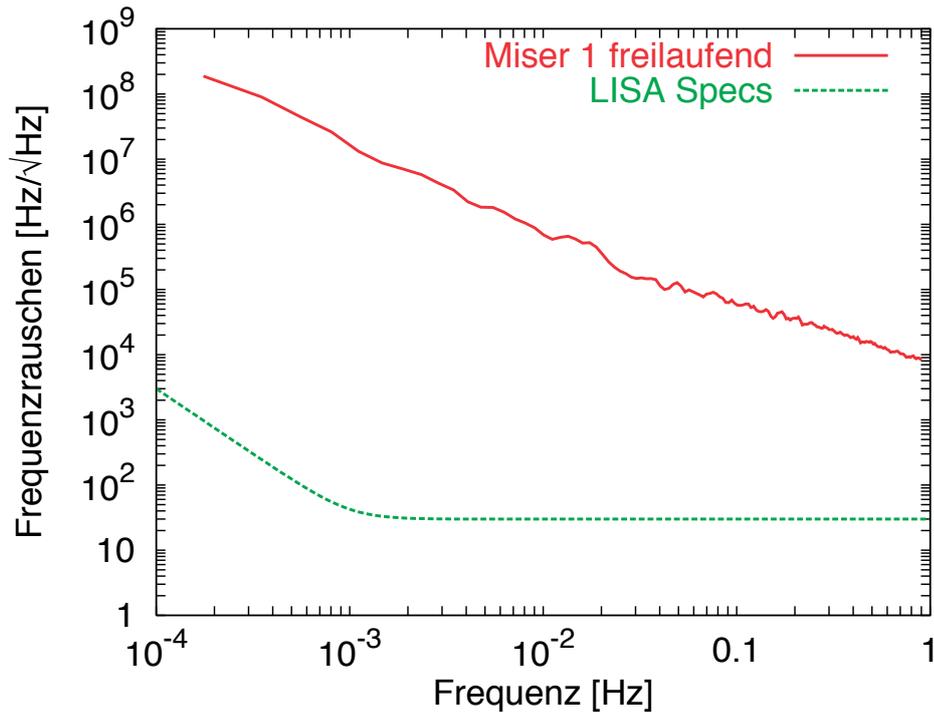


Abbildung 3.7: Frequenzrauschen eines freilaufenden Miser

Delay $2,0 \mu\text{s}$, Faktor 20,0. Darüberhinaus wurde die Effizienz des Piezoaktuators vermessen. Hierzu wurde die Frequenz der Lasers über Kristalltemperatur und Pumpstrom in die Nähe der Resonator-Resonanz gebracht. Mit dem Anlegen einer Dreiecksspannung an den Piezo wird die Laserfrequenz über die Resonanz gefahren und sowohl Fehlersignal der Frequenzregelung als auch Piezo-Spannung auf dem Oszilloskop dargestellt (siehe Abbildung 3.11): Der Abstand der Seitenbänder entspricht der doppelten Modulationsfrequenz und die Spannung lässt sich direkt ablesen. Die Piezoeffizienz ist bei *Miser 1* $1,21 \text{ MHz/v}$ und bei *Miser 2* $2,65 \text{ MHz/v}$.

- Kristalltemperatur:** Temperaturänderungen des Laserkristalls verändern die Weglänge des umlaufenden Lichtes — die Resonatorlänge — und somit die Frequenz. Zur Messung der Effizienz des Temperaturaktuators wird der Laser nur mit dem Piezo gelockt. Anschließend wird auf den Temperaturmodulationseingang ein Störsignal mit bekannter Größe und bekanntem Verlauf gegeben, das vom Piezo-Feedback-Signal unterdrückt wird. Durch Messung des kalibrierten Piezo-Feedback-Signals lässt sich auf die Effizienz des Temperaturaktuators schließen. Die Effizienz beträgt bei *Miser 1* ungefähr 153 MHz/v und bei *Miser 2* 202 MHz/v . Der Modulationseingang für die Kristalltemperatur hat zwar eine Effizienz von $3,1 \text{ GHz/v}$, das Temperaturaktuatorsignal wird allerdings über einen Spannungsteiler abgeschwächt.

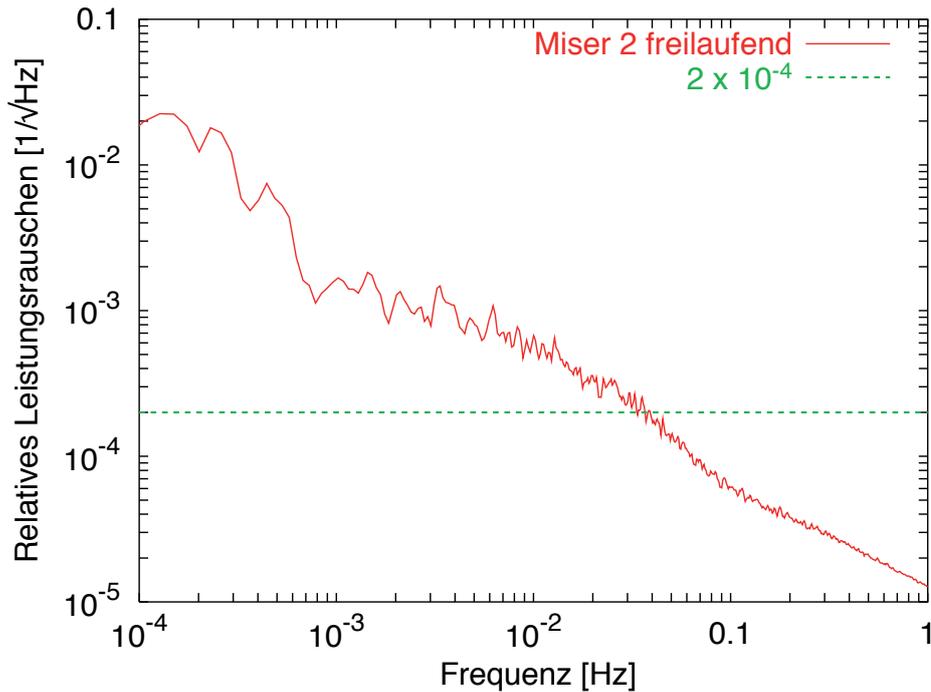


Abbildung 3.8: Leistungsrauschen eines freilaufenden Misers

- **Pumpstrom:** Die von den Pumpdioden abgegebene Leistung hängt von dem Pumpstrom ab, so dass über eine Steuerung des Pumpstromes direkt die Laserleistung beeinflusst werden kann (siehe Abbildung 3.5).

3.1.3 Frequenzstabilisierung

Die Frequenzstabilisierung besteht neben dem optischen Aufbau mit dem Referenzresonator aus einem resonanten EOM (siehe Abschnitt 3.1.6) zur Modulation des Laserstrahls, einer resonanten Photodiode, die das von dem optischen Resonator (siehe Abschnitt 3.1.4) reflektierte Licht detektiert, und zwei Elektronik-Einheiten.

Die erste Einheit (*Mischerbox*) enthält einen Frequenzgenerator für 10 MHz (*Mixer 1*) bzw. 12 MHz (*Mixer 2*), einen Phasenschieber und einen Mischer mit nachgeschaltetem Tiefpass und Offsetkompensation. Das Signal des Frequenzgenerators treibt einerseits den EOM und wird andererseits über den einstellbaren Phasenschieber dem Mischer als Lokaloszillator zugeführt, wo es mit dem Signal der resonanten Photodiode gemischt wird. Das dabei entstehende Signal wird anschließend mit einem 4-poligen Tiefpass gefiltert und verstärkt. Die Auflösung des Fehlersignals beträgt bei *Mixer 1* um die $11,56 \text{ kHz/V}$ und bei *Mixer 2* um die $158,7 \text{ kHz/V}$. Dieser Unterschied lässt sich durch die geringere Finesse des zweiten Resonators und der damit verbundenen geringeren Steilheit des Fehlersignals, eine schlechtere Einkopplung in den zweiten optischen

3 Laserstabilisierung bis in den mHz-Bereich

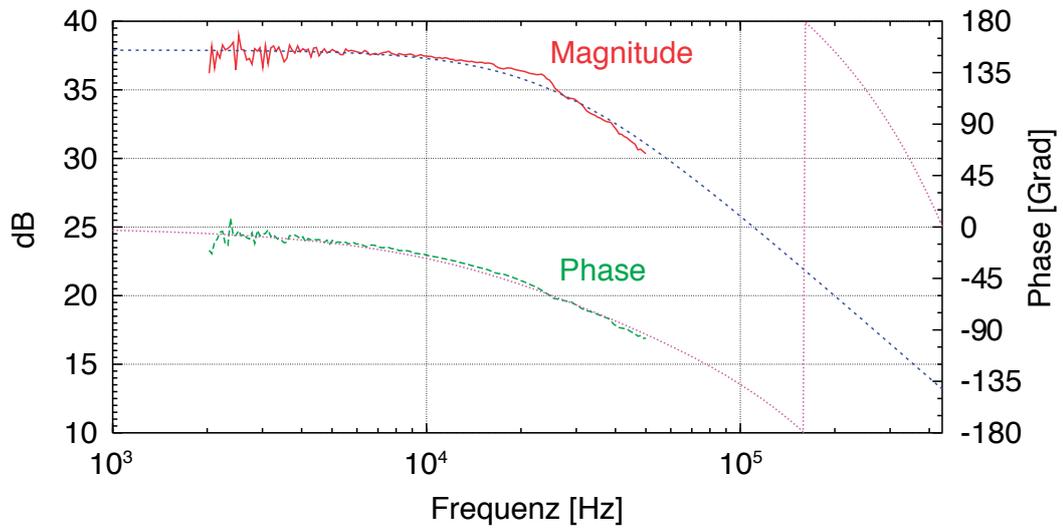


Abbildung 3.9: LISO-Anpassung der Transferfunktion von *Mizer 1*

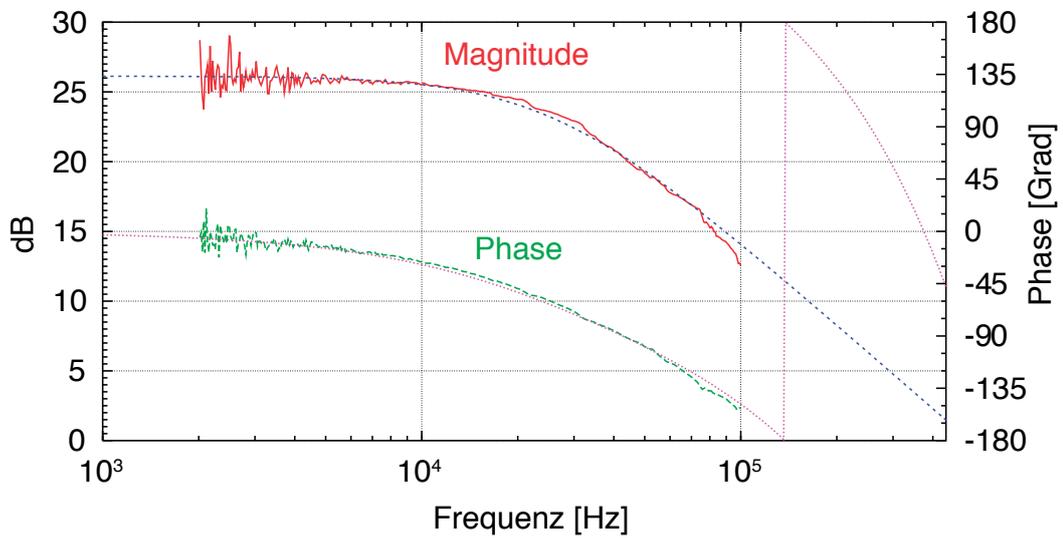


Abbildung 3.10: LISO-Anpassung der Transferfunktion von *Mizer 2*

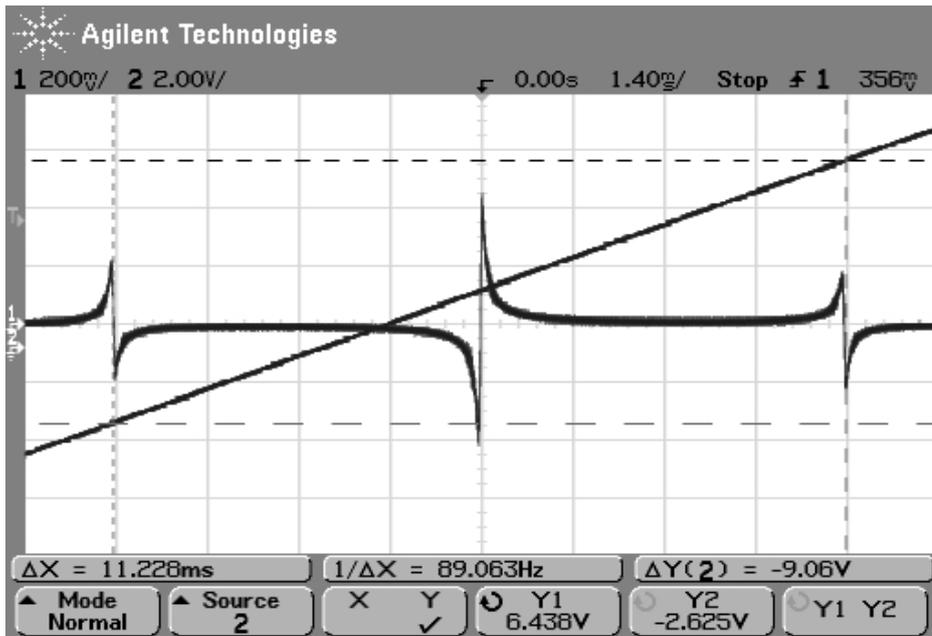


Abbildung 3.11: Messung der Effizienz des schnellen Frequenzaktuators

Resonator und einen kleineren Modulationsindex des zweiten EOMs erklären. Die Schaltpläne sind im Anhang A.6 und A.7 zu finden.

Die zweite Einheit (*Servo*) besteht aus einem zweistufigen Regler. Die erste Stufe soll schnelle Frequenzänderungen unterdrücken und besteht aus einem Verstärker, vier Integratoren, von denen sich drei einzeln zuschalten lassen und einem Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 100 kHz. Diese Regelstufe regelt die Frequenz des Lasers über den auf dem Laserkristall aufgeklebten Piezo. Aus den Abbildungen 3.12 und 3.13 lassen sich die Regelbandbreiten ablesen: ca. 28 kHz (*Miser 1*) und ca. 40 kHz (*Miser 2*). Unterhalb von ca. 2 kHz ist die Messung verrauscht, da dort die Verstärkung des Regelkreises so groß ist, dass die eingefügten Störungen so stark unterdrückt werden, dass sie im Rauschen untergehen.

Die zweite Stufe soll Frequenzdriften unterdrücken und den Piezo in seinem Arbeitspunkt halten. Das Regelsignal der ersten Stufe dient dabei gleichzeitig als Fehlersignal für die zweite Stufe, die die Temperatur des Laserkristalls regelt. Sie enthält einen nach oben abgefangenen Integrator mit einer Grenzfrequenz von ca. 1 mHz und einen weiteren Tiefpass und hat eine Auflösung von ca. 153 MHz/v bei *Miser 1* und ca. 202 MHz/v bei *Miser 2*. Der Schaltplan ist im Anhang A.4 zu finden.

In Abbildung 3.14 ist das Zusammenspiel der zwei Regelstufen am Beispiel von *Miser 1* zu sehen: An der Frequenz der Regelbandbreite von ca. 30 kHz liegen das Aktuator-Signal *m1 piezo* und das Fehlersignal *m1 error* aufeinander, die Verstärkung des Reglers ist Null. Das Frequenzrauschen des freilaufenden Lasers liegt dort bei

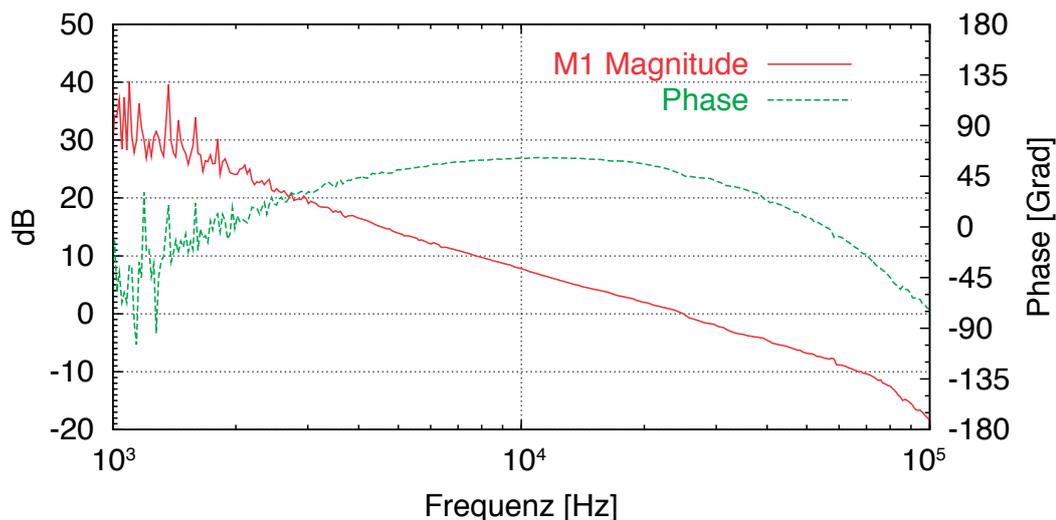


Abbildung 3.12: Gemessene Regelverstärkung von *Miser 1*

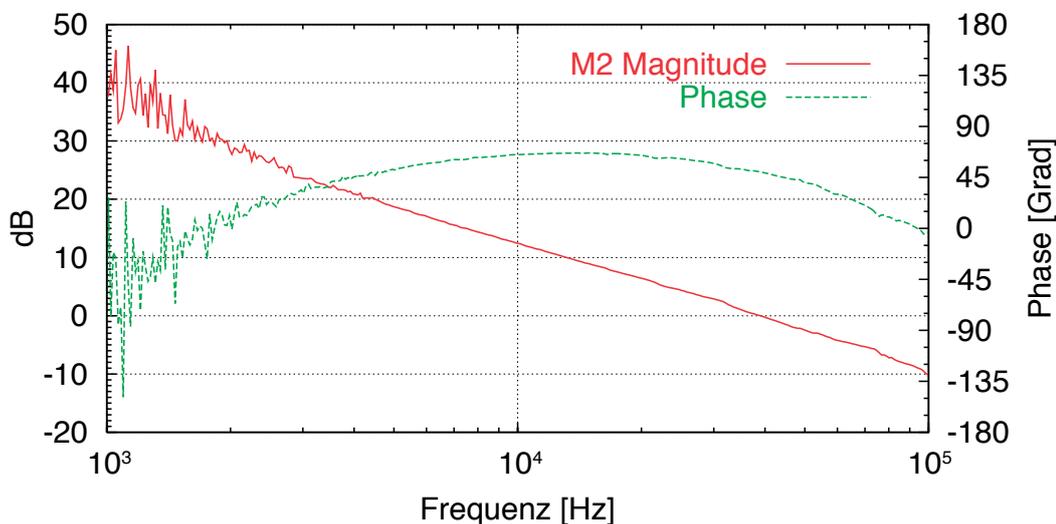


Abbildung 3.13: Gemessene Regelverstärkung von *Miser 2*

ca. 0,5 Hz. Zu niedrigeren Frequenzen hin nimmt das freilaufende Frequenzrauschen des Lasers zu, so dass das Aktuatorsignal entsprechend größer werden muss. Bei ca. 1 Hz, der Übergangsfrequenz von der ersten zur zweiten Regelstufe, knickt das Piezo-Aktuator-Signal ab. In dem Bereich unter ca. 1 Hz wird das Frequenzrauschen *freilaufend* durch den Temperaturaktuator unterdrückt. Mit zunehmender Verstärkung des Reglers zu niedrigen Frequenzen hin werden die Frequenzfluktuationen immer stärker unterdrückt, wie das kleiner werdende Fehlersignal *m1 error* bis hinunter zu ca. 1 Hz zeigt.

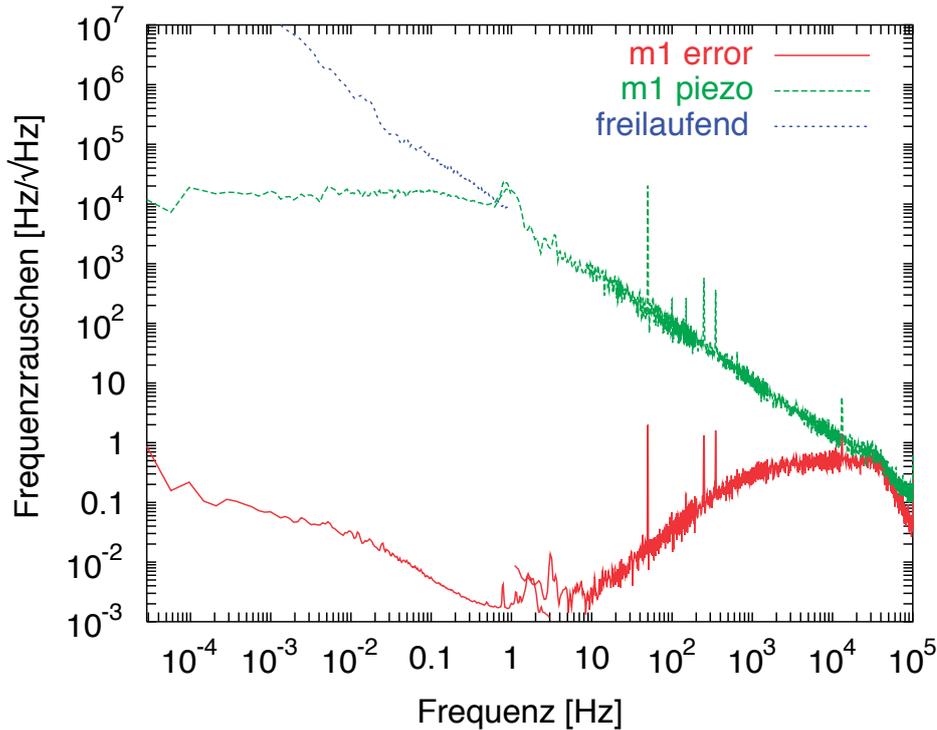


Abbildung 3.14: Plausibilitätstest der gemessenen Koeffizienten bei *Miser 1*.

3.1.4 Eingesetzte Frequenzreferenzen

Die bei diesem Experiment genutzten Frequenzreferenzen sind identisch aufgebaute, quasi-monolithische lineare Fabry-Perot-Resonatoren (siehe Abbildung 3.15) (auch lineare *cavities* genannt), die aus dem Aufbau von Peterseim (1999) übernommen worden sind. Sie bestehen jeweils aus zwei Spiegeln, die optisch auf einen Abstandshalter kontaktiert sind. Dabei hat jeweils ein Spiegel einen Krümmungsradius von 1 m, und ein Spiegel ist plan. Die Abstandshalter sind Zylinder mit einer Länge von $l = 210$ mm, einem Durchmesser von $D = 80$ mm und einer zentralen Bohrung entlang der Symmetrieachse mit einem Durchmesser von $d = 10$ mm. In der Mitte befindet sich eine radiale Bohrung mit einem Durchmesser von 3 mm zum Evakuieren des Resonators. Die Spiegel haben für $\lambda = 1064$ nm jeweils eine Transmissivität von 300 ppm.

Die Resonatoren bestehen bis auf die Beschichtung der Spiegel aus dem Titan-Silikat *ULE*[®] von der Firma Corning Incorporated (2006). ULE steht für *ultra low expansion*, da der Ausdehnungskoeffizient des Glases – eine Zusammensetzung aus 92,5% Siliziumdioxid und 7,5% Titandioxid – im Bereich der Zimmertemperatur von 5 °C bis 35 °C gegen Null geht (ULE (2006)).

Die optischen Resonatoren haben folgende Eigenschaften:

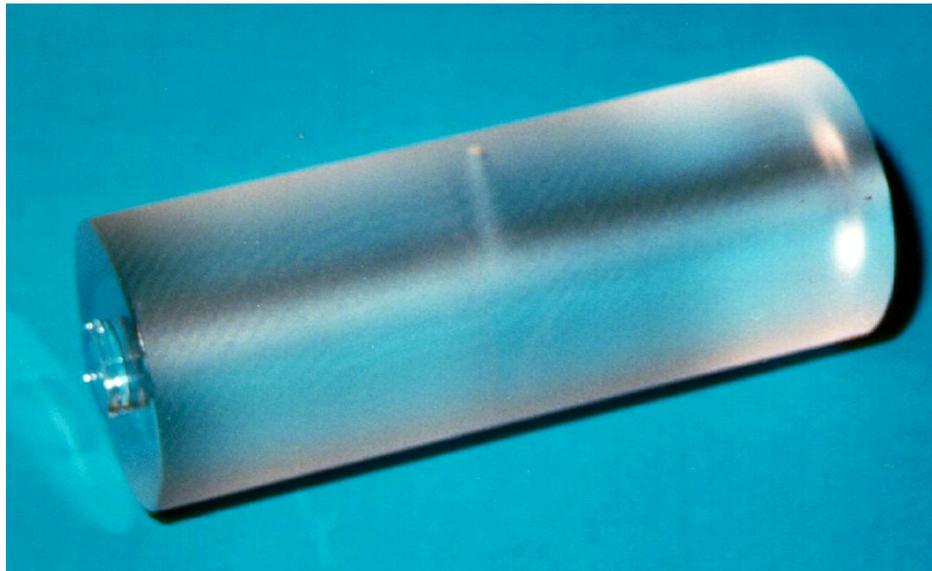


Abbildung 3.15: Linearer optischer Resonator aus ULE.

- **Fokusbereich** am planaren Einkoppelspiegel $2\omega_{\text{Cavity}} = 774 \mu\text{m}$ (etwa doppelt so groß wie der Fokusbereich des Laserresonators);
- **freier Spektralbereich** FSR = 714 MHz;
- **errechnete Finesse** $\mathcal{F} = 10100 \pm 500$;
- **gemessene Finesse**^{3,4} für Resonator 1 = 10060 und für Resonator 2 = 2100 (Tröbs (2005a));
- **angegebener Ausdehnungskoeffizient** $\alpha_T = \frac{\delta L}{L \cdot T} = 1,93 \cdot 10^{-9} 1/^\circ\text{C}$ im Bereich von 21 °C bis 31 °C;
- **gemessener Ausdehnungskoeffizient**⁵ $\alpha_T \approx 2,1 \cdot 10^{-8} 1/^\circ\text{C}$ bei ca. 22 °C. Der gemessene Wert liegt damit ungefähr eine Größenordnung über den Spezifikationen.

Um möglichst viel Licht in die Resonatoren einzukoppeln, muss eine Modenanpassung vorgenommen werden, das heißt, dass die Strahltaile im Laserresonator möglichst optimal auf die entsprechende Strahltaile in dem Resonator abgebildet wird.

³Dabei wurden drei verschiedene Verfahren benutzt: Anpassung an das Fehlersignal, Messung einer Transferfunktion, Messung der Linienbreite

⁴Die Finesse von Resonator 2 verschlechterte sich wahrscheinlich durch Kontamination der Spiegel, als die optischen Resonatoren umzugsbedingt aus den Vakuumtanks genommen werden mussten.

⁵Gemessen wurde die Änderung der Schwebungsfrequenz bei definierter Temperaturänderung, siehe dazu Abschnitt 3.1.5

3.1.5 Thermische Isolation der optischen Resonatoren

Im Frequenzbereich unterhalb von 1 Hz sind Temperaturfluktuationen der Frequenzreferenz die dominante Rauschquelle (Bondu u. a. (1996); Abschnitt 4.2.2). Um die geforderte Frequenzstabilität von $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ zu erreichen, muss das Frequenzrauschen eines frei laufenden NPROs bei 1 mHz um $\sim 100 \text{ dB}$ reduziert werden. Das bedeutet, dass die Resonatoren bei Raumtemperatur auf $5 \cdot 10^{-6} \text{ K}/\sqrt{\text{Hz}}$ stabil gehalten werden müssen, die Schwankungen der Raumtemperatur — die in der Größenordnung von $\sim 1 \text{ K}/\sqrt{\text{Hz}}$ liegen — also um fast 6 Größenordnungen reduziert werden müssen. Das ist nur durch eine effiziente Unterdrückung der drei Wärmetransportmechanismen Konvektion, Strahlung und Wärmeleitung zu erreichen, die in Kombination zusätzlich noch wie ein thermischer Tiefpass wirken. Das Analogon zum Kondensator im elektrischen Tiefpass bildet hier die Wärmekapazität der Zylinderschalen und die schlecht wärmeleitenden Abstandshalter entsprechen hochohmigen Widerständen. Zu den drei Wärmetransportmechanismen und ihrer Unterdrückung im Einzelnen:

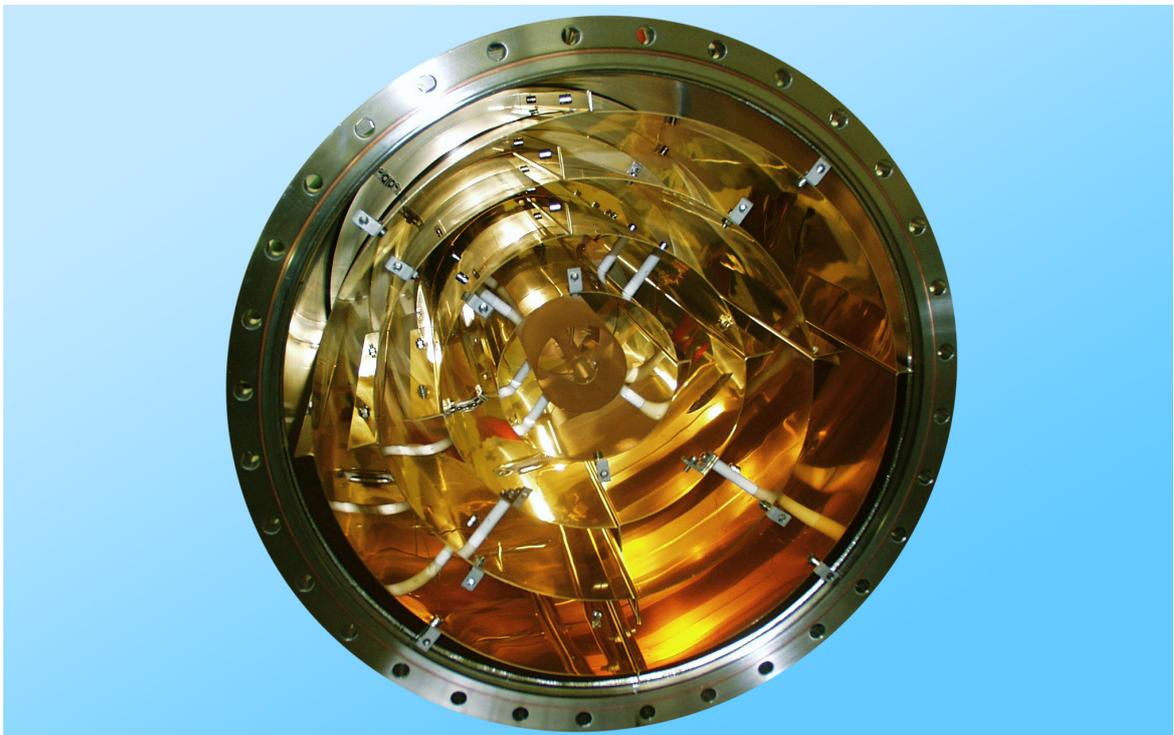


Abbildung 3.17: Innenansicht des Vakuumentanks mit thermischer Isolation — deutlich ist der zwiebelschalenartige Aufbau der goldbeschichteten Zylinder zu erkennen.

- **Wärmetransport:** Um den Wärmetransport durch Konvektion ausreichend zu unterdrücken, befinden sich die Resonatoren jeweils in einem Vakuumentank mit einem Druck von $p = 5 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ ($< 1 \text{ mPa}$) (Dittmann u. a. (2000)).

- **Wärmestrahlung:** Um die Wärmestrahlung wirkungsvoll zu unterdrücken, sind die optischen Resonatoren jeweils von vier konzentrisch angeordneten Edelstahlzylindern umgeben, die galvanisch mit einer 1 μm dicken Goldschicht überzogen worden sind. Die Durchmesser der Zylinder variieren zwischen 150 und 350 mm und die Längen zwischen 270 und 410 mm. Die Goldschicht reduziert den Emissionsgrad für thermische Strahlung auf $\epsilon = 0,33$ (Dittmann u. a. (2000)), so dass bei der durchschnittlichen Oberfläche von $A = 0,42 \text{ m}^2$ der Wärmeübertrag durch Strahlung zwischen zwei Zylindern mit den Temperaturen T_1 und T_2 etwa $\Delta P_{\text{Strahlung}} = \epsilon \sigma_S A (T_1^4 - T_2^4) \approx 0,2 \text{ W/K}$ beträgt, mit σ_S , der Stefan-Boltzmann-Konstante⁷.
- **Wärmeleitung:** Die Wärmeleitung wird durch die Wahl der Glaskeramik *Macor* als Material für die Abstandshalter der Edelstahlzylinder unterdrückt. Macor hat bei Raumtemperatur einen Wärmeleitwert von $1,5 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ (Macor (2006)), die Wärmeleitung durch 4 Abstandshalter mit jeweils einem Durchmesser von $d = 1 \text{ cm}$ und einer Länge von $l = 5 \text{ cm}$ ist also somit $\Delta P_{\text{Leitung}} = 1,5 \frac{\Delta T}{l} \cdot 4 \cdot \frac{\pi d^2}{4} \text{ W/m}\cdot\text{K} \approx 1 \cdot 10^{-2} \Delta T \text{ W/K}$. Die Zylinder haben eine Wandstärke von 0,8 mm und eine mittlere Wärmekapazität von 1800 J/K ; die Zeitkonstante der Tiefpässe, die aus Zylinder und Abstandshalter gebildet werden, beträgt daher ca. 18 h. Drei aufeinanderfolgende gleichartige Tiefpässe reduzieren die Temperaturfluktuationen bei 1 mHz um $65^3 \approx 3 \cdot 10^5$.

Abbildung 3.17 zeigt einen geöffneten Vakuumtank, der den Blick auf den Aufbau der thermischen Isolation freigibt.

Um die Temperatur im Innern der Vakuumtanks messen zu können, befinden sich auf den Zylinderschalen NTC-Temperatursensoren. Abbildung 3.18 zeigt die Position der einzelnen Sensoren, wobei sich die Farbangaben auf die Farben der nach außen geführten Messleitungen beziehen. Die Sensoren sind mittig jeweils auf der Innenseite der Zylinderschalen mit einem vakuumtauglichen Kleber befestigt und die Messleitungen über einen Vakuumdurchgang nach draußen geführt worden. Die mit *Orange* und *Rot* bezeichneten Sensoren liegen direkt an den gegenüberliegenden Enden eines Macor-Stabes, um dort einen evtl. auftretenden Temperaturgradienten messen zu können. Einflüsse von Wärmestrahlung können durch den mit *Grün* bezeichneten Sensor gemessen werden, der frei — ohne die Wand des Vakuumtanks zu berühren — vor dem Einkoppelfenster des Vakuumtanks an der Messleitung hängt.

Die Vakuumtanks lassen sich von außen durch Widerstandsmatten heizen, die direkt auf die Außenseite aufgeklebt worden sind⁸. Sie werden von den mit Aluminiumfolie beschichteten Styropormatten verdeckt, die der zusätzlichen thermischen Isolation

⁷ $\sigma_S = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$

⁸Eine aktive Kühlung wurde nicht vorgesehen, da der Einsatz von Ventilatoren oder der Umlauf von Kühlflüssigkeiten ein zu großes mechanisches Rauschen in den Aufbau induziert hätte. Auf den

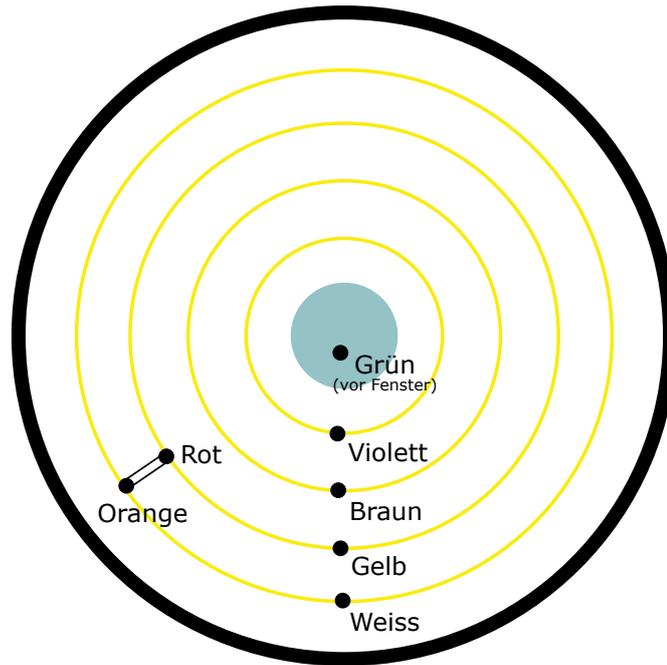


Abbildung 3.18: Lage der Temperatursensoren im Vakuumentank. Angegeben sind die Farben der nach draußen geführten Drähte. Die Sensoren *Orange* und *Rot* liegen direkt an den Enden eines Markorstabes.

dienen. Abbildung 3.19 zeigt eine Messung, bei der die Temperatur der Außenseite um 2 K sprunghaft⁹ erhöht und anschließend konstant gehalten wurde. Zu sehen ist der Temperaturverlauf der einzelnen Zylinder und die Schwebungsfrequenz der beiden Laser zueinander. Da der zweite Vakuumentank in der Temperatur konstant gehalten wurde, zeigt der Verlauf der Schwebungsfrequenz direkt die Abhängigkeit der Laserfrequenz von der Temperatur des Resonators. Über den Zusammenhang

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta l}{l} = \alpha_T \cdot T \quad (3.4)$$

lässt sich bei der gegebenen Laserfrequenz von $f = 281,76 \text{ THz}$ ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) und der Frequenzänderung von $\approx 12 \text{ MHz}$ bei einer Temperaturänderung von 2,2 K bei dem Resonator mit der Länge von 210 mm der Ausdehnungskoeffizient zu $\alpha_T \approx 2,1 \cdot 10^{-8} / \text{K}$ bestimmen.

großflächige Einsatz von Peltierelementen wurde ebenfalls verzichtet, weil damit ein erheblicher Aufwand für die Regelelektronik verbunden ist.

⁹Die Temperatur der Außenhaut erhöhte sich innerhalb der ersten 30 Minuten und blieb danach konstant, der Temperaturverlauf außen am Tank ist der Übersichtlichkeit halber nicht in der Abbildung 3.19 dargestellt.

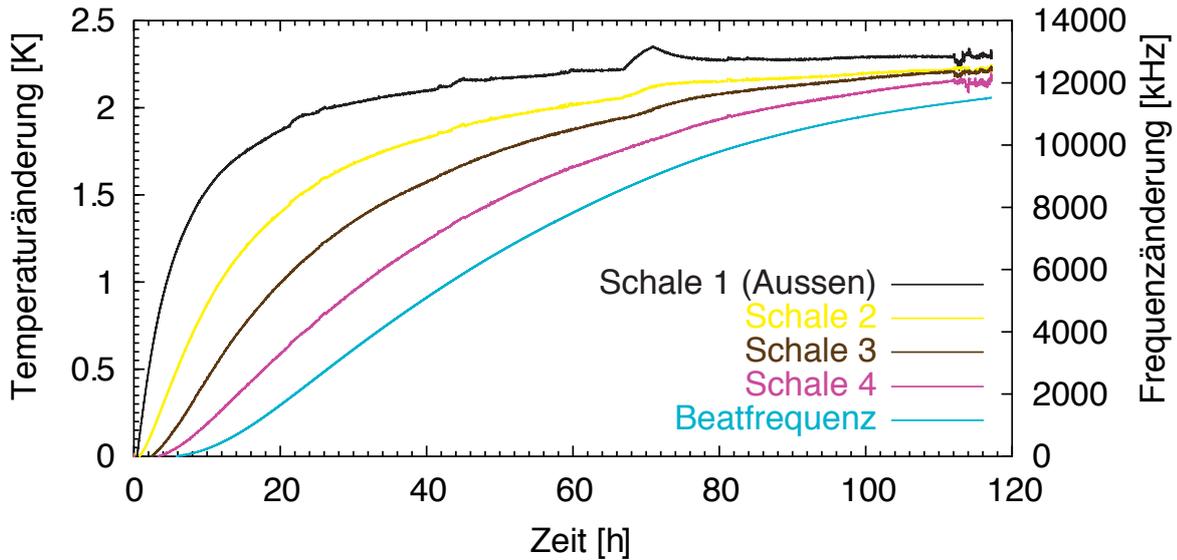


Abbildung 3.19: Temperaturverlauf innerhalb der Vakuumentanks in Reaktion auf eine sprungartige Temperaturänderung auf der Außenhülle der Vakuumentanks um 2 K. Nach ungefähr 112 Stunden wurde wieder im Labor gearbeitet, was zu den Störungen am Ende der Messkurven geführt hat.

Anschließend wurde das Temperaturrauschen im Innern des Vakuumentanks gemessen. Leider war die Messung gerade im Frequenzbereich von $< 10^{-2}$ Hz dominiert vom Eigenrauschen der Elektronik und der NTC-Sensoren. Belastbare Aussagen über die Temperaturstabilität lassen sich auf diesem Wege daher nicht ableiten.

3.1.6 Temperaturstabilisierte EOMs

Für die Modulation des Laserlichtes wurden Breitband-EOM vom Typ 4001 von *New Focus* benutzt, die durch zusätzliche Transformatoren (Heinzel (1999)) jeweils für 10 MHz und 12 MHz resonant gemacht worden sind. Die EOMs wurden mit einem Lokaloszillator mit einer Stärke von 10 dBm betrieben, der in der *Mischerbox* erzeugt und verstärkt wurde (siehe Schaltplan im Anhang A.6). Der Modulationsindex betrug bei *Miser 1* $m_1 = 0,46$ und bei *Miser 2* $m_2 = 0,26$.

Um die Auswirkung von Temperaturänderungen am EOM auf die Frequenzstabilität messen zu können, wurde eine Temperaturstabilisierung mit Modulationseingang gebaut. Abbildung 3.20 zeigt den Aufbau des temperaturstabilisierten EOMs, allerdings ohne die dazu gehörende Regelelektronik. Rechts unten im Bild ist zum Vergleich das gleiche Modell ohne Temperaturstabilisierung zu sehen, und die Box links im Bild enthält die Transformatoren für den Resonanzkreis. Die EOMs sind durch Kunststoffplatten und Kunststoffschrauben vom optischen Tisch isoliert, um Erdschleifen und hochfrequente Einstreuungen zu verhindern.

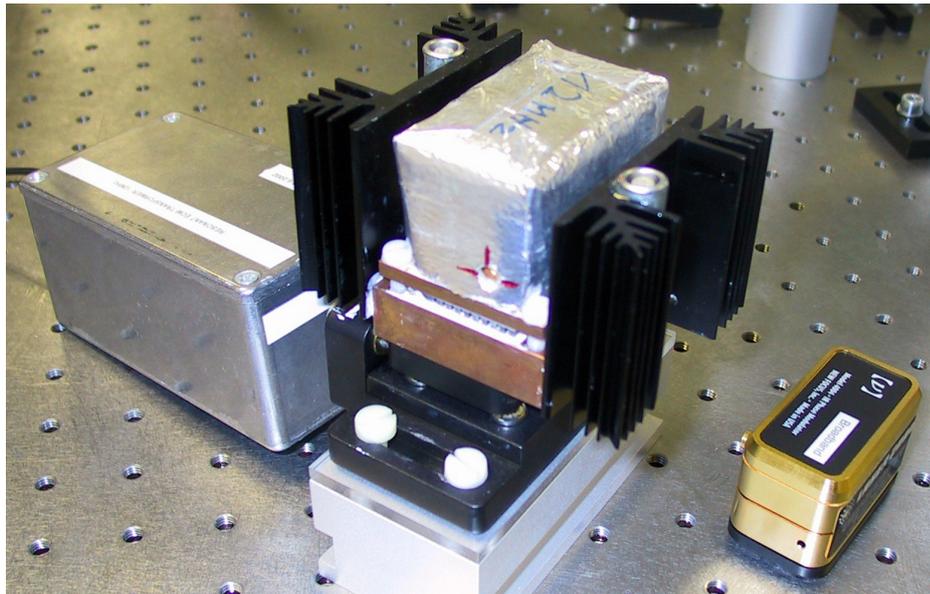


Abbildung 3.20: Temperaturstabilisierter EOM auf Kupferplatte montiert und mit Styropor verpackt. Zum Vergleich ist rechts unten im Bild ein EOM gleichen Typs im ursprünglichen Aufbau zu sehen.

Die Temperatur wird von zwei in Reihe geschalteten Peltier-Elementen geregelt, die zwischen zwei Kupferplatten gespannt sind — die dicke untere Kupferplatte dient dabei als Wärmesenke. Der EOM ist direkt — ohne den schwarzen Kunststoffunterbau — auf die kleine Kupferplatte geschraubt, so dass der Kristall im Innern einen möglichst guten Kontakt zu der Kupferplatte hat. In der Kupferplatte befinden sich zwei NTC-Sensoren, einen für die *in-loop*-Messung und einen für die *out-of-loop*-Messung. Abbildung 3.21 zeigt die verbliebenen Temperaturfluktuationen der Temperaturstabilisierung, die mit $\approx 1 \text{ mK}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 0,1 mHz eine Unterdrückung von 3 Größenordnungen erreicht. Bis ca. 50 mHz werden die Schwankungen der Raumtemperatur rein passiv unterdrückt, wie der Vergleich des freilaufenden mit dem stabilisierten Temperaturrauschen zeigt. Die Schaltpläne sind im Anhang A.14 und A.15 zu finden.

3.1.7 Leistungsstabilisierung

Die hier eingesetzte Leistungsstabilisierung basiert auf der Variation des Pumpstroms der Laserdioden, indem ein Teil des zur Laserdiode fließenden Stromes über einen FET abgeleitet wird, der direkt mit der Laserdiode verbunden ist. Dieser Aufbau wurde gewählt, um auch hochfrequente Schwankungen der Leistung — einige 100 kHz, hervorgerufen durch Relaxationsoszillationen — bei Bedarf wirksam unterdrücken zu können. Da der Modulationseingang des Lasertreibers einen eingebauten Tiefpass mit

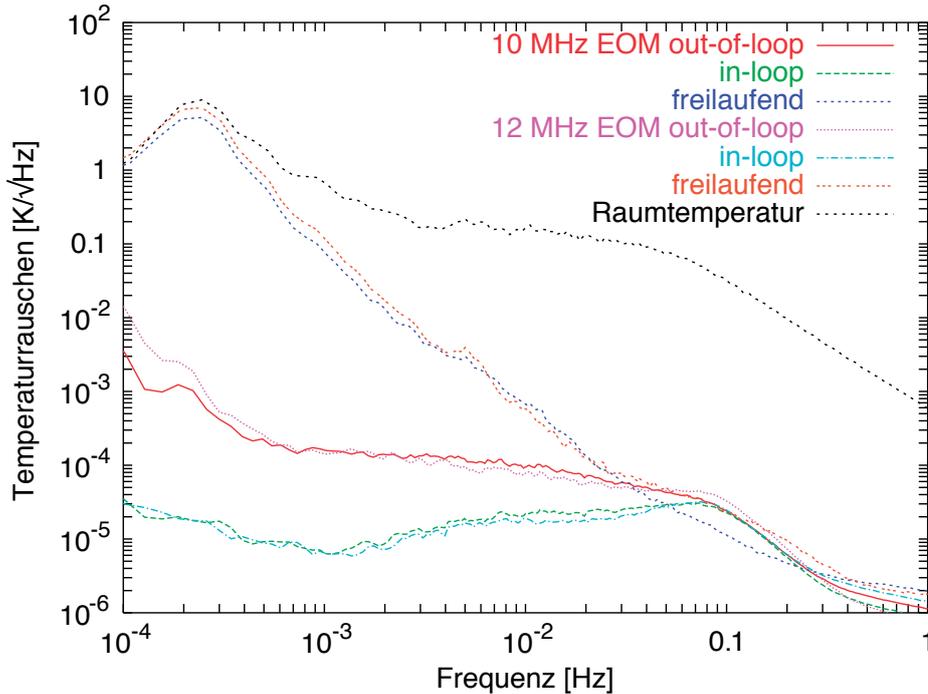


Abbildung 3.21: Temperaturstabilität der EOMs im Vergleich zum freilaufenden Temperaturrauschen: Bis zu ungefähr $5 \cdot 10^{-2}$ Hz werden die Schwankungen der Raumtemperatur rein passiv unterdrückt.

einer Eckfrequenz von ca. 10 kHz hat, ist er dafür nicht geeignet. Die entsprechenden Schaltpläne sind im Anhang unter A.1, A.2 und A.3 zu finden.

3.1.8 Temperaturstabilisierte Photodioden

Für die Leistungsstabilisierung werden temperaturstabilisierte, großflächige Si-Photodioden des Typs *IPL 10050* der Firma *IPL* eingesetzt, die über eine Fläche von $41,3 \text{ mm}^2$ verfügen. Die Effizienz der Photodioden hat eine Temperaturabhängigkeit von 1 %/K (Tröbs (2005a)). Wie Abbildung 3.22 zeigt, liegt die von einem Ring gehaltene Diode direkt auf einer Kupferplatte. In der Kupferplatte sind NTC-Widerstände mit wärmeleitendem Epoxidharz verklebt, die als *in-loop*- und *out-of-loop*-Sensor dienen. Die Kupferplatte selbst liegt auf einem $10 \cdot 10 \text{ mm}^2$ großen Peltier-Element auf. Wie Abbildung 3.23 zeigt, können mit diesem Aufbau Fluktuationen der Raumtemperatur um mehr als drei Größenordnungen reduziert werden. Die Spitze bei 2 mHz ist ein Artefakt der Klimaanlage.

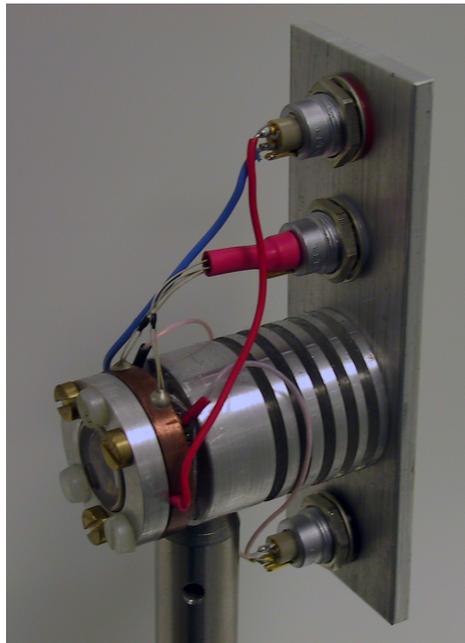


Abbildung 3.22: Aufbau einer temperaturstabilisierten Photodiode, die als Sensor für die Leistungsstabilisierung eingesetzt wird.

3.1.9 Datenaufnahme

Die Datenaufnahme besteht aus einem Zähler vom Typ *SR620 Option 01* von Stanford Research Systems, der eine temperaturstabilisierte Zeitbasis enthält, und einem Computersystem, bestehend aus einem PC mit einem 1333 MHz-*AMD-Athlon*-Prozessor, auf dem ein *Linux OS* läuft und in dem eine 16 Kanal A/D-Wandler-Karte *DAP1216a* der Firma Microstar Laboratories eingebaut wurde. Die Karte verfügt über einen *Intel 80C186XL Prozessor* und ist mit einem 16-Bit Analog-Digital-Wandler ausgestattet, der mit einer Abtastfrequenz von insgesamt 100 kHz arbeitet. Üblicherweise werden max. 10 Kanäle der Karte genutzt, so dass pro Kanal im Multiplex-Betrieb 10 kHz als Abtastfrequenz zur Verfügung stehen. Um Aliasing-Effekte zu unterdrücken, ist dem A/D-Wandler ein 9-poliger elliptischer Filter vorgeschaltet, dessen Transferfunktion bis 3,5 kHz einen flachen Verlauf zeigt und danach steil auf -96 dB abfällt (Wand (2003)). Sowohl die Zählerdaten als auch die Daten der A/D-Wandler-Karte werden in Form von ASCII-Dateien auf dem Computer gespeichert, wo sie anschließend mit Hilfe von *lpsd* (Tröbs und Heinzl (2006)) einer Fouriertransformation unterzogen werden können.

Um sowohl eine Obergrenze für das Eigenrauschen des Zählers angeben zu können als auch zu testen, welche Signalstärke für eine korrekte Frequenzzählung notwendig ist, wurde ein Frequenzgenerator mit einer Frequenz von 360 MHz und einer Signalstärke von -10 dBm an den Zähler angeschlossen. Sowohl Frequenz, als auch Signalstärke ent-

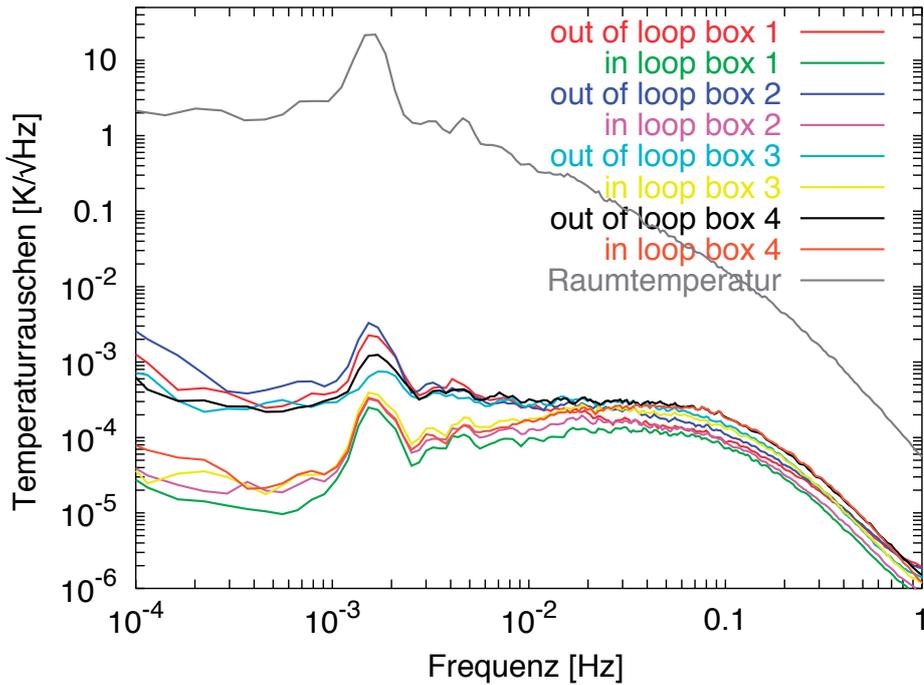


Abbildung 3.23: Temperaturstabilität der für die Leistungsstabilisierung genutzten Photodioden. Die Spitze bei 2 mHz ist ein Artefakt der Klimaanlage

sprachen dabei den realen Größen im Experiment. Das Messergebnis in Abbildung 3.24 zeigt, dass das Eigenrauschen des Zählers den Anforderungen im Experiment genügt.

3.1.10 Mischer/PLL-Kombination als Analyseinstrument

Das Datenaufnahmesystem (Frequenzzähler *SR620*), welches zur Messung der Schwebungsfrequenz benutzt wird, arbeitet bei einer Abtastfrequenz im Bereich von 2 Hz, um besonders bei langen Messungen die produzierte Datenmenge nicht zu groß werden zu lassen und durch Mittelung die Messgenauigkeit zu erhöhen. Das Frequenzrauschen des Schwebungssignals (und damit differenzielles Frequenzrauschen der Laser) oberhalb dieser Frequenz ist auf diese Weise nicht messbar.

Um den Einfluss von akusto-mechanischen Störungen des Systems quantitativ für hohe Frequenzen zu untersuchen, welche bei unzureichender Filterung durch Aliasing-Effekte in das niederfrequente Frequenzrauschspektrum koppeln können, wurde die Schwebungsfrequenz ($f_{\text{Beat}} \approx 364 \text{ MHz}$) der beiden gelockten Laser in den Audibereich runtermischt und damit hörbar gemacht. Dazu wurde über einen Frequenzgenerator eine Lokaloszillatorfrequenz eingestellt, die ungefähr 500 Hz neben der Schwebungsfrequenz lag. Um die Summenfrequenz des Mischerausgangs zu unterdrücken, erfolgte

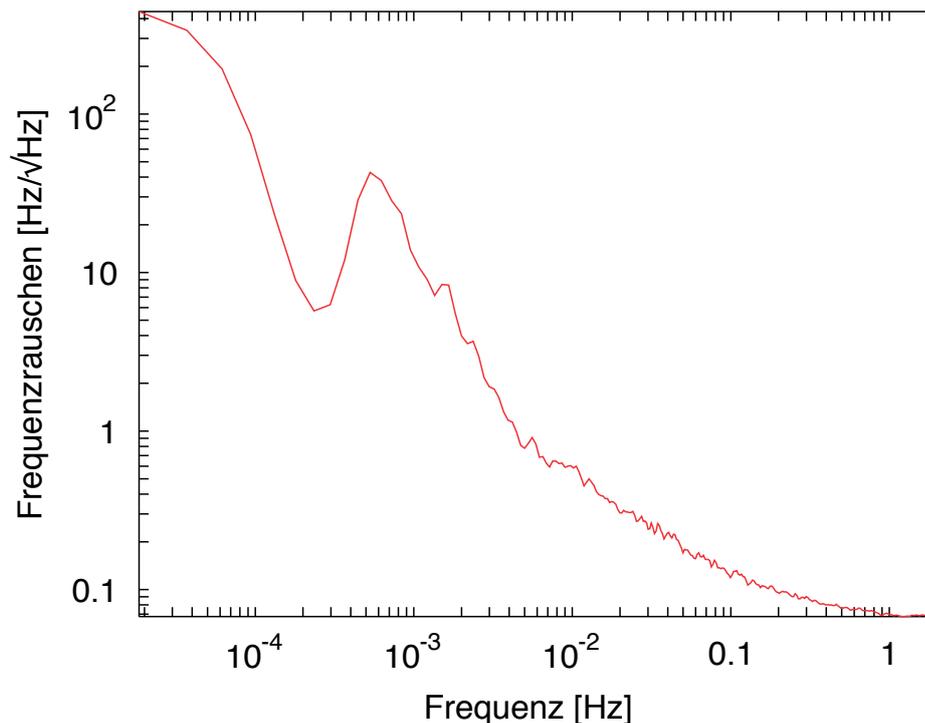


Abbildung 3.24: Nullmessung des Frequenzzählers. Diese Messung zeigt das Spektrum eines Frequenzgenerators, der mit einer Frequenz von 360 MHz und einer Amplitude von -10 dBm die Signale der Schwebungsdiode simuliert.

eine Tiefpass-Filterung des Signals bei einer Eckfrequenz von 20 MHz, Abbildung 3.25 verdeutlicht den Aufbau.

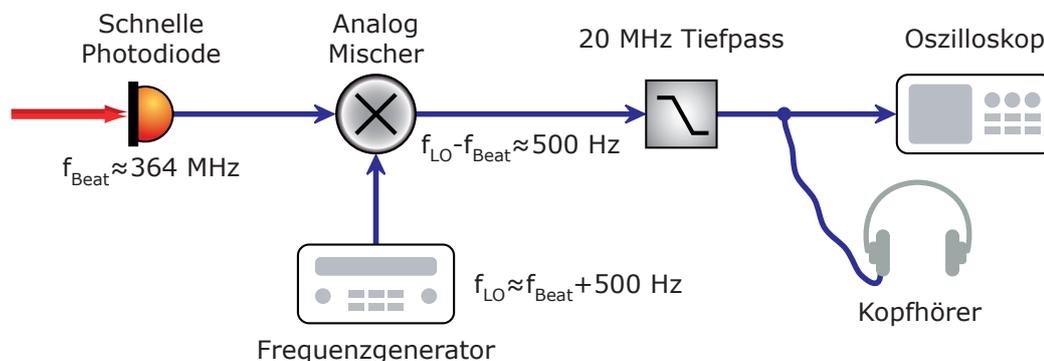


Abbildung 3.25: Prinzipaufbau des Mischers zur Signalanalyse.

Über einen Kopfhörerausgang kann das heruntergemischte Schwebungssignal direkt angehört werden. Auf diesem Weg lassen sich mit einfachen Klopftests die Bauteile (Spiegel, Strahlteiler, etc.) identifizieren, die besonders stark in die Schwebungsfrequenz einkoppeln. Die Differenzfrequenz der beiden Laser driftet auf längeren Zeitskalen mit

im Durchschnitt 20 kHz pro Stunde, so dass zwar Klopftests sehr gut möglich sind, längere Messungen dagegen nicht.

Quantitative Aussagen über die Wirkung von äußeren Einflüssen auf das Schwebungssignal lassen sich über die Messung von Transferfunktionen treffen, die mit dem Frequenzzähler nicht möglich sind. Aus diesem Grund wurde der Mischer um eine PLL (*phase locked loop*, Phasenregelschleife) erweitert, die die herunter gemischte Schwebungsfrequenz in eine der Frequenz proportionale Spannung umwandelt. Auf diese Weise lassen sich Transferfunktionen von verschiedenen Einflüssen auf die Schwebungsfrequenz messen und Fourierfrequenzen von über 1 Hz untersuchen.

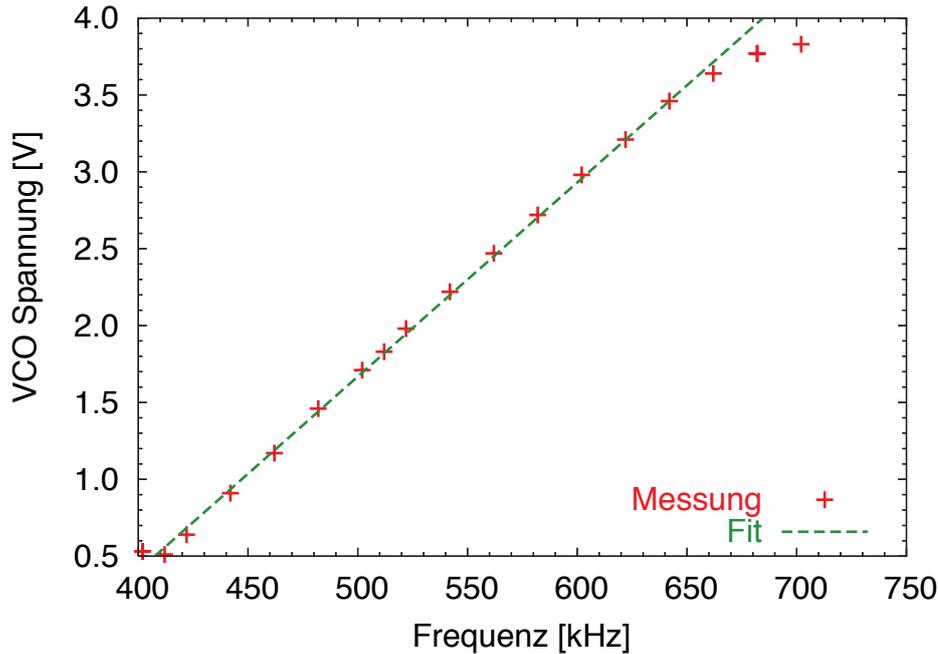


Abbildung 3.26: Kalibration der Mischer/PLL-Kombination. Innerhalb des dynamischen Bereiches von ca. 450 kHz bis 650 kHz ist der Verlauf proportional zur Spannung.

In der PLL wird dazu die Frequenz eines VCO (*voltage controlled oscillators*) kontinuierlich der tiefpassgefilterten Mischerausgangsfrequenz angepasst. Das Stellsignal des VCO folgt innerhalb der Regelbandbreite der PLL den Fluktuationen der Schwebungsfrequenz f_{Beat} und kann so für Langzeituntersuchungen des Systems genutzt werden¹⁰.

Wie Abbildung 3.26 zeigt, ist der Verlauf der Ausgangsspannung der PLL innerhalb des dynamischen Bereiches proportional zur Differenzfrequenz, die der Mischer liefert.

¹⁰Dieser Aufbau entspricht im Prinzip dem klassischen FM-Radio. Dort sind die Frequenzverschiebungen allerdings gewollt und werden als Sprache und Musik direkt aufmoduliert. Der FM-Radioempfänger demoduliert das Signal, indem die Frequenzverschiebungen wieder in Spannungsschwankungen umgewandelt werden, die dann verstärkt einem Lautsprecher zugeführt werden.

3 Laserstabilisierung bis in den mHz-Bereich

Der Faktor zwischen Differenzfrequenz und ausgegebener Spannung ist dabei

$$U = 1,26 \cdot 10^{-5} \frac{\text{V}}{\text{Hz}} \cdot \Delta f + \text{Const.} \quad \text{im Bereich von ca. } 450 \text{ kHz} \leq \Delta f \leq 650 \text{ kHz.} \quad (3.5)$$

Mit dem in Abbildung 3.27 gezeigten Aufbau wurde getestet, ob das Auflösungsvermögen ausreichend und das Eigenrauschen niedrig genug ist, um als Messinstrument eingesetzt werden zu können. Dafür wurde statt des Schwebungssignals ein zweiter Frequenzgenerator an die Mischer/PLL-Kombination angeschlossen, dessen Frequenz und Signalstärke mit dem Schwebungssignal im Stabilisierungsexperiment übereinstimmt. Wie in Abbildung 3.28 zu sehen ist, beträgt das Auflösungsvermögen ca. 1 Hz, und wird unterhalb von ungefähr 0,7 Hz vom Frequenzrauschen der beiden Frequenzgeneratoren gegeneinander dominiert, das mit einer $1/f$ -Abhängigkeit zu niedrigen Frequenzen hin ansteigt. Mit einem Eigenrauschen von ungefähr 100 Hz bei einer spektralen Frequenz von 1 mHz liegt die Mischer/PLL-Kombination um einen Faktor 3 über der geforderten Spezifikation für die Stabilität der Laserstrahlung und ist somit kein Ersatz für den Frequenzzähler. Zur Messung von Transferfunktionen eignet sich die Mischer/PLL-Kombination trotzdem, wenn die in das System künstlich eingefügten Störungen zu ausreichend großen Frequenzschwankungen führen. In Abbildung 3.29 sind zum Vergleich die Messungen von Frequenzzähler und Mischer/PLL-Kombination geplottet, die gut übereinstimmen.

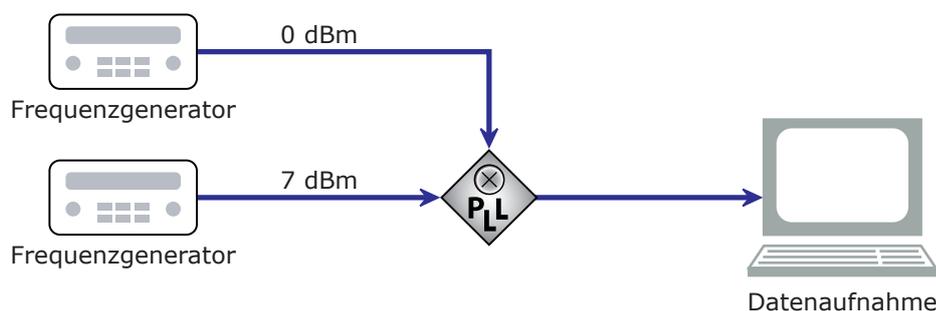


Abbildung 3.27: Messaufbau mit dem das Eigenrauschen der Mischer/PLL-Kombination gemessen worden ist.

Für die Rauschuntersuchungen, auf die in Kapitel 4 eingegangen wird, wird der in Abbildung 3.30 gezeigte Aufbau verwendet. Das Schwebungssignal wird über einem HF-Splitter sowohl dem Frequenzzähler, als auch der Mischer/PLL-Kombination zugeführt. Die Mischer/PLL-Kombination verfügt über einen Messausgang, der an ein Oszilloskop, einen Netzwerkanalysator oder das Datenaufnahmesystem angeschlossen werden kann, und über einen Audio-Ausgang zum Anschliessen eines Kopfhörers.

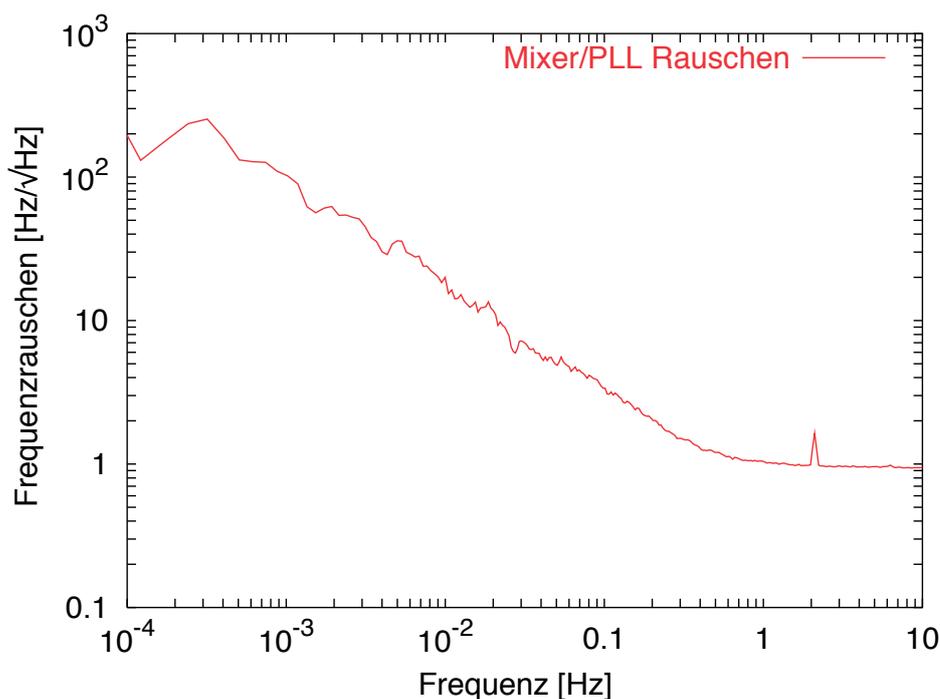


Abbildung 3.28: Messung des Eigenrauschens der Mischer/PLL-Kombination.

3.2 Erreichte Stabilitäten

3.2.1 Frequenzstabilität

Experimente mit frequenzstabilisierten Lasern, die Fabry-Perot-Resonatoren als Frequenzreferenzen benutzen, wurden bereits mehrfach erfolgreich durchgeführt (Sampas u. a. (1993a), McNamara u. a. (2000), Ueda und Uehara (1994) und Ruoso u. a. (1997)). Dabei wurden Resonatoren aus ULE^{11} verwendet, das einen Ausdehnungskoeffizienten von weniger als $5 \cdot 10^{-8}/\text{K}$ hat. In Experimenten, bei denen die Resonatoren in Vakuumtanks plaziert wurden, um sie thermisch von der Laborumgebung zu isolieren, wurden Frequenzdriften von 22 MHz in 48 Stunden (Ueda und Uehara (1994)) und 40 MHz in 60 Stunden (Ruoso u. a. (1997)) erreicht. Durch eine aktive Temperaturstabilisierung des Vakuumtanks auf ca. 0,1 K konnte die Frequenzdrift auf weniger als 1 MHz in fünf Tagen reduziert werden (Sampas u. a. (1993b)). Mit Hilfe von tiefgekühlten Resonatoren, die auf eine Temperatur von 4 K gekühlt worden sind, konnten zwar exzellente Frequenzstabilitäten erreicht werden (Seel u. a. (1997), Storz u. a. (1998) und Braxmaier u. a. (2002)), durch den damit verbundenen enormen Kühlaufwand eignen sich diese Aufbauten allerdings nicht für eine Satellitenmission.

Bei Peterseim (1999) wurde eine Frequenzstabilisierung präsentiert, die die Spezifi-

¹¹siehe Produktinformation von ULE (2006)

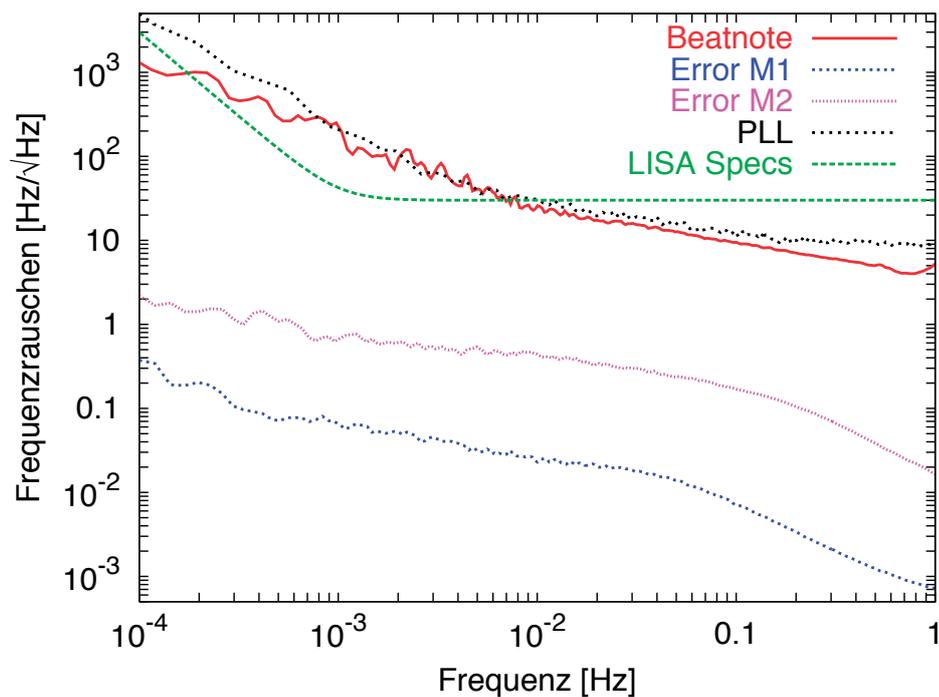


Abbildung 3.29: Vergleichsmessung Mischer/PLL-Kombination und Zähler

kationen in der Frequenzstabilität für LISA erfüllt und thermisch isolierte Resonatoren benutzt, die auf Raumtemperatur gehalten werden. In der vorliegenden Arbeit konnten diese Ergebnisse reproduziert werden, Abbildung 3.31 zeigt die erreichte Frequenzstabilität. Die Spezifikation wird bis zu ca. 2 mHz hinunter erfüllt. Zu niedrigeren Frequenzen steigt das Frequenzrauschen des Lasers steil an. Der Spitze bei ca. 0,4 mHz ist ein Artefakt der Klimatisierung. Eine ausführliche Diskussion der erreichten Frequenzstabilität und der begrenzenden Rauschquellen findet sich in Kapitel 4.

3.2.2 Leistungsstabilität

Leistungsstabilisierungen von Nd:YAG-Ringlasern mithilfe der Manipulation des Pumpstromes der Laserdioden konnten bereits erfolgreich aufgebaut werden (Kane (1990), Harb u. a. (1994), Rowen u. a. (1994) und Rottengatter (1998)). Auch für Ringlaser aus Nd:YVO₄-KTP (Zhang u. a. (2001)) oder *injection-locked*-Nd:YAG-Laser (Seifert (2002)) konnten bereits erfolgreich Leistungsstabilisierungen demonstriert werden. Allerdings sind die erreichten Stabilitäten für Frequenzen oberhalb von 1 Hz angegeben und somit nicht für LISA anwendbar. Erste Messungen zum freilaufenden Leistungsrauschen eines Nd:YAG-Lasers im LISA-relevanten Frequenzbereich von 0,1 mHz bis 1 Hz finden sich bei Tröbs (2005a) und in dieser Arbeit (siehe Abbildung 3.8).

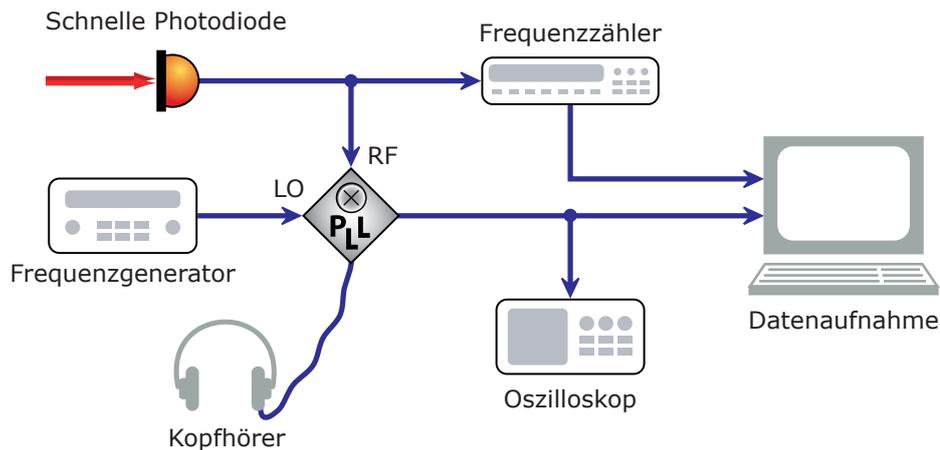


Abbildung 3.30: Messaufbau der Mischer/PLL-Kombination, wie er im Experiment genutzt wurde.

Abbildung 3.32 zeigt die mit diesem Aufbau erreichten Leistungsstabilitäten, die bei 0,1 mHz ungefähr eine Größenordnung über den Spezifikationen für LISA liegen. Wie der Verlauf der *in-loop*-Messungen zeigt, werden die Fehlersignale jeweils durch die Regelung ausreichend gut unterdrückt und liegen bei 0,1 mHz ca. zwei Größenordnungen unter den LISA-Spezifikationen. Die große Diskrepanz zwischen *in-loop*- und *out-of-loop*-Messung lässt sich durch Temperaturfluktuationen erklären, die die Photodiodeeffizienzen und die Strahlteilerwürfel beeinflussen. Durch den Ersatz der Strahlteilerwürfel durch Quarz-Keile und den Aufbau einer Abdeckung über das Experiment, um Luftbewegungen zu minimieren, konnte die Leistung der Laser ausreichend gut stabilisiert werden (Tröbs (2005a)).

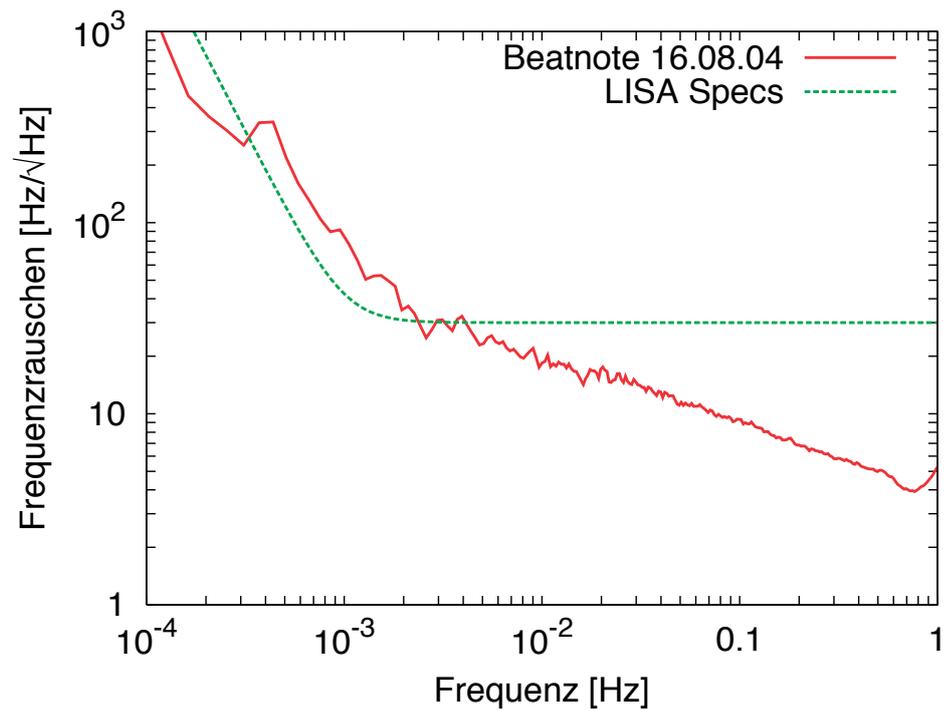


Abbildung 3.31: Schwebungssignal der Laser: Die geforderte Stabilität von $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 mHz wurde knapp erreicht (das Frequenzrauschen eines einzelnen Lasers ist um den Faktor $1/\sqrt{2}$ kleiner).

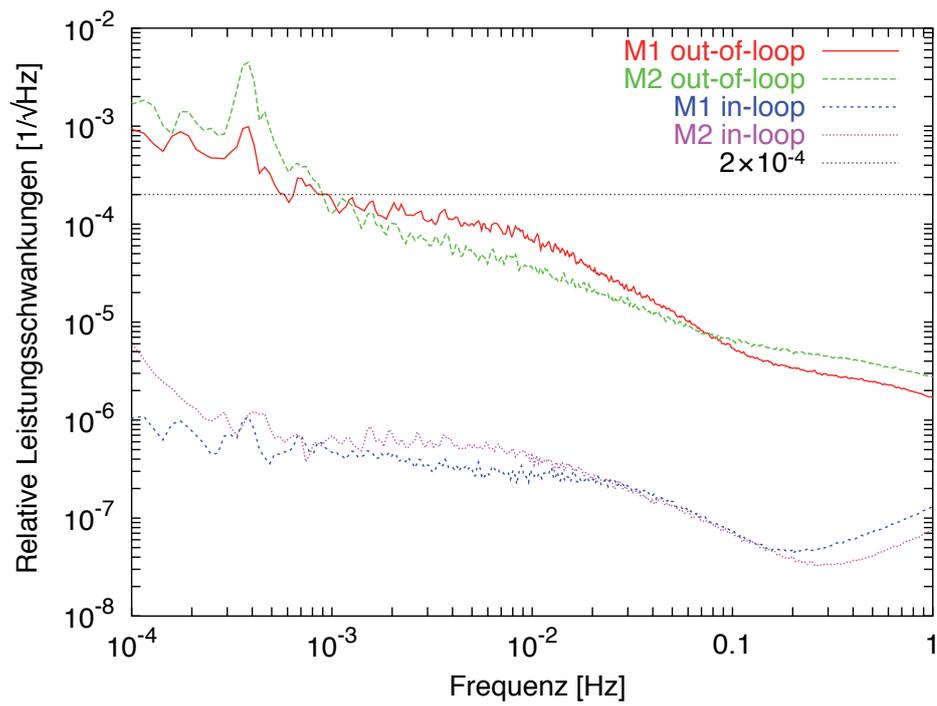


Abbildung 3.32: Messung der Intensitätsstabilität der Laser. Die erreichte Leistungsstabilität liegt ungefähr 1 Größenordnung über den Spezifikationen für die LISA-Mission.

4 Rauschuntersuchungen

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Rauschbeiträge untersucht, die die Stabilität der Frequenz beschränken. Eine ausführliche Diskussion der Rauschbeiträge in der Leistungsstabilität findet sich bei Tröbs (2005a).

Bei dem hier genutzten Aufbau zur Frequenzstabilisierung hat es sich als sinnvoll erwiesen, die zu untersuchenden Rauschbeiträge in ihrer Wirkung in zwei Bereiche aufzuteilen

- **Rauschen der Regelung** subsummiert alle Einflüsse, die sich als Offset im Fehler- oder Stellsignal bemerkbar machen. Dazu gehören neben der Erzeugung des Fehlersignals auch die Regelelektronik und die Aktuatoren.
- **Rauschen der Referenz** fasst alle Einflüsse zusammen, die direkt auf den optischen Resonator einwirken und somit die Referenzfrequenz direkt beeinflussen. In Kapitel 5 werden dazu ausführlich die Messungen und Auswirkungen von Strahllagefluktuationen diskutiert.

4.1 Rauschen der Regelung

4.1.1 *In-loop*-Rauschen der Regelkreise

Bei den Messungen zur Frequenzstabilität wurden neben dem Schwebungssignal, das die eigentliche Information zur Stabilität der Frequenz enthält, jeweils auch die Fehlersignale mit aufgezeichnet. Das Spektrum der Fehlersignale stellt in diesem Aufbau dabei die *in-loop*-Messung dar, die eine Aussage darüber macht, wie gut der Regelkreis die Störungen unterdrückt, wie stabil die Frequenz also bestenfalls sein kann. In den Abbildungen 3.29 und 4.21 ist zu sehen, dass die Verstärkung des Regelkreises dafür ausreichend ist: Die *in-loop*-Signale liegen mindestens eine Größenordnung unter dem Schwebungssignal und tragen daher nicht maßgeblich zum Frequenzrauschen des Schwebungssignales bei.

Temperaturempfindlichkeit der Elektronik

Um die Temperaturempfindlichkeit der elektronischen Komponenten zu testen, wurden sowohl die Gehäuse, als auch einzelne Bauteile — insbesondere die eingesetzten

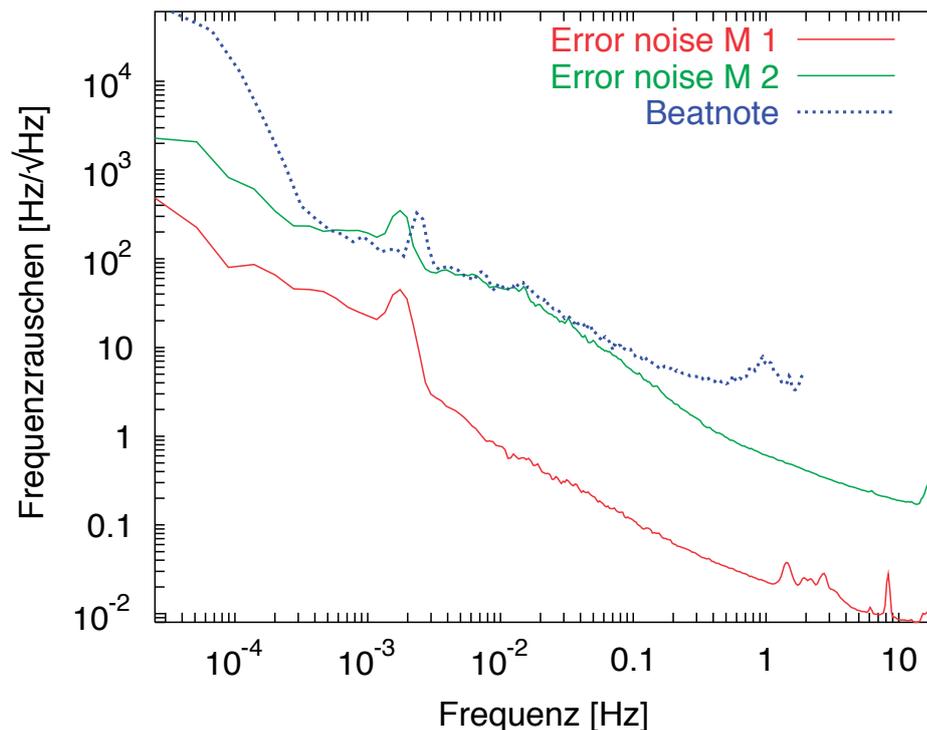


Abbildung 4.1: In dieser Messung wird das Frequenzrauschen der beiden Laser zueinander durch das Frequenzrauschen von Miser 2 dominiert.

Operationsverstärker — der resonanten Photodiode, der *Mischerbox* und der Reglerelektronik mit Kältespray vereist. Dabei konnten keine Auswirkungen der so erzeugten Temperaturschwankungen auf die Fehler- oder Aktuatorssignale festgestellt werden.

4.1.2 Mischerbox

Für die in diesem und in den folgenden Abschnitten diskutierten Messungen und Tests wurde der optische Resonator durch einen einfachen, hoch reflektierenden Spiegel ersetzt. Dazu wurde ein Spiegel vor das Fenster des Vakuumtanks montiert, in dem sich der Resonator befindet. Um keine parasitären Resonatoren zu erzeugen, wurde außerdem hinter den Spiegel eine Pappe gestellt. Die Phasenlage der reflektierten Seitenbänder ist dadurch unabhängig von der Laserfrequenz immer dieselbe. Dadurch wurde es möglich, verschiedene Einflüsse zu untersuchen, die sich als Offset auf dem Fehlersignal bemerkbar machen.

Um den Rauschbeitrag der resonanten Photodiode und der *Mischerbox* zu messen, wurden die Fehlersignale bei eingeschaltetem Laser und aktiver Modulation aufgezeichnet.

Abbildung 4.1 zeigt eine Messung, bei der die Frequenzfluktuationen des Schwe-

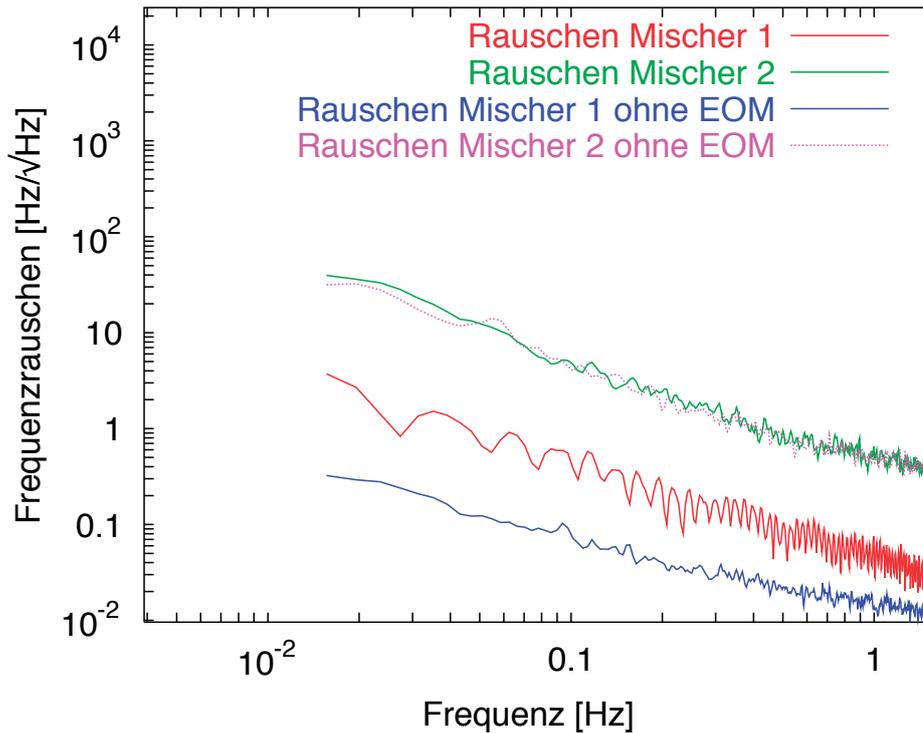


Abbildung 4.2: Rauschen des aus der *Mischerbox* kommenden Fehlersignals, umgerechnet auf ein Frequenzrauschen. Die Rauschkurven *ohne EOM* wurde bei ausgeschaltetem EOM aufgenommen.

bungssignals im Bereich von $4 \cdot 10^{-2}$ Hz bis zu $4 \cdot 10^{-4}$ Hz von dem Fehlersignalrauschen von *Mischer 2* dominiert wurden. Als Ursache konnte ein höheres Eigenrauschen von *Mischer 2* ausgemacht werden. Abbildung 4.2 zeigt das Rauschen der Fehlersignale, die in den *Mischerboxen* generiert werden. Der Rauschbeitrag von *Mischer 2* liegt ungefähr eine Größenordnung über dem Rauschbeitrag *Mischer 1* und bereits bei $2 \cdot 10^{-2}$ Hz über den Spezifikationen der Frequenzstabilität. Der Unterschied im Frequenzrauschen wird hier durch die unterschiedlichen Skalierungsfaktoren der Fehlersignale noch vergrößert (siehe Abschnitt 3.1.3).

Bei *Mischer 1* verringerte sich das Rauschen etwa um einen Faktor 5, wenn der EOM nicht in Betrieb war. Dieser Effekt kommt durch hochfrequente Einstreuungen zustande, auf die in Abschnitt 4.1.4 noch genauer eingegangen wird. Bei *Mischer 2* war dieser Effekt wegen des höheren Eigenrauschens nicht sichtbar. Die EOM werden von den in den *Mischerboxen* generierten Lokaloszillatoren getrieben (siehe Abschnitt 3.1.6). Um bei nicht angeschlossenen EOM eine Rückstrahlung der HF-Leistung in die *Mischerboxen* zu verhindern, wurden die LO-Ausgänge mit 50Ω Widerständen abgeschlossen.

Das Eigenrauschen der *Mischerboxen* konnte durch den zusätzlichen Einbau von

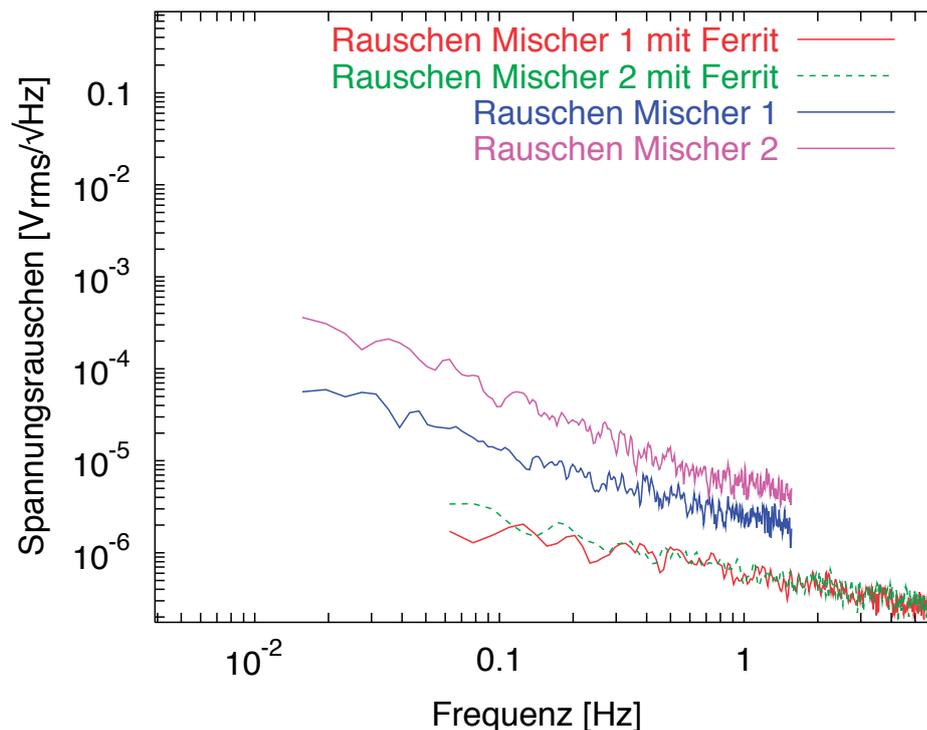


Abbildung 4.3: Reduziertes Fehlersignalrauschen vor und nach dem Einbau der Ferrite in die Tiefpässe hinter dem Mischerausgang und Erden des Mischergehäuses.

SMD-Ferrit-Kernen auf die Leiterbahnen und gründliches¹ Erden des Mischergehäuses reduziert und bei beiden *Mischerboxen* auf ein einheitliche Niveau gebracht werden, wie Abbildung 4.3 zeigt. Die Ferrit-Kerne wurden dabei vor den Widerstand *R1A1* und vor den negativen Eingang des OP *N10A* gelötet (siehe Schaltplan A.7), um hochfrequente Schwingungen zu unterdrücken. Abbildung 4.4 zeigt das Eigenrauschen der Mischerboxen umgerechnet in eine Frequenzdrift, die damit nicht nur um fast eine Größenordnung reduziert werden konnte, sondern auch zu niedrigeren Frequenzen etwas flacher ansteigt.

Die hier gezeigten Messungen beschränken sich aus praktischen Gründen nur auf den Frequenzbereich von ca. 10⁻² Hz bis ca. 5 Hz, da diese Messungen dann nur bis zu 20 Minuten dauern — je nach eingestellter Messauflösung und Mittelung bei dem verwendeten Spektrumanalysator.

4.1.3 Amplitudenmodulation der EOM

Elektrooptische Modulatoren nutzen den so genannten *Pockels-Effekt* aus (Bergmann und Schaefer (1993)), also die Beeinflussung von Licht durch äußere elektrische Felder.

¹Mehrere Lötunkte zwischen Mischergehäuse und Schaltungsmasse.

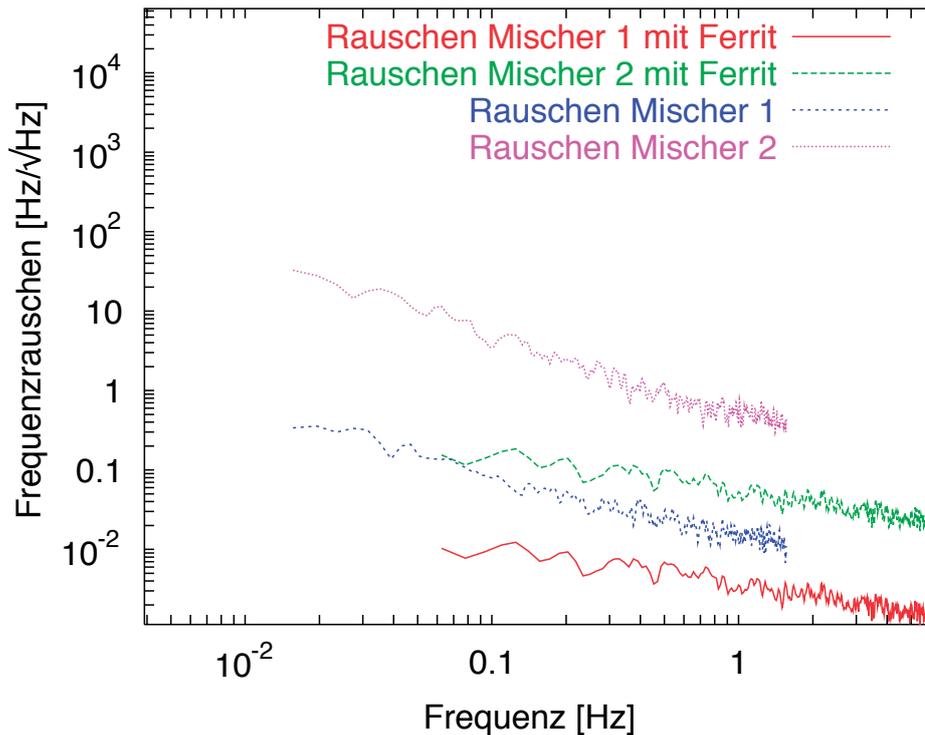


Abbildung 4.4: Reduziertes Fehlersignalrauschen in Frequenzdrift umgerechnet, jeweils vor und nach dem Einbau von Ferriten in die Tiefpässe hinter dem Mischeraustrag und Erden des Mischergehäuses.

Der zugrunde liegende elektrooptische Effekt bedeutet eine Drehung des Brechungselipsoides und eine Änderung der Hauptachsenabschnitte eines Kristalls bei Anlegen einer Spannung. Der Kristall wirkt also wie eine $\lambda/4$ -Wellenplatte, deren Brechzahl unter Einfluss eines elektrischen Feldes variiert werden kann. Die in diesem Aufbau eingesetzten EOMs (siehe Abschnitt 3.1.6) nutzen Kristalle aus Lithium-Niobat, denen an zwei gegenüberliegenden Längsseiten eine Goldschicht aufgedampft wurde, über die das elektrische Feld angelegt werden kann.

Der Laserstrahl verläuft entlang der optischen Achse des Kristalls. Ist die Polarisation des Laserstrahls genau parallel zu einer Hauptachse des Kristalls ausgerichtet, wirken die durch das elektrische Feld induzierten Brechungsindexänderungen rein auf die Phasenlage des Lichtes. Eine angelegte Wechselspannung führt also zu einer Phasen- und damit zu einer Frequenzmodulation. Ist die Polarisation des Lasers nicht exakt parallel zur Hauptachse des Kristalls ausgerichtet, führt das Anlegen eines elektrischen Feldes nicht nur zu einer Verschiebung der Phase, sondern darüber hinaus auch zu einer Drehung der Polarisation. Der polarisierte Laserstrahl lässt sich im Kristall in zwei Polarisationen zerlegen, die parallel zu den beiden Hauptachsen des Kristalls verlaufen. Das elektrische Feld ändert nun die Brechzahlen der beiden Hauptachsen, so dass sich

die Phasenlage der beiden Teilstrahlen zueinander ändert. Der resultierende Drehwinkel in der Polarisation ist dann sowohl von der angelegten Spannung als auch von der zurückgelegten Weglänge im Kristall abhängig. In Kombination mit Polarisatoren hinter dem EOM wirken Drehungen der Polarisation wie eine Amplitudenmodulation.

Eine Modulation der Amplitude des Laserlichtes mit der Lokalszillatorfrequenz interferiert auf der Photodiode mit dem Signal der Seitenbänder und führt zu Phasenverschiebungen (siehe Abschnitt 4.1.4).

Kommen in einem experimentellen Aufbau sowohl EOM, als auch Polarisatoren vor (wie z.B. hier in Form eines polarisierenden Strahlteilers vor dem Resonator), lassen sich aufgrund von Fertigungstoleranzen geringe Amplitudenmodulationen trotz aufwändiger Justage nicht vermeiden, sondern nur minimieren. Die Stärke der Amplitudenmodulation ist auch von der Länge des Kristalls abhängig, die wiederum von der Umgebungstemperatur beeinflusst wird.

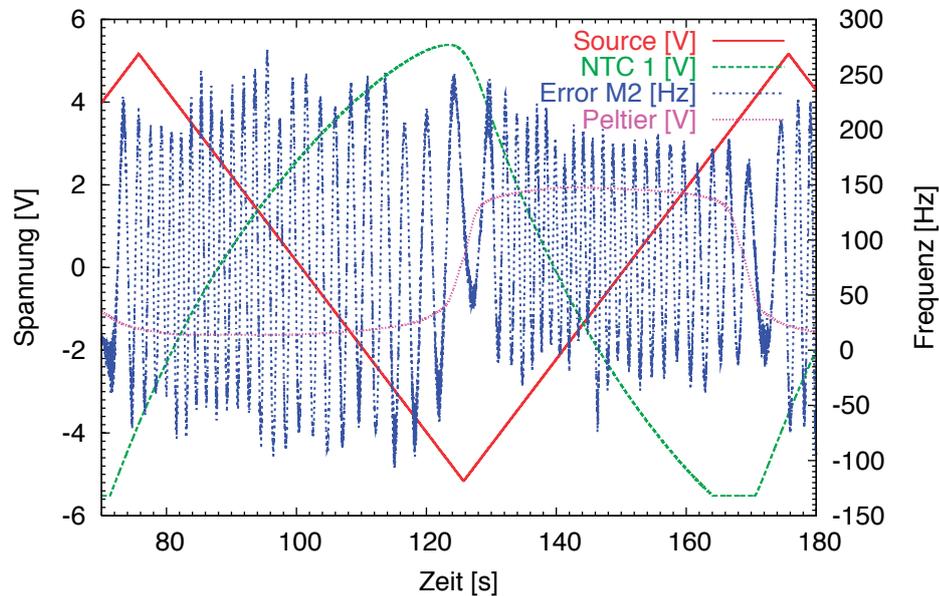


Abbildung 4.5: Einfluss von Temperaturänderungen des 12 MHz-EOM von *Miser 2* auf den Offset des Fehlersignals. Über das Signal *Source* wird die Temperatur des EOM (*NTC 1*) variiert. Die Temperaturänderung führt zu einem periodischen Durchlaufen des Fehlersignals.

Um den Einfluss von Temperaturschwankungen eines EOM auf das Fehlersignal zu bestimmen, wurde die Temperatur des EOM variiert und das Fehlersignal aufgezeichnet. Um unabhängig von der Laserfrequenz zu sein, wurden diese Messungen ebenfalls mit einem Spiegel vor den optischen Resonatoren gemacht. Auf den Modulationseingang der Temperaturstabilierung des 12 MHz-EOM von *Miser 2* wurde ein Dreieckssignal (*Source* in Abbildung 4.5) mit einer Frequenz von 10 mHz gegeben, das über das

Peltierelement (*Peltier*) die Temperatur des EOM folgen lässt (*NTC 1*). Während sich die Temperatur des EOM ändert, ist eine periodische Schwankung des Fehlersignals zu erkennen (*Error M2*), die Frequenzschwankungen von -100 Hz bis 250 Hz entspricht.

In Abbildung 4.6 ist ein Ausschnitt der Messung vergrößert dargestellt. Bei konstanter Temperaturerhöhung ändert sich das Fehlersignal periodisch über einen Frequenzbereich² von ca. 300 Hz. Der maximale Frequenzhub betrug also bei *Miser 2* $\Delta f \approx 300$ Hz, wobei die Steigung an der steilsten Stelle ungefähr 3000 Hz/K betrug.

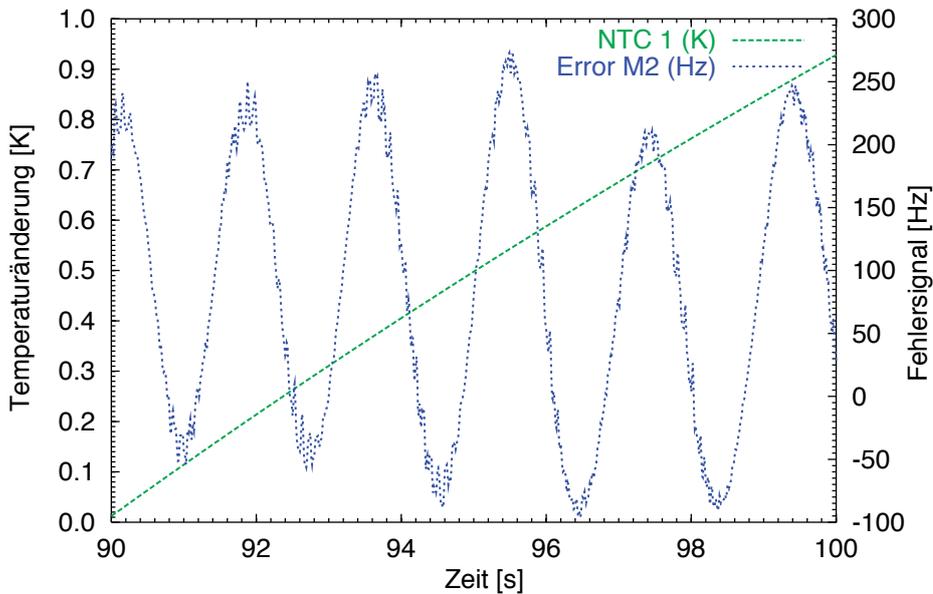


Abbildung 4.6: Periodische Schwankungen des Fehlersignals bei Temperaturänderung des 12 MHz-EOM in vergrößerter Darstellung.

Die gleiche Messung wurde auch mit dem 10 MHz-EOM von *Miser 1* durchgeführt und wird in Abbildung 4.7 dargestellt. Auch hier wurde die Temperatur des EOM über das *Source*-Signal mit 10 mHz moduliert. Im Gegensatz zu dem Verhalten von dem 12 MHz-EOM ist der Verlauf des Fehlersignals mit der Zeit nicht periodisch.

In der vergrößerten Darstellung in Abbildung 4.8 wurde ein Bereich der Zeitserie ausgewählt, in der der Betrag der Frequenzänderung mit $\Delta f \approx 40$ Hz maximal ist. Die Steigung ist dabei ungefähr 50 Hz/K.

Die Einflüsse von Temperaturschwankungen der EOMs auf das jeweilige Fehlersignal liegen also bei diesem Experiment sehr weit auseinander. Zwischen den Frequenzbereichen, die die EOMs bei Temperaturänderungen durchlaufen, liegt ein Faktor von $7,5$, die Steigungen unterscheiden sich um den Faktor 60 . Da der Zusammenhang zwischen Temperaturänderung und Offset des Fehlersignals nichtlinear ist, stellen diese Werte den größtmöglichen Einfluss dar, sie sind also nur eine obere Abschätzung.

²Die Spannung des Fehlersignals wird hier gleich in den Frequenzoffset umgerechnet dargestellt.

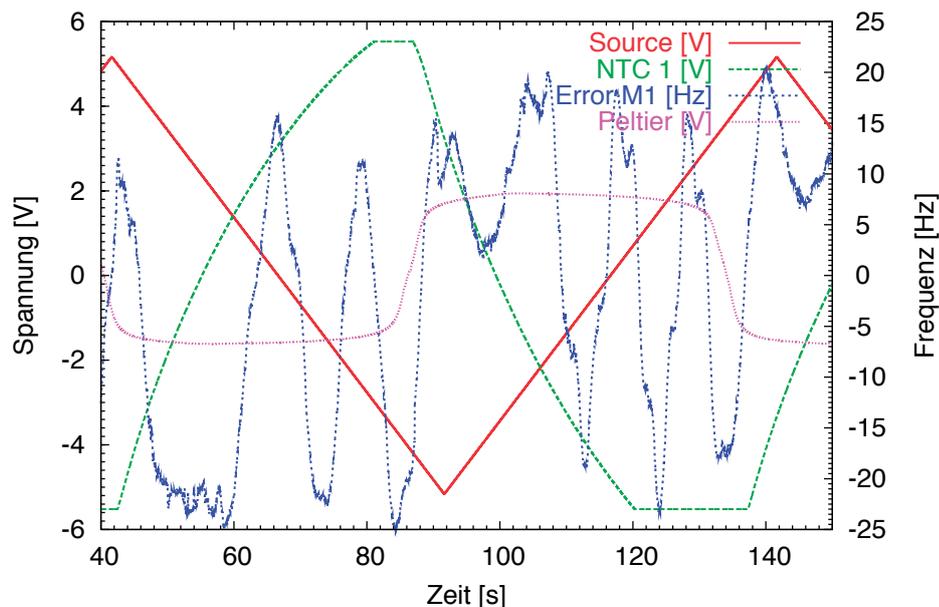


Abbildung 4.7: Einfluss von Temperaturänderungen des 10 MHz-EOM von *Miser 1* auf den Offset des Fehlersignals. Über das Signal *Source* wird die Temperatur des EOM (*NTC 1*) variiert. Die Temperaturänderung führt zu unregelmäßigen Schwankungen des Fehlersignals.

4.1.4 HF-Einstreuungen

Hochfrequente Einstreuungen können an verschiedenen Stellen des Experimentes zu Störungen oder zusätzlichen Rauschbeiträgen führen. Die in diesem Aufbau genutzten breitbandigen EOMs werden durch eine externe Trafoschaltung in Resonanz gebracht (siehe Abschnitt 3.1.6). Wie sich herausgestellt hat, wirkt das zwischen Trafobox und EOM verlaufende Kabel als Sender, der in den jeweiligen Modulationsfrequenzen von 10 MHz und 12 MHz strahlt.

Als besonders empfindlich für hochfrequente Einstreuungen haben sich die zwischen resonanter Photodiode und *Mischerbox* verlaufenden Kabel erwiesen, deren Schirm über die Schaltungsmassen einen Ringstrom ermöglichten und die somit wie eine Antenne wirkten. Der Lokaloszillator des EOM steht über den modulierten Laserstrahl in fester Phasenbeziehung zum RF-Signal, welches von der resonanten Photodiode in den Mischer gegeben wird. Interferieren diese beiden Signale miteinander, ist die resultierende Phase unter anderem abhängig von der Stärke der Einstreuung, da für die Überlagerung von Schwingungen mit gleicher Frequenz gilt

$$A_1 \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cdot \sin(\omega t + \varphi_2) = A \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad (4.1)$$

mit den Amplituden A_1 und A_2 , den Phasen φ_1 und φ_2 und Kreisfrequenz ω (Merziger

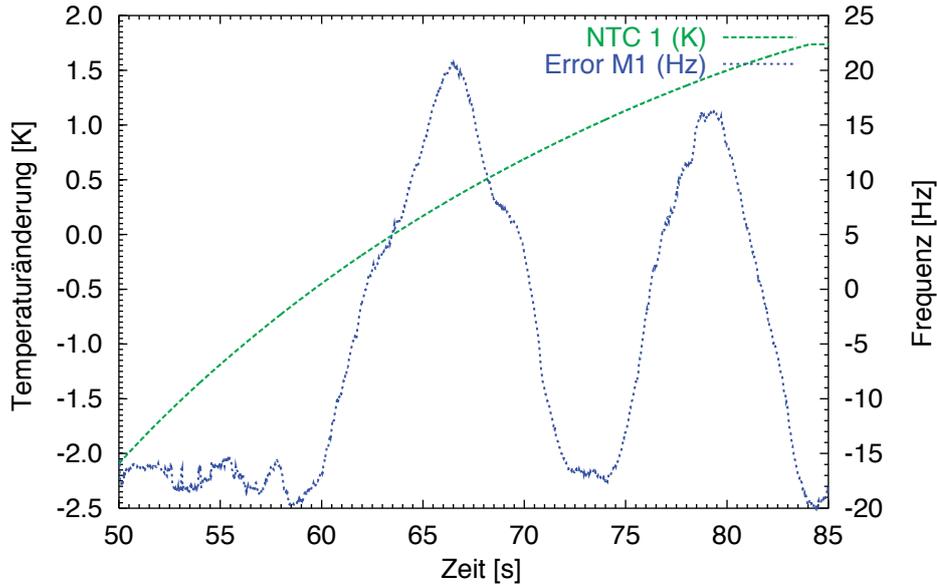


Abbildung 4.8: Unregelmäßige Schwankungen des Fehlersignals bei Temperaturänderung des 10 MHz-EOM in vergrößerter Darstellung.

und Wirth (1993)). Die Amplitude der resultierenden Schwingung ist

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (4.2)$$

und die dazu gehörende Phase errechnet sich zu

$$\tan \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad (4.3)$$

Der Einfluss auf die Phase des RF-Signals wird umso größer, je weiter die beiden Phasenlagen voneinander entfernt sind und bei einem Abstand der Phasen von $\pi/2$ maximal, wie Abbildung 4.9 zeigt. Die zu erwartende Phasenverschiebung ist dabei in Abhängigkeit von der Stärke der Einstreuung im Verhältnis zum eigentlichen Signal aufgetragen. Die verschiedenen Graphen entsprechen dabei verschiedenen Phasenabständen.

Der in den *Mischerboxen* eingesetzte Mischer vom Typ *TFM-3H* hat eine Auflösung von $0,8 \text{ V} \cdot \sin(\varphi)$, die anschliessend noch um den Faktor 10 verstärkt wird. Abhängig von der optischen Verstärkung ergibt das bei *Miser 1* einen Koeffizienten von 926 Hz/rad und bei *Miser 2* $12,7 \text{ kHz/rad}$. Bei einer eingestreuten Leistung, die einem Zehntel der RF-Leistung entspricht, kann also bei einem Phasenabstand von $\pi/2$ eine Frequenzverschiebung von bis zu $1,27 \text{ kHz}$ induziert werden.

Die Stärke der Einstreuung ist unter anderem abhängig von der Position der sendenden und empfangenden Kabel. Selbst kleine Positionsänderungen haben zu deutlich sichtbaren Effekten im Fehlersignal geführt.

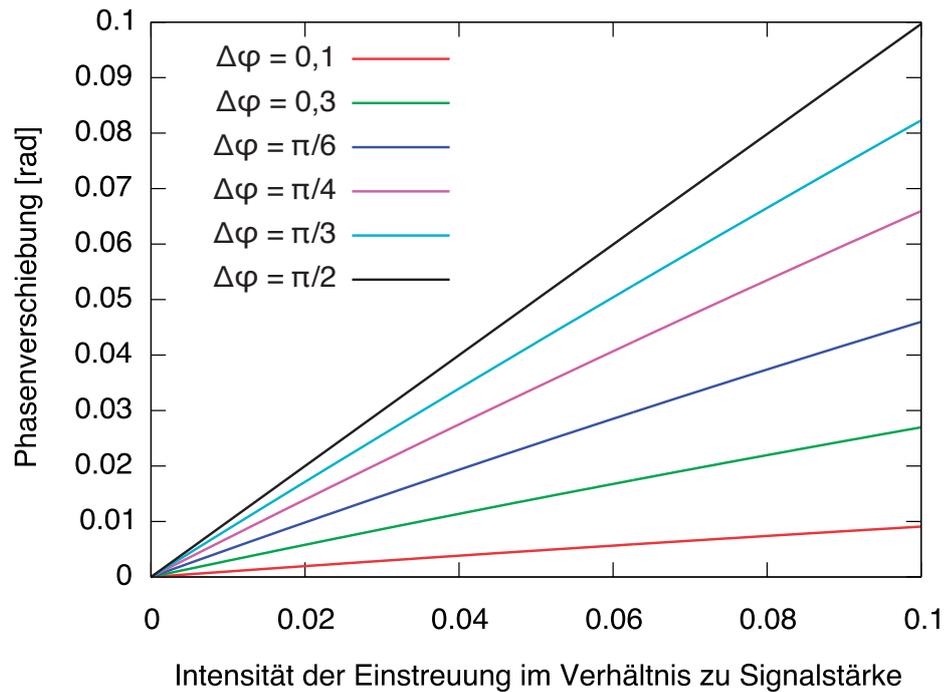


Abbildung 4.9: Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Leistung der Einstreuung. Die verschiedenen Graphen zeigen die resultierende Phasenverschiebung bei unterschiedlich großem Abstand der Signalphase zur Phase des eingestreuten Signals.

Um die Auswirkungen der Einstreuungen zu minimieren, wurde durch Ausprobieren der Verlauf des Kabels von der resonanten Photodiode zur *Mischerbox* optimiert. Außerdem wurde der Kabelschirm von der Gehäuse- und Schaltungsmasse der *Mischerbox* getrennt und das RF-Signal über einen Übertrager an den Mischereingang gegeben. Durch eine konsequent sternförmig geführte Schaltungsmasse konnten außerdem HF-Einstreuungen und deren Auswirkung insgesamt verringert werden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, resonant aufgebaute EOMs zu verwenden, die eine deutlich geringere HF-Abstrahlung haben, da die resonante Überhöhung des Lokaloszillators dort ausschließlich innerhalb des Gehäuses des EOM statt findet. Allerdings sind diese EOM in der Frequenz festgelegt und so deutlich weniger flexibel im Einsatz im Labor. Für den Einsatz in der LISA-Mission bieten sich aber in jedem Falle resonante EOMs an.

4.2 Rauschen der Referenz

Mögliche Rauschquellen für einen Fabry-Perot-Resonator sind (Brozek (1999)):

- Thermisches Rauschen,

- Temperaturfluktuationen,
- Seismisches Rauschen,
- Akustik,
- Leistungsschwankungen des Lasers und
- Strahlfluktuationen.

Nachfolgend werden bis auf die Strahlfluktuationen, die ausführlich in Kapitel 5 behandelt werden, die einzelnen Rauschbeiträge und ihr Beitrag zum Gesamtrauschen der Schwebungsfrequenz diskutiert.

4.2.1 Thermisches Rauschen

Bei Temperaturen über 0 K haben Festkörper eine mechanische Eigenbewegung, durch die thermisches Rauschen induziert wird. Bei optischen Resonatoren führt diese mechanische Eigenbewegung zu Längenänderungen und damit zur Verschiebung der Resonanzfrequenz des Resonators. Sie ist unabhängig vom thermischen Ausdehnungskoeffizienten und setzen damit ein fundamentales Limit für die Frequenzstabilität.

In Numata u. a. (2004) wird das Abstandsrauschen der Resonatorspiegel für verschiedene Bauformen und für verschiedene Materialien des Abstandhalters und der Spiegelsubstrate angegeben. Bei 1 Hz ergibt sich für die in diesem Experiment eingesetzten Resonatoren ein Abstandsrauschen von ca. $6 \cdot 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$. Bei der in diesem Experiment eingesetzten Laserwellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ergibt sich nach Gleichung (3.4) ein Frequenzrauschen von 80 mHz, was ca. 2 Größenordnungen unter der mit diesem Aufbau erreichten Frequenzstabilität liegt.

Allgemein wird für einen typischen Aufbau einer Frequenzstabilisierung mit optischen Resonatoren bei Raumtemperatur ein Frequenzrauschen in der Größenordnung von

$$0,1 \cdot \sqrt{\frac{1 \text{ Hz}}{f}} \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.4)$$

angegeben (Numata u. a. (2004)).

Für 1 mHz wird ein Frequenzrauschen in der Größenordnung von 1 Hz angegeben.

4.2.2 Temperaturfluktuationen

Temperaturfluktuationen finden genau in dem für LISA relevanten Frequenzbereich statt, Tag und Nacht wechseln sich z.B. mit einer Frequenz von im Schnitt $1,157 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$ ab und führen zu entsprechenden Temperaturschwankungen. Messungen der Raumtemperatur im klimatisierten Labor zeigen Temperaturschwankungen

in der Größenordnung von einem Kelvin, wie Abbildung 4.10 zeigt. Die von der Klimaanlage verursachten periodischen Schwankungen in der Temperatur zeigen sich im Spektrum sehr deutlich als Spitze bei ca. $2.4 \cdot 10^{-4}$ Hz, siehe Abbildung 4.11.

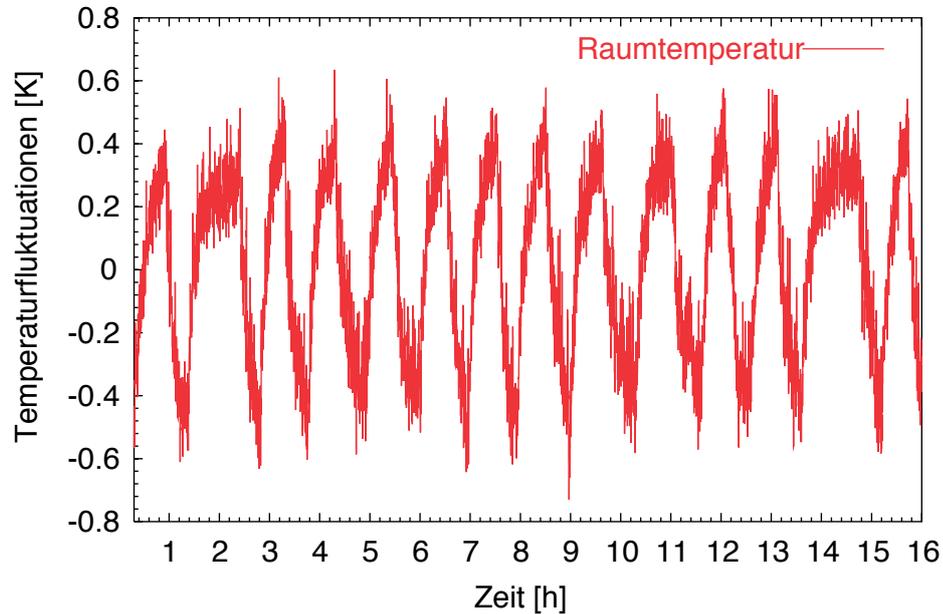


Abbildung 4.10: Zeitserie einer Messung der Raumtemperatur des Labors.

Da sich die Temperaturstabilität in den Vakuumtanks nicht direkt messen lässt (siehe dazu Abschnitt 3.1.5), wurde folgende Messung durchgeführt, um zumindest eine Abschätzung über die thermische Isolation bei sehr niedrigen Frequenzen machen zu können. Dazu wurde die Oberfläche jeweils eines Vakuumtanks mit Hilfe von Heizmatten über eine Rechteck-Funktion mit einer Frequenz von 0,1 mHz periodisch um ca. 2 K aufgeheizt. In Abbildung 4.12 ist die *Modulation* und der entsprechende Temperaturverlauf (*Vakuumtank aussen*) zu sehen. Auf dem äußeren *Zylinder 1* sind noch Temperaturschwankungen erkennbar, während auf den weiter innen liegenden Zylindern die Temperatur konstant erscheint. Parallel zu den angeregten Temperaturschwankungen an einem Vakuumtank wurde auch noch die *Beatnote* aufgezeichnet.

Abbildung 4.13 zeigt das Spektrum der Zeitserien, wobei die Ordinate für die *Beatnote* die Einheit $\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ hat und für die Graphen *Z1*, *Z2*, *Z3* und *Z4* die Einheit $\text{K}/\sqrt{\text{Hz}}$. Die Graphen U_{mod} und T_{VC} haben die Einheit $\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ und stellen die Anregung dar. Gerade im Frequenzbereich unter 1 mHz zeigen sich hier auch noch beim innersten Zylinder *Z4* die von aussen angeregten Temperaturänderungen, die sich auf den Resonator auswirken und sich schließlich auch in der *Beatnote* bei 10^{-4} Hz als deutliche Spitze bemerkbar machen.

Abbildung 4.14 zeigt Spektren von Temperatur und Schwebungsfrequenz auf linearen Achsen für Resonator 1 und Abbildung 4.15 für Resonator 2. Die Graphen zeigen

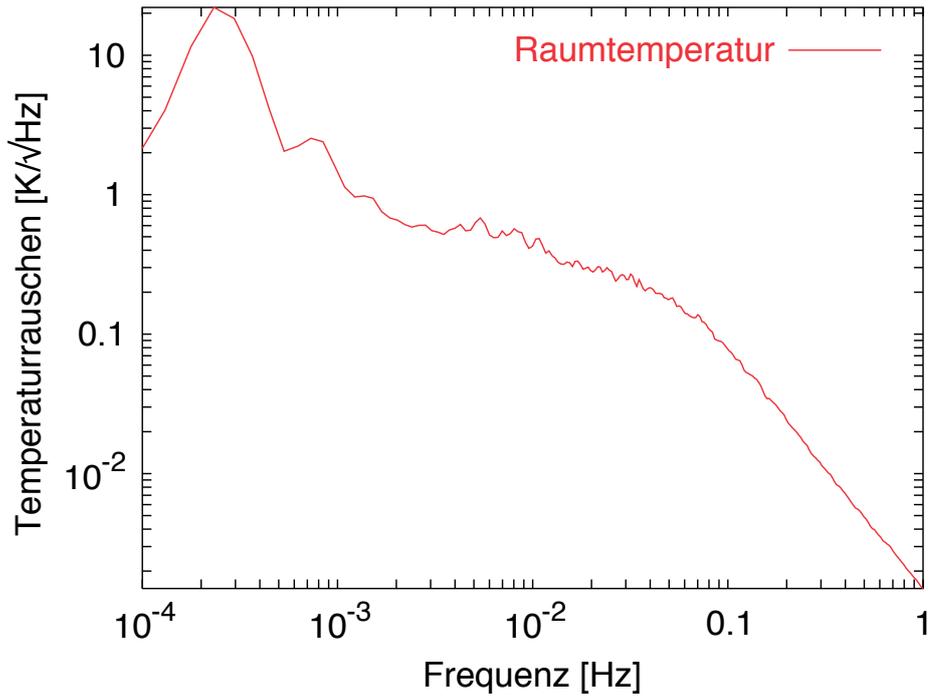


Abbildung 4.11: Spektrale Dichte der Zeitserie in Abbildung 4.10, die Schwingungen machen sich deutlich als Peak bei $2,4 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$ bemerkbar.

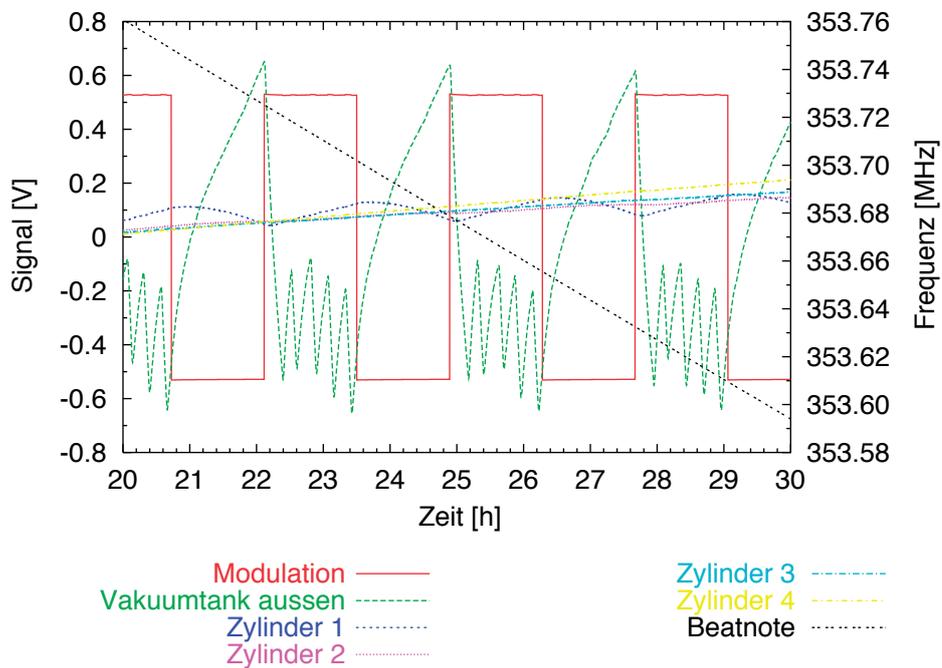


Abbildung 4.12: Zeitserie der Temperaturmodulation der Vakuumentanks

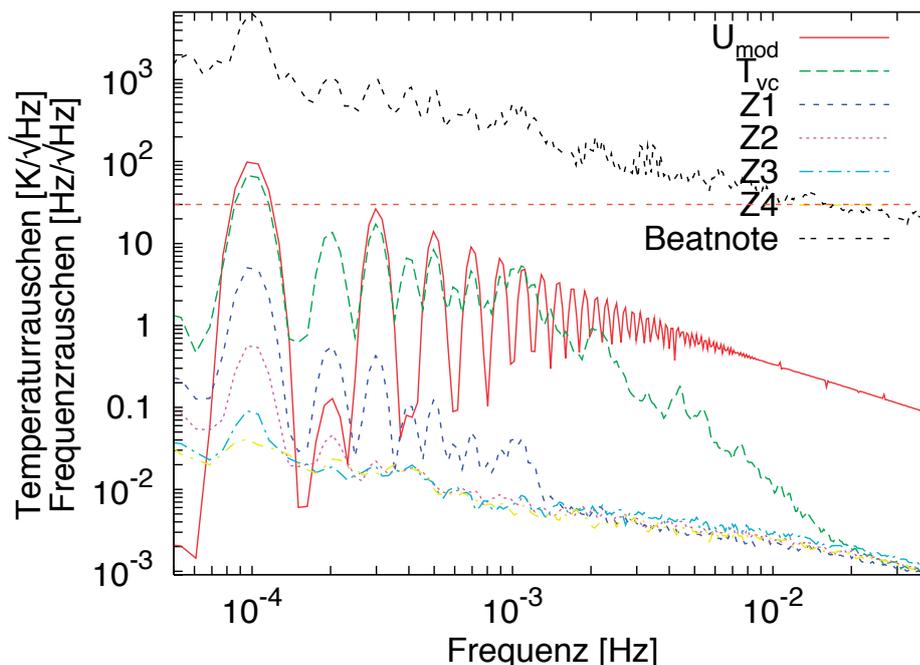


Abbildung 4.13: Spektrale Dichte der Temperaturmodulation der Vakuumtanks

erwartungsgemäß, dass Temperaturänderungen an der Aussenhaut der Vakuumtanks an die Resonatoren weiter gegeben werden, wenn auch in stark abgeschwächter Form. Aus dem Verhältnis der Spektren der Aussentemperatur und der Spektren der Schwebung bei 0,1 mHz lässt sich die Einkopplung der Temperaturschwankungen für diese Frequenz bestimmen. Sie liegt bei Resonator 1 bei ca. 100 Hz/K und bei Resonator 2 bei ca. 160 Hz/K.

Aus diesem Ergebnis lässt sich eine Abschätzung über die Temperaturisolation der beiden Vakuumtanks von 0,1 mHz angeben, indem in Gleichung (3.4) der Zusammenhang $\Delta l = \alpha \cdot l \cdot \delta T$ eingesetzt wird:

$$\Delta f = f \cdot \frac{\alpha \cdot l \cdot \delta T}{l} \Rightarrow \delta T = \frac{\Delta f}{f \cdot \alpha}. \quad (4.5)$$

Das ergibt für Resonator 1 eine Temperaturänderung von $\delta T = 18 \mu\text{K}$ und für Resonator 2 eine Änderung von $\delta T = 28 \mu\text{K}$. Die Isolation $\delta T / \Delta T$ beträgt bei der von außen zugeführten Temperaturänderung von $\Delta T \approx 2 \text{ K}$ für Resonator 1 ca. $9 \cdot 10^{-6}$ und für Resonator 2 ca. $14 \cdot 10^{-6}$.

Auffällig ist, dass der Vakuumtank von Resonator 2 offenbar um einen Faktor 1,6 schlechter isoliert, da beide Tanks unter gleichen Bedingungen geheizt worden sind. Da beide Vakuumtanks ungefähr den gleichen Restdruck haben und die Zylinderschalen ebenso wie die optischen Resonatoren gleich aufgebaut sind, bleibt als eine mögliche Erklärung das unterschiedliche Material aus dem die Vakuumtanks gebaut worden sind. Resonator 1 befindet sich in einem sehr massiven Vakuumtank aus Edelstahl,

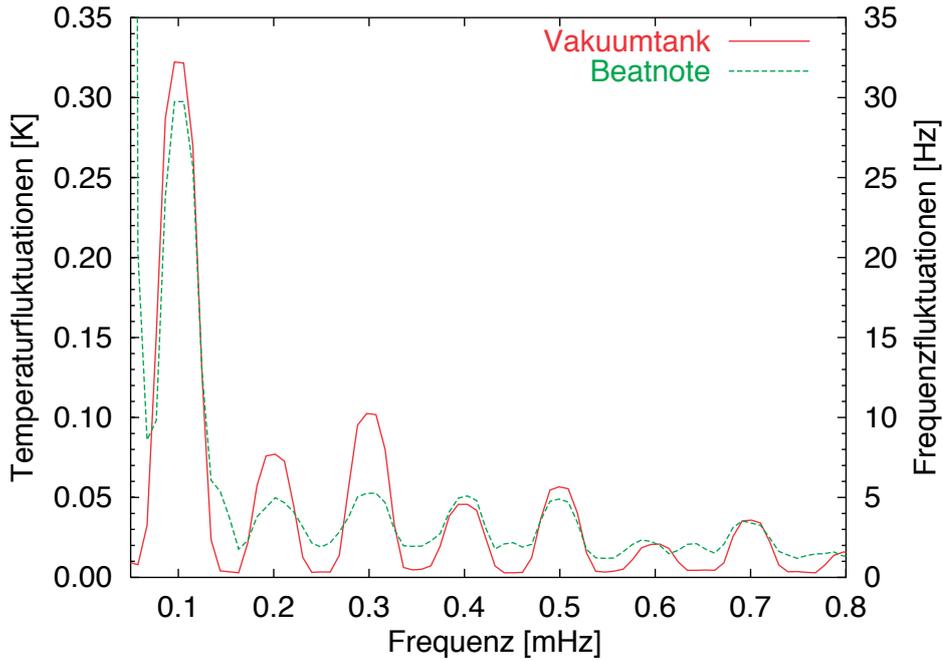


Abbildung 4.14: Auswirkungen von Raumtemperaturänderungen auf Resonator 1.

der Vakuumentank in dem sich Resonator 2 befindet, besteht aus Aluminium. Zwar hat Aluminium eine doppelt so große Wärmekapazität wie Stahl, dafür ist Stahl aber mehr als doppelt so dicht, so dass bei gleicher Bauweise der Vakuumentank aus Stahl trotzdem eine höhere Wärmekapazität und damit bessere Isolierung aufweist.

4.2.3 Seismisches Rauschen

Seismik führt zu Bewegungen der lose im Vakuumentank aufliegenden Resonatoren sowohl in Richtung des Laserstrahles als auch senkrecht dazu. Die Auswirkungen der daraus resultierenden Strahllageverschiebungen und -verkippen werden im folgenden Kapitel 5 ausführlich diskutiert.

Bewegungen des optischen Resonators in Strahlrichtung führen über eine Dopplerverschiebung zu einer Verschiebung der Referenzfrequenz und bringen damit einen Rauschbeitrag in die Frequenzstabilität. Folgende Abschätzung zeigt die Größe des Rauschbeitrages (Tröbs (2007)):

$$\delta f = f_L \cdot \left(1 \pm \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}} \right) \quad (4.6)$$

wobei $f_L = 281$ THz die Laserfrequenz ist. Das Vorzeichen wird durch die Bewegungsrichtung bestimmt. Für $v \ll c$ kann Gleichung (4.6) durch eine Taylor-

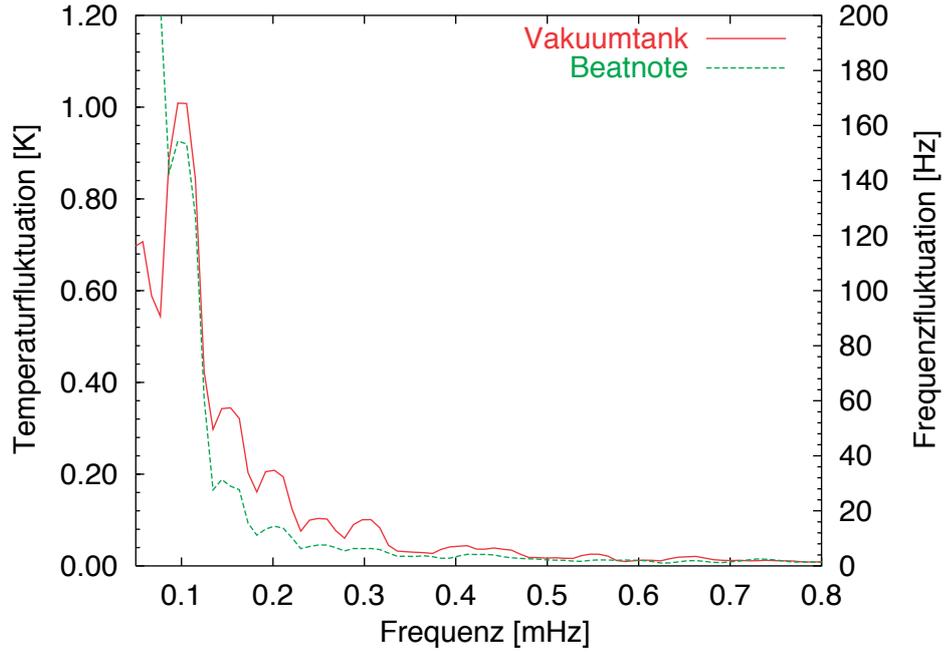


Abbildung 4.15: Auswirkungen von Raumtemperaturänderungen auf Resonator 2.

Reihenentwicklung genähert werden

$$\delta f \approx f_L \cdot \frac{v}{c} = \frac{v}{\lambda}, \quad (4.7)$$

wobei λ die Laserwellenlänge darstellt.

Schwingt der Resonator nun in Richtung des Laserstrahles mit der Fourierfrequenz f , dann ist die maximale Geschwindigkeit über die Amplitude x der Schwingung durch $2\pi f x$ gegeben. Damit lässt sich eine Rauschprojektion ausgehend von der Bewegung des optischen Resonators in spektraler Dichte \tilde{x} zur Referenzfrequenz in spektraler Dichte \tilde{f}_L angeben

$$\tilde{f}_L = \frac{2\pi f}{\lambda} \cdot \tilde{x}. \quad (4.8)$$

Um \tilde{x} messen zu können, wurde ein Interferometer aufgebaut, bei dem ein Endspiegel von dem Einkoppelspiegel des optischen Resonators gebildet wurde. Der andere Endspiegel ist auf einer Piezo-Halterung befestigt worden, so dass das Interferometer mit einer Regelbandbreite von ca. 100 Hz gelockt werden konnte. Das Aktuatorsignal, das der Bewegung des Resonators entspricht, wurde aufgezeichnet. Abbildung 4.16 zeigt die Ergebnisse der Messung im Vergleich zum gemessenen Frequenzrauschen der gelockten Laser, das mit der Mischer/PLL-Kombination gemessen wurde. Das durch Dopplerverschiebung verursachte Frequenzrauschen liegt deutlich unter dem Frequenzrauschen der gelockten Laser und ist somit kein relevanter Beitrag.

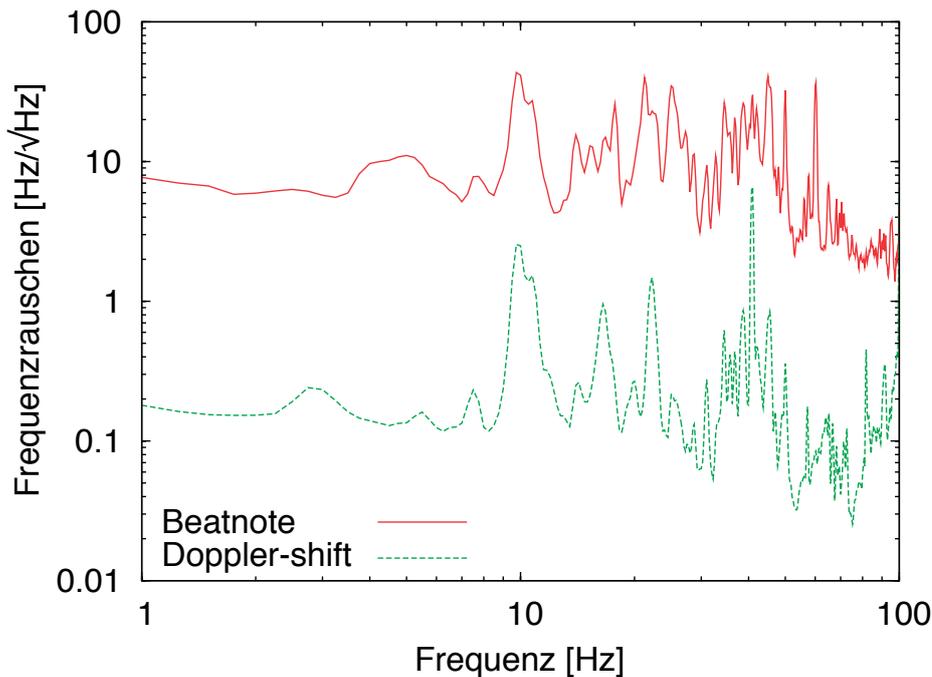


Abbildung 4.16: Einfluss von Bewegungen des Resonators parallel zum eingekoppelten Strahl über Doppler-Verschiebung (Tröbs (2007)).

4.2.4 Einflüsse von akustischen Störungen

Akustische Störungen regen die Resonatoren zu Schwingungen in verschiedenen Schwingungsmodi an, die unter anderem auch zu Längenänderungen der Resonatoren führen. Eine ausführliche Untersuchung der Auswirkungen von Akustik auf optische Resonatoren findet sich in Brozek (1999).

Um die Auswirkungen von Akustik durch die Vakuumentanks hindurch auf die Resonatoren zu testen, wurde ein Lautsprecher an einen Frequenzgenerator angeschlossen und Schall produziert. Die Schebungsfrequenz wurde über die Mischer/PLL-Kombination mit einem Spektrumanalysator aufgenommen. Im Bereich von ca. 600 Hz liegen die ersten mechanischen Resonanzen. Aber auch Geräusche, wie z.B. Klatschen oder Pfeifen, aber auch Sprechen prägen sich auf die Schwebungsfrequenz auf und können über die Mischer/PLL-Kombination wieder demoduliert und im Kopfhörer angehört werden.

Auswirkungen der normalen Laborakustik (Lüfter der Netzteile und der Meßgeräte, Klimaanlage) auf die Schwebungsfrequenz konnten allerdings nicht festgestellt werden.

4.2.5 Leistungsschwankungen des Lasers

Optische Komponenten heizen sich in Abhängigkeit von der absorbierten Lichtleistung auf. Die Aufheizung führt zu leichten Verformungen, sowohl der Substrate, als

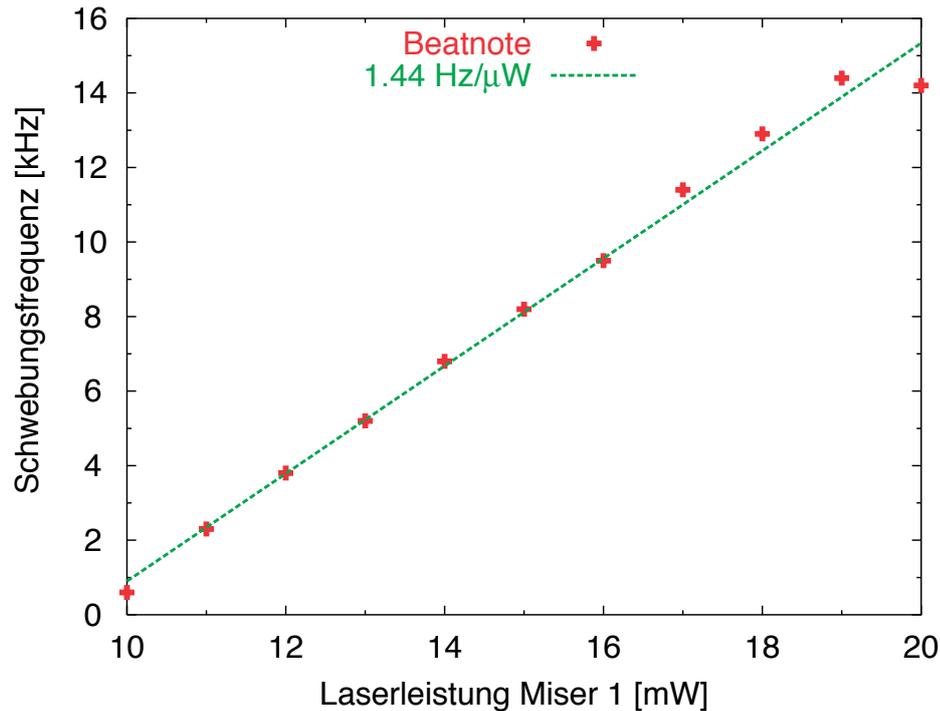


Abbildung 4.17: Einfluss der Leistungsänderung von *Miser 1* auf die Schwebungsfrequenz

auch der optischen Beschichtungen (Winkler u. a. (1991)). In einem optischen Resonator führen die Verformungen der Resonatorspiegel und ihrer Beschichtung zu einer Längenänderung, die zu einer Verschiebung der Referenzfrequenz führt.

In einem ersten Experiment wurde bei beiden Systemen die Laserleistung in diskreten Schritten verändert und parallel dazu die Schwebungsfrequenz aufgezeichnet, die Ergebnisse zeigen die Abbildungen 4.17 und 4.18. Für *Miser 1* wurde eine Abhängigkeit der Laserfrequenz von der Laserleistung von $1,44 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ gemessen, und für *Miser 2* eine Abhängigkeit von $0,42 \text{ Hz}/\mu\text{W}$. Der Unterschied von einem Faktor 3,5 zwischen den beiden Werten liegt in der Größenordnung mit der sich die beiden optischen Resonatoren in ihrer Finesse unterscheiden (siehe Abschnitt 3.1.4). Die Richtung, in die die Schwebungsfrequenz verschoben wird, hängt davon ab, welches System die höhere Frequenz hat. In der hier gezeigten Messung lag die Laserfrequenz von *Miser 1* über der Laserfrequenz von *Miser 2*. Mit Steigerung der Laserleistung verformen sich die Substrate und Beschichtungen stärker, so dass der optische Weg im Resonator kürzer wird und die Frequenz steigt. Die in Abbildung 4.18 auftretende starke Abweichung von der Ideallinie hängt mit den Frequenzdriften zusammen, die während der Messung auftraten.

Als nächstes wurden die Einflüsse des Laserleistungsrauschens auf die Schwebungs-

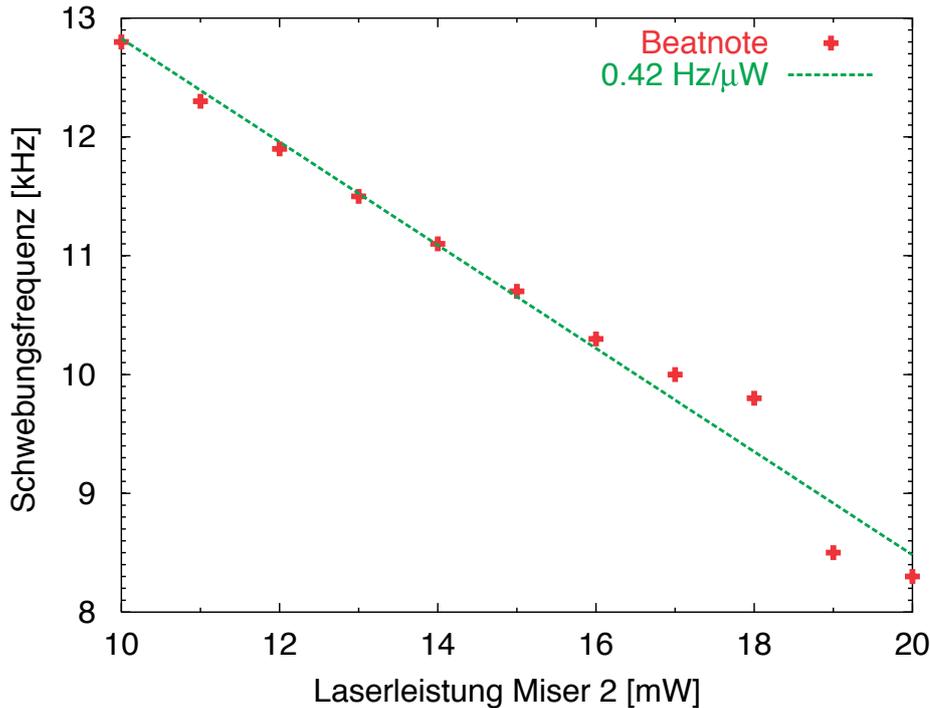


Abbildung 4.18: Einfluss der Leistungsänderung von *Miser 2* auf die Schwebungsfrequenz.

frequenz durch Messung der Transferfunktion mit einem Netzwerkanalysator verifiziert. Diese Messung hat außerdem den großen Vorteil, weitestgehend unabhängig von dem Driften der Schwebungsfrequenz zu sein und bietet darüber hinaus auch noch Informationen über die zeitliche Abhängigkeit. Für diese Messungen wurde die Laserleistung jeweils über den Modulationseingang der Leistungsstabilisierung (siehe Abschnitt 3.1.7) moduliert. Die Laserleistung wurde über Photodioden kontrolliert, die *hinter* den optischen Resonatoren platziert waren. Der Grund dafür ist, dass dort direkt die Laserleistung gemessen wird, die die Resonatoren durchquert. Das Schwebungssignal wurde mit Hilfe der Mischer/PLL-Kombination in eine Spannung umgewandelt und vom Netzwerkanalysator gemessen. Die gemessenen Transferfunktionen werden in Abbildung 4.19 gezeigt. Die Leistungsmodulationen ergaben für niedrige Frequenzen bei *Miser 1* einen Koeffizienten von ca. $1,5 \text{ Hz}/\mu\text{W}$, bei *Miser 2* ca. $0,6 \text{ Hz}/\mu\text{W}$, was im Rahmen der Messgenauigkeit die Ergebnisse der vorherigen Messungen bestätigt.

Bis zu ungefähr $0,3 \text{ Hz}$ sind die Transferfunktionen flach und fallen zu höheren Frequenzen leicht ab. Oberhalb von ca. 4 Hz verlieren sich die Transferfunktionen im Rauschen.

Um unterscheiden zu können, ob es sich hierbei wirklich um einen Effekt des optischen Resonators handelt oder lediglich um ein Artefakt der Regelung, wurde außerdem

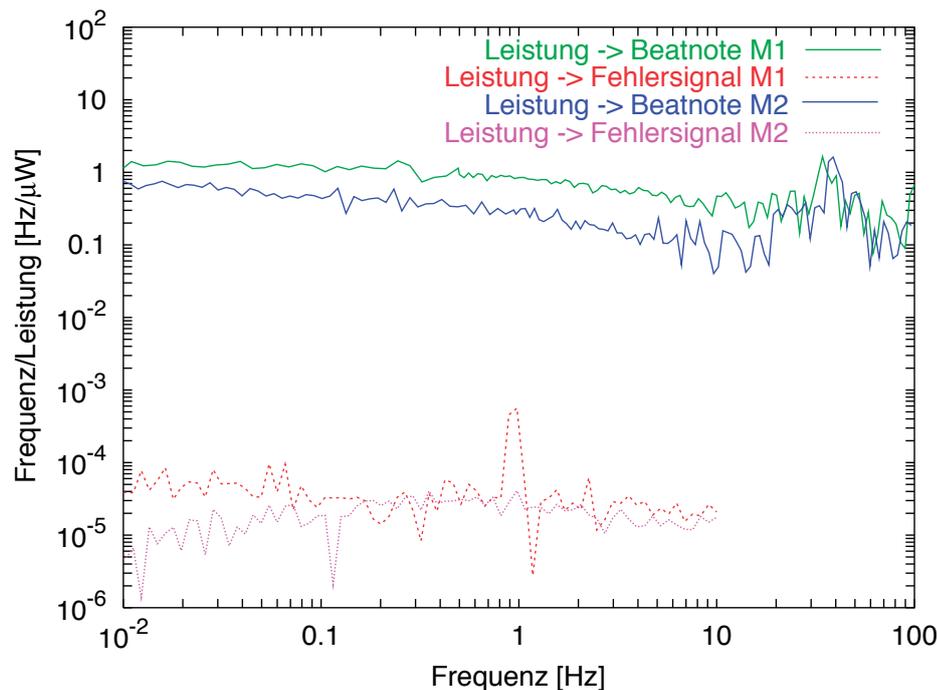


Abbildung 4.19: Transferfunktion Leistung auf Schwebungsfrequenz.

unter jeweils gleichen Bedingungen die Transferfunktion von Laserleistung auf das Fehlersignal des Regelkreises gemessen und zum Vergleich ebenfalls in Abbildung 4.19 dargestellt. Die gemessenen Transferfunktionen liegen um ungefähr 5 Größenordnungen unter den Transferfunktionen von Laserleistung auf Schwebungsfrequenz und spielen damit keine Rolle.

Wie Abbildung 4.20 zeigt, liegt das Intensitätsrauschen des durch die optischen Resonatoren laufenden Lichtes bei 1 mHz in der Größenordnung von $10 \mu\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ und führt damit zu einem Rauschbeitrag zur Schwebungsfrequenz von ca. $10 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

4.3 Zusammenfassung der Rauschbeiträge

In Abbildung 4.21 sind alle gemessenen Rauschbeiträge zusammengestellt, die in dem für LISA wichtigen Frequenzbereich wirken. Die Auswirkungen von Strahllagefluktuationen werden im nachfolgenden Kapitel 5 diskutiert.

Die *in-loop*-Fehlersignale *Error M1 locked* und *Error M2 locked* liegen durchgehend mindestens zwei Größenordnungen unter dem Schwebungssignal, die Regelung arbeitet also ausreichend gut. Dass das *in-loop*-Fehlersignal *Error M1 locked* knapp eine Größenordnung unter dem entsprechenden Signal *Error M2 locked* liegt, hat mit den unterschiedlichen Koeffizienten der beiden Systeme zu tun, mit denen jeweils die Spannungen am Mischereingang und am Piezo in Frequenzen umgerechnet werden

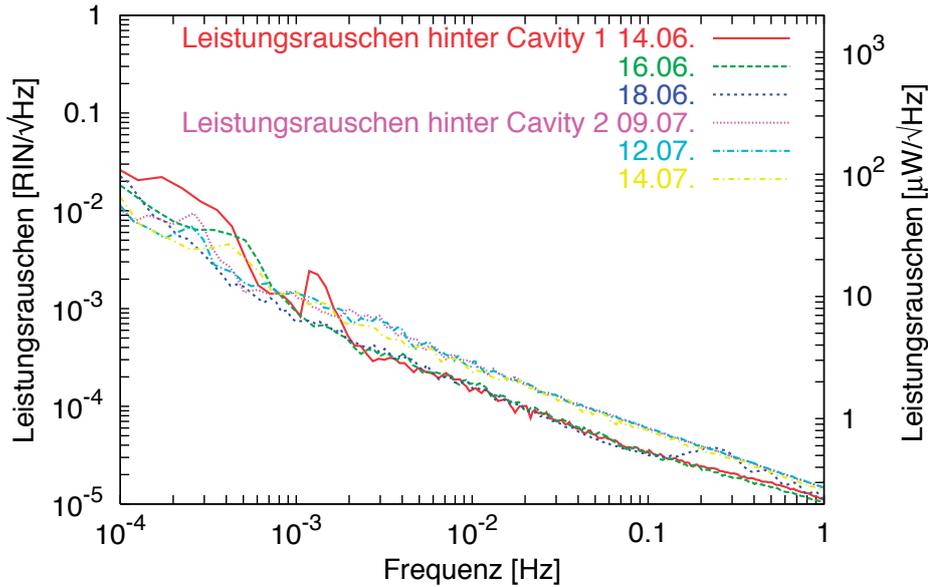


Abbildung 4.20: Leistungsrauschen hinter den optischen Resonatoren.

müssen (siehe Abschnitt 3.1.3). Die dazu korrespondierenden Spannungen liegen auf dem gleichen Niveau.

Die durch Leistungsschwankungen verursachten Frequenzverschiebungen der optischen Resonatoren (siehe Abschnitt 4.2.5) zeigen *Intensity Noise M1* und *Intensity Noise M2*. Sie lagen bei aktiver Leistungsstabilisierung im gesamten Frequenzbereich mehr als eine Größenordnung unter dem Schwebungssignal.

Die mit *M1 EOM* und *M2 EOM* bezeichneten Graphen zeigen die Rauschbeiträge der temperaturstabilisierten EOMs. Für diese Kurven wurden die größtmöglichen Frequenzverschiebungen (siehe Abschnitt 4.1.3) mit der spektralen Dichte der stabilisierten EOM-Temperatur multipliziert. Sie stellen also eine obere Rauschabschätzung dar. Ohne Temperaturstabilisierung, die die Temperaturschwankungen am EOM um zwei Größenordnungen unterdrückt, könnte der EOM des zweiten Systems gerade im Frequenzbereich unter $3 \cdot 10^{-3}$ Hz das Frequenzrauschen dominieren. Der große Unterschied zwischen *M1 EOM* und *M2 EOM* liegt in den stark unterschiedlichen Koeffizienten von Temperaturänderung auf den Offset des Fehlersignals (und damit auf die Frequenz des Lasers) begründet.

Die Graphen *Error HSL noise*³ und *Error M2 noise* zeigen das Eigenrauschen des Fehlersignals, das durch den Einbau von Ferriten in die Mischerelektronik und das Erden der Mischergehäuse reduziert werden konnte (siehe Abschnitt 4.1.2).

³Im Rahmen der Zusammenarbeit mit dem Laserzentrum Hannover wurde dieser Frequenzstabilisierungsaufbau für Messungen an dem *High-Stability-Laser* (Tröbs (2005a)) zur Verfügung gestellt.

4 Rauschuntersuchungen

Temperature noise Cavity 1 & 2 zeigen die spektrale Dichte der Raumtemperatur multipliziert mit der Differenz der beiden Faktoren von Temperaturänderung auf Frequenz (siehe Abschnitt 4.2.2). Bei einer Fourier-Frequenz von 0,1 mHz kann davon ausgegangen werden, dass die Temperaturänderungen bei beiden Resonatoren gleich sind, so dass zur Frequenzverschiebung nur die Differenz der beiden Faktoren von ca. 60 Hz wirksam wird. Dieser Koeffizient gilt streng genommen nur bei der Frequenz 0,1 mHz. Für höhere Frequenzen ist die Isolation der thermischen Schilde höher, so dass ein kleinerer Kopplungsfaktor benutzt werden muss.

Bei 1 Hz liegt das Frequenzrauschen beider Laser mit knapp $5 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ ungefähr eine Größenordnung über der theoretisch möglichen Frequenzstabilität von $0,5 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$, die durch die Regelbandbreite von 28 kHz und dem freilaufenden Frequenzrauschen von $10 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ (siehe Abbildung 3.7) gegeben ist.

Bei der Frequenz von ca. 1 mHz liegt der Rauschbeitrag der Regelung vom *HSL* in der Größenordnung der Beatnote. Im Frequenzbereich unterhalb von ca. $2 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$ liegt das Schwebungssignal der beiden Laser auf den durch Temperaturfluktuationen an den Resonatoren verursachten Frequenzfluktuationen auf.

Neben den Rauschbeiträgen der Regelung, die vor allen Dingen von den Mischern dominiert sind, begrenzen Raumtemperaturschwankungen trotz der aufwändigen thermischen Isolierung bei niedrigen Frequenzen unter 3 mHz die Frequenzstabilität.

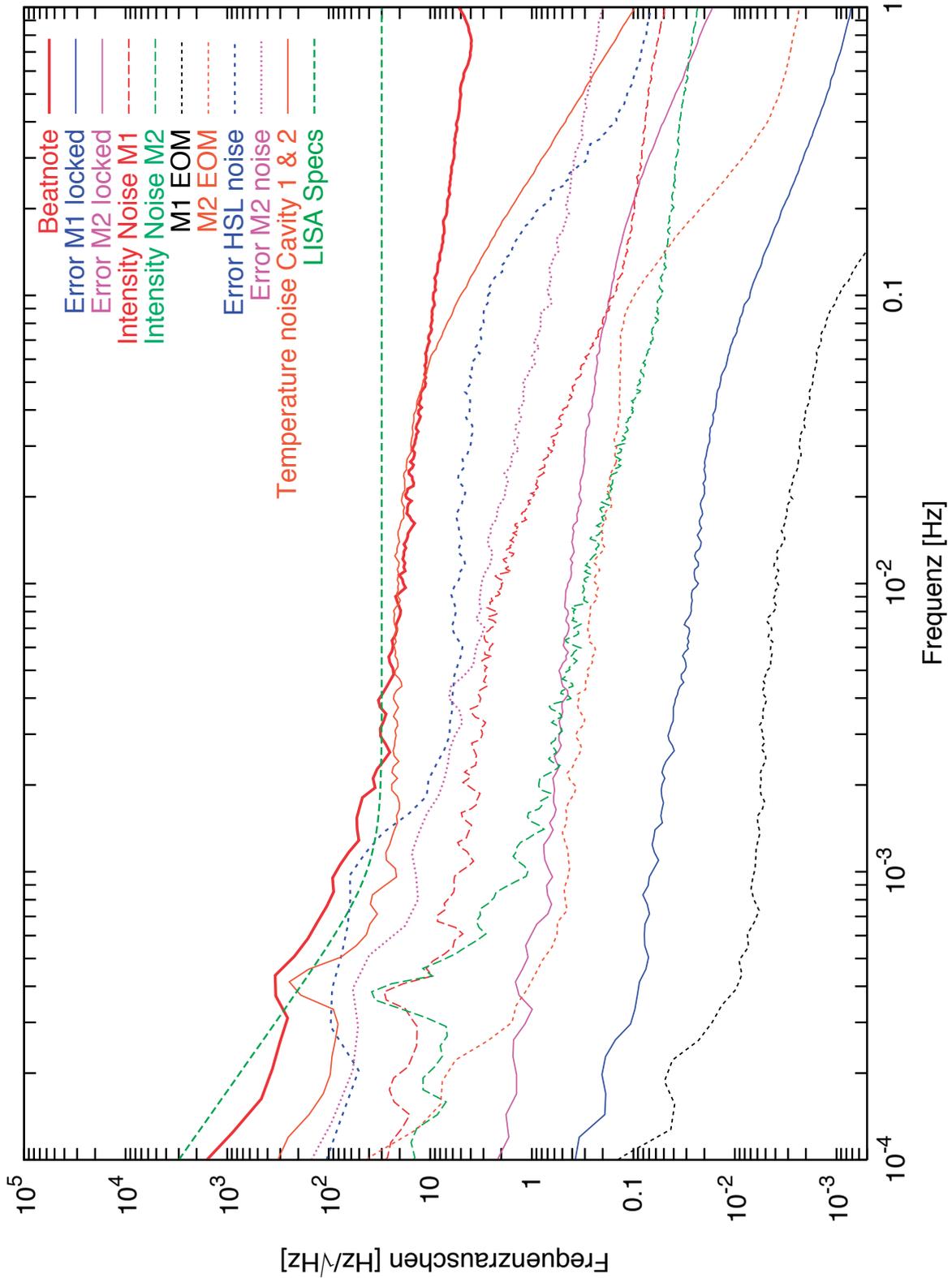


Abbildung 4.21: Zusammenfassung der Rauschbeiträge

5 Auswirkung von Strahllagefluktuationen auf die Laserfrequenz

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Frage, inwieweit Strahllagefluktuationen am optischen Resonator Einfluss auf die Frequenzstabilität haben. Im ersten Abschnitt werden dazu Messungen mit Quadranten-Photodioden präsentiert. Da diese Messungen allerdings keine Rückschlüsse darauf zulassen, ob optischer Resonator und Laserstrahl zueinander verschoben oder verkippt sind, wurden resonante Quadranten-Photodioden aufgebaut, deren Aufbau und die anschließenden *differential-wavefront-sensing*-Messungen in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

5.1 Messungen mit Quadranten-Photodioden

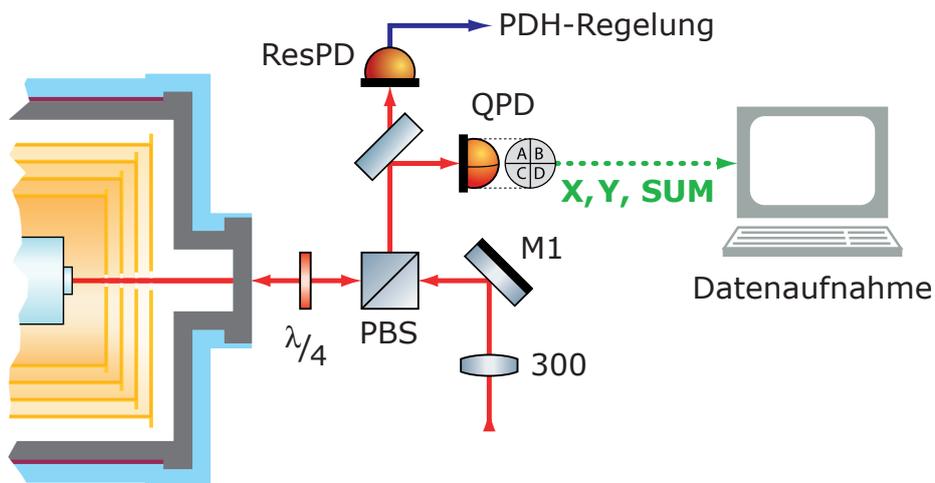


Abbildung 5.1: Messung von Strahllagefluktuationen mit einer Quadranten-Photodiode.

Um eine Abschätzung über Strahllagefluktuationen an den optischen Resonatoren machen zu können, wurden erste Messungen mit einer Quadranten-Photodiode (*QPD*) gemacht, die z.B. auch schon bei Wand (2003) zum Einsatz kam. Die *QPD* bietet als Ausgänge *X*-Richtung, *Y*-Richtung und das Summensignal *SUM* (detailliertere Informationen zum Aufbau einer Quadranten-Diode finden sich in Abschnitt 5.2.4).

5 Auswirkung von Strahllagefluktuationen auf die Laserfrequenz

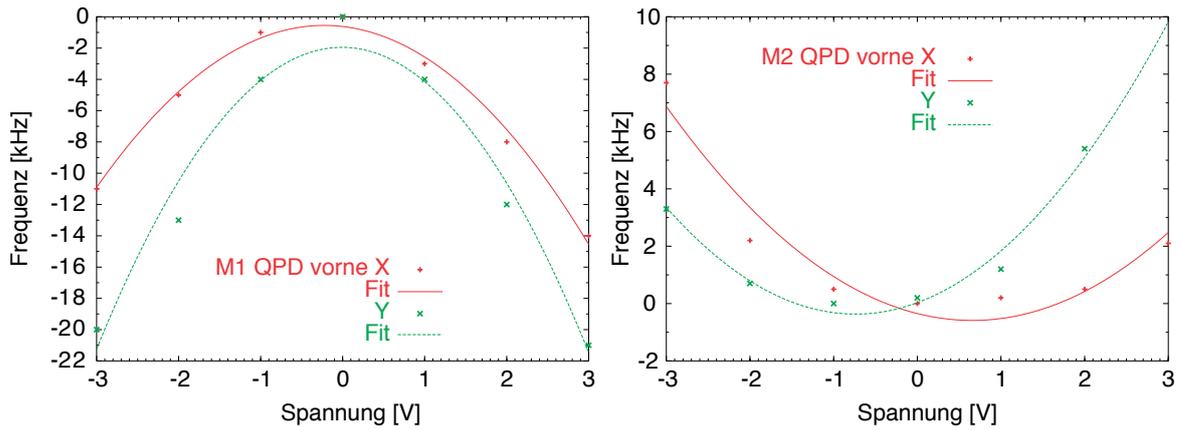


Abbildung 5.2: Anpassung Strahlverschiebung auf Frequenz

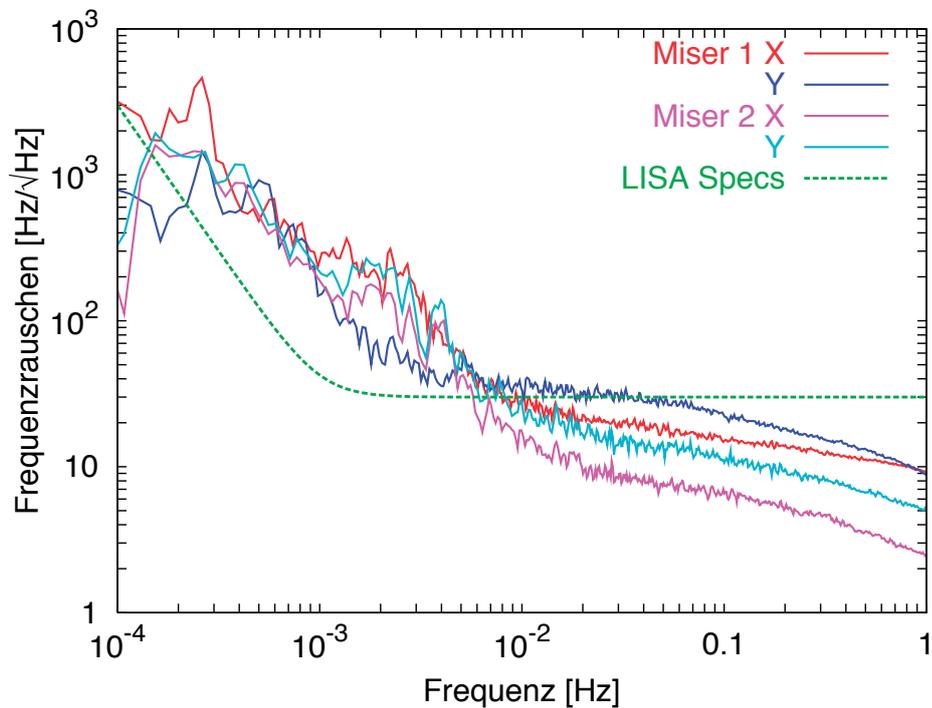


Abbildung 5.3: Durch Strahllagefluktuationen verursachte Frequenzfluktuationen.

Zur Messung der Strahllagefluktuationen wurde ein Teil des vom optischen Resonator reflektierten Lichtes zwischen polarisierendem Strahlteilerwürfel und resonanter Photodiode mit einem Strahlteiler ausgekoppelt, wie Abbildung 5.1 zeigt. Während der Messungen wurden die X - und Y -Signale mit dem Datenaufnahmesystem aufgezeichnet.

Die Kopplungs-Koeffizienten von Photodiodenspannung X und Y auf die Schwebungsfrequenz wurden vermessen, indem der Laserstrahl mit Hilfe des vorderen Einkop-

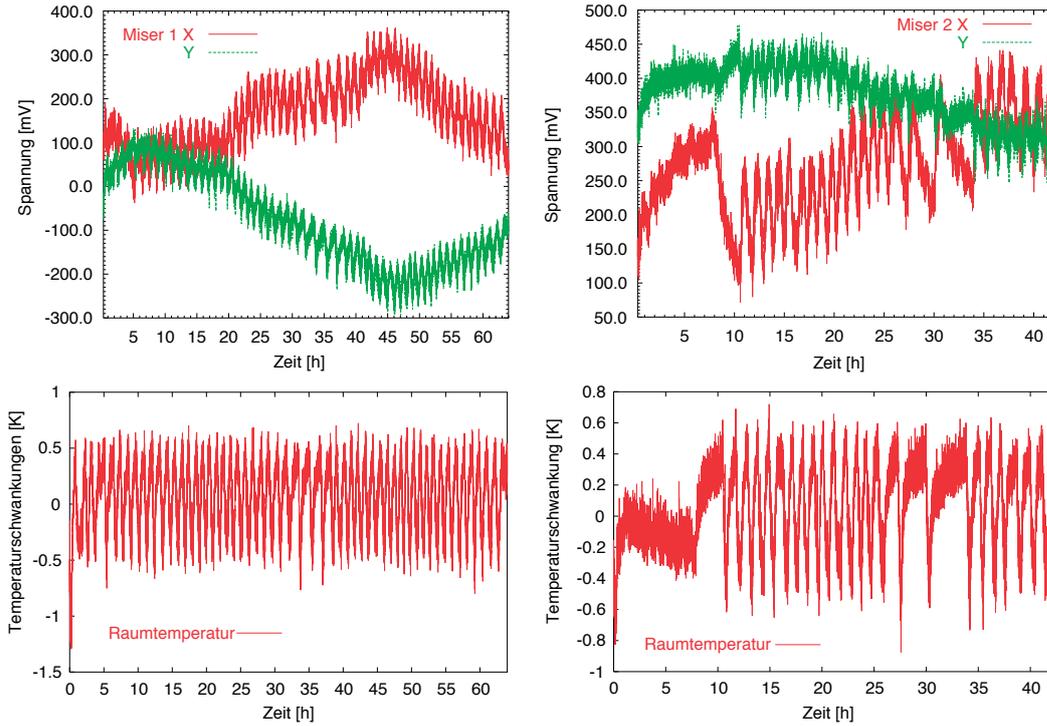


Abbildung 5.4: Vergleich: Zeitserien Strahlgefluktuationen und Raumtemperatur

pelspiegels des Resonators *M1* verkippt und die Frequenzänderung bei entsprechender Photodiodespannung aufgezeichnet wurde. Abbildung 5.2 zeigt die Ergebnisse für *Miser 1* und *Miser 2* jeweils für die *X*- und *Y*-Richtung. An die Messpunkte wurde dann die Gleichung

$$\Delta f = a \cdot U_{\text{PD}}^2 + b \cdot U_{\text{PD}} + c \quad (5.1)$$

angepasst, wobei Δf die Frequenzverschiebung, U_{PD} die Spannung der Quadrantendiode sowie a , b und c Koeffizienten sind.

Die Strahlgefluktuationen wurden über Nacht gemessen und ausgewertet. Dazu wurden die Werte der Zeitserien der *QPD*-Spannungen in Gleichung (5.1) eingesetzt und dadurch in Zeitserien der entsprechenden Frequenzfluktuationen umgewandelt. Anschließend wurden die Zeitserien mit *lpsd* in spektrale Dichten umgerechnet. Die Ergebnisse in Abbildung 5.3 zeigen ein Frequenzrauschen, das deutlich über den LISA-Spezifikationen liegt.

Der Vergleich der Zeitserien der *QPD*-Signale mit der Raumtemperatur, die in Abbildung 5.4 zu sehen sind, zeigt aber, dass in diese Messungen die Schwankungen der Raumtemperatur stark einkoppeln. Diese Raumtemperaturschwankungen koppeln sowohl in die benutzten Quadranten-Photodioden direkt ein als auch in den mechanischen Aufbau des Stabilisierungsexperimentes.

5.2 Differential-Wavefront-Sensing

5.2.1 Messprinzip

Strahllagefluktuationen am optischen Resonator setzen sich aus Verkippungen und Verschiebungen zusammen, wie Abbildung 5.5 zeigt. Die gestrichelte grüne Linie repräsentiert die Lage der Resonator-Eigenmode, die die Lage des einzukoppelnden Laserstrahls vorgibt. Liegt der Laserstrahl genau auf der Eigenmode des Resonators, ist die Justage optimal.



Abbildung 5.5: Strahllagefluktuationen an einem optischen Resonator lassen sich in Strahlverkippung und Strahlverschiebung relativ zum Eigenmode des Resonators, angedeutet durch die grüne Punktlinie, aufteilen.

Mögliche Kopplungsmechanismen von Fehljustagen am optischen Resonator auf die Referenzfrequenz sind (Calloni u. a. (1997)):

- die Änderung der umlaufenden Leistung im Resonator. Diese Leistungsschwankungen führen zu Längenänderungen der optischen Weglänge im Resonator und damit zur Verschiebung der Referenzfrequenz (siehe Abschnitt 4.2.5),
- die Anregung höherer Moden des Resonators, die zu einer Phasenverschiebung im PDH-Fehlersignal führen (Heinzel (1999)).

Mit Hilfe des *differential wavefront sensing* (*DWS*) ist es möglich, Strahllagefluktuationen getrennt in Verkippungen und Verschiebungen zu messen (Grote (1999)). Abbildung 5.6 verdeutlicht das Prinzip: Auf einer Quadrantendiode werden die Wellenfronten¹ zweier Laserstrahlen, die eine feste Phasenbeziehung zueinander haben, zur Interferenz gebracht. Ein Laserstrahl ist dabei mit der Lokaloszillatorfrequenz LO phasenmoduliert, was durch die gestrichelten Linien angedeutet wird. Das auf der Quadrantendiode entstehende Interferenzsignal schwingt mit der Frequenz des Lokaloszillators und hat eine mittlere Phase, die proportional zum Abstand der Wellenfronten ist. Durch Heruntermischen dieses AC-Signals mit dem Lokaloszillator wird diese Phase

¹Die Wellenfronten werden hier der Einfachheit halber als eben dargestellt.

für jeden Quadranten einzeln in eine dazu proportionale Spannung umgewandelt. Treffen parallel laufende Wellenfronten auf die Quadrantendiode, ist der Phasenabstand auf allen Quadranten gleich, die Differenz der einzelnen Phasen ist Null. Treffen die Wellenfronten dagegen mit unterschiedlichem Winkel auf die Quadrantendiode, so ist die Differenz der Phasenlagen proportional zum Winkel zwischen den Wellenfronten.

Wellenfront mit unmoduliertem Licht

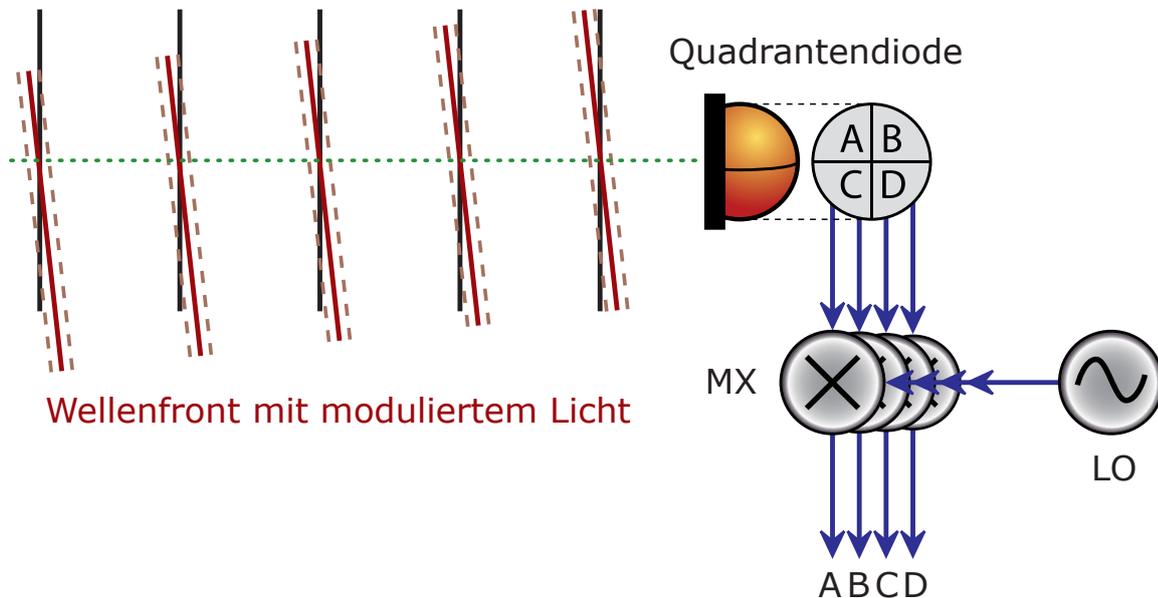


Abbildung 5.6: Prinzip des *Differential-Wavefront-Sensing*: die Wellenfronten zweier Laserstrahlen werden auf einer Quadrantendiode zur Interferenz gebracht. Durch Vergleich der Phasenlage an den einzelnen Quadranten lässt sich der Winkel zwischen den Wellenfronten bestimmen.

Durch eine Kombination von Addierern und Subtrahierern werden die einzelnen Phaseninformationen in zwei senkrecht zueinander stehende Winkelangaben X und Y zusammen gefasst, wie Abbildung 5.7 zeigt. Das *SUM*-Signal gibt den Phasenabstand an, den die beiden Wellenfronten zueinander haben. Sind die beiden Wellenfronten genau mittig auf die Quadrantendiode justiert, ist das Signal unabhängig von dem Winkel, den die beiden Wellenfronten zueinander haben. In einem PDH-Stabilisierungsaufbau entspricht das *SUM*-Signal dem Fehlersignal (siehe Abschnitt 2.3.4) und kann direkt einem Regler zugeführt werden.

Für die DWS-Messung kann direkt das vom optischen Resonator kommende Licht genutzt werden. Bei aktivierter Frequenzregelung wird die Laserfrequenz auf der Resonanz des optischen Resonators gehalten. Der am Resonator reflektierte Anteil des Lichtes ist weiterhin phasenmoduliert, während das aus dem Resonator austretende

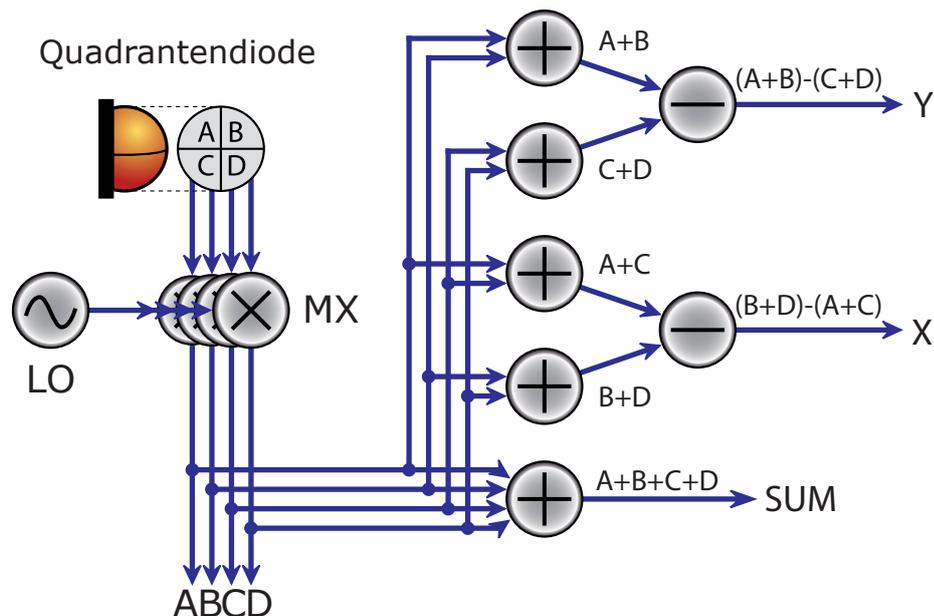


Abbildung 5.7: Prinzipschaltbild der Aufbereitung der Phaseninformationen: Über eine Kombination aus Addierern und Subtrahierern werden zwei senkrecht zueinander stehende Winkelangaben X und Y und ein Summensignal SUM erzeugt.

Licht der Eigenmode des Resonators entspricht und eine vernachlässigbare Phasenmodulation hat. Da die Laserfrequenz durch die Frequenzregelung auf der Resonanz gehalten wird, haben Eigenmode und reflektierter Strahl eine feste Phasenbeziehung² zueinander.

5.2.2 Positionierung der resonanten Quadranten-Dioden

Je nach Abstand der Quadrantendiode zur Strahltaile des optischen Resonators sind sie empfindlicher gegenüber Strahlverkipfung oder -verschiebung. Dieser Zusammenhang lässt sich mit Hilfe Gaußscher Strahlen anschaulich zeigen. In der Strahltaile verlaufen die Wellenfronten eben, während sie sich im Fernfeld kugelförmig ausbreiten (Meschede (2005)).

In Abbildung 5.8 sind Eigenmode und reflektierter Strahl zueinander verkippt dargestellt. Während im Fernfeld die Wellenfronten nach wie vor übereinander liegen, also keine Phasendifferenz zu detektieren ist, sind die Wellenfronten an der Strahltaile zueinander verschoben. Strahlverkipfungen lassen sich also nur in der Nähe der Strahltaile detektieren.

²Das PDH-Fehlersignal entspricht der Frequenzdifferenz zwischen reflektiertem Licht und Lokaloszillator und wird durch die Regelung konstant gehalten.

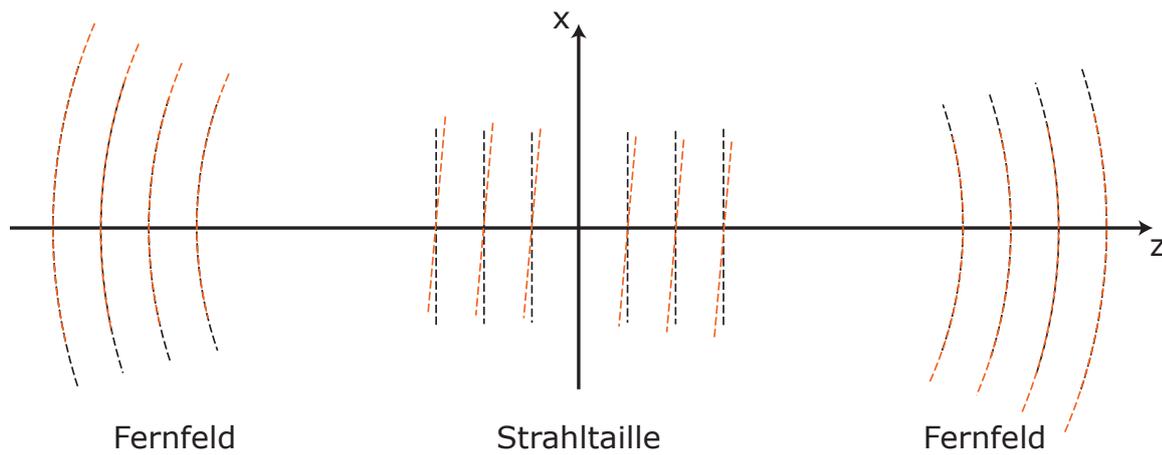


Abbildung 5.8: Strahlverkipfung

In Abbildung 5.9 sind Eigenmode und reflektierter Strahl zueinander verschoben dargestellt. Hier liegen die Wellenfronten im Nahfeld nach wie vor übereinander, während sie im Fernfeld zueinander verschoben sind. Strahlverschiebungen lassen sich also nur im Fernfeld detektieren.

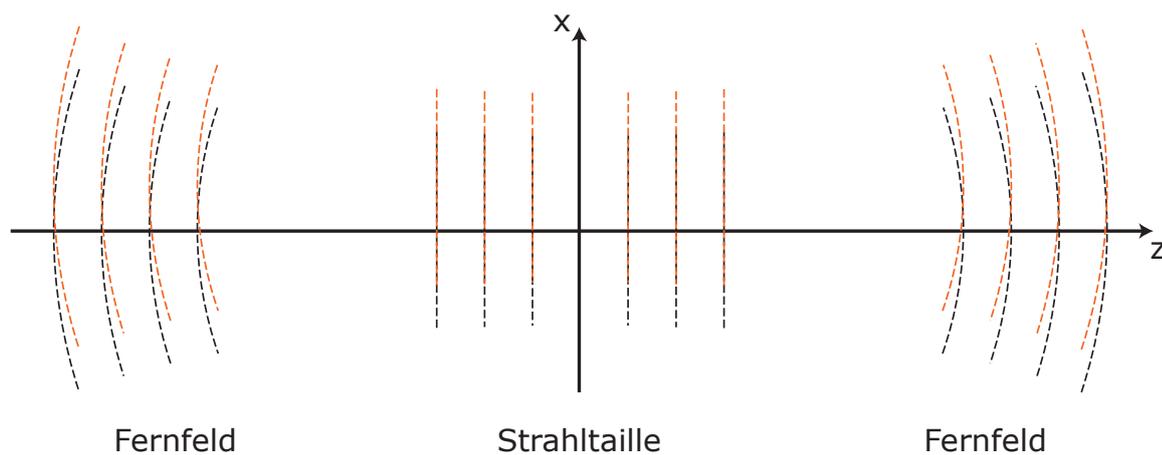


Abbildung 5.9: Strahlverschiebung

Ist eine resonante Quadrantendiode an der Strahltaile positioniert und eine im Fernfeld, dann lassen sich alle vier Freiheitsgrade messen, die die Lage der Eigenmode des Resonators in Bezug auf den einfallenden Strahl beschreiben. Optimal ist eine Guoy-Phase von 90° zwischen den Quadrantendioden, um die Signale einfach in Verkipfung und Verschiebung aufteilen zu können. Eine ausführliche Beschreibung der Signalentstehung findet sich bei Grote (1999).

Die in diesem Aufbau verwendeten optischen Resonatoren haben ihre Strahltaile im Resonator und befinden sich außerdem innerhalb großer Vakuumentanks — die

Positionierung der ersten Quadrantendiode in der Nähe der Strahltaile ist daher nicht möglich. Mit zunehmendem Abstand von der Strahltaile und vor allen Dingen durch den Einbau von Linsen kann die Guoy-Phase allerdings so weit verschoben werden, dass die Phasenverschiebung insgesamt 360° beträgt.

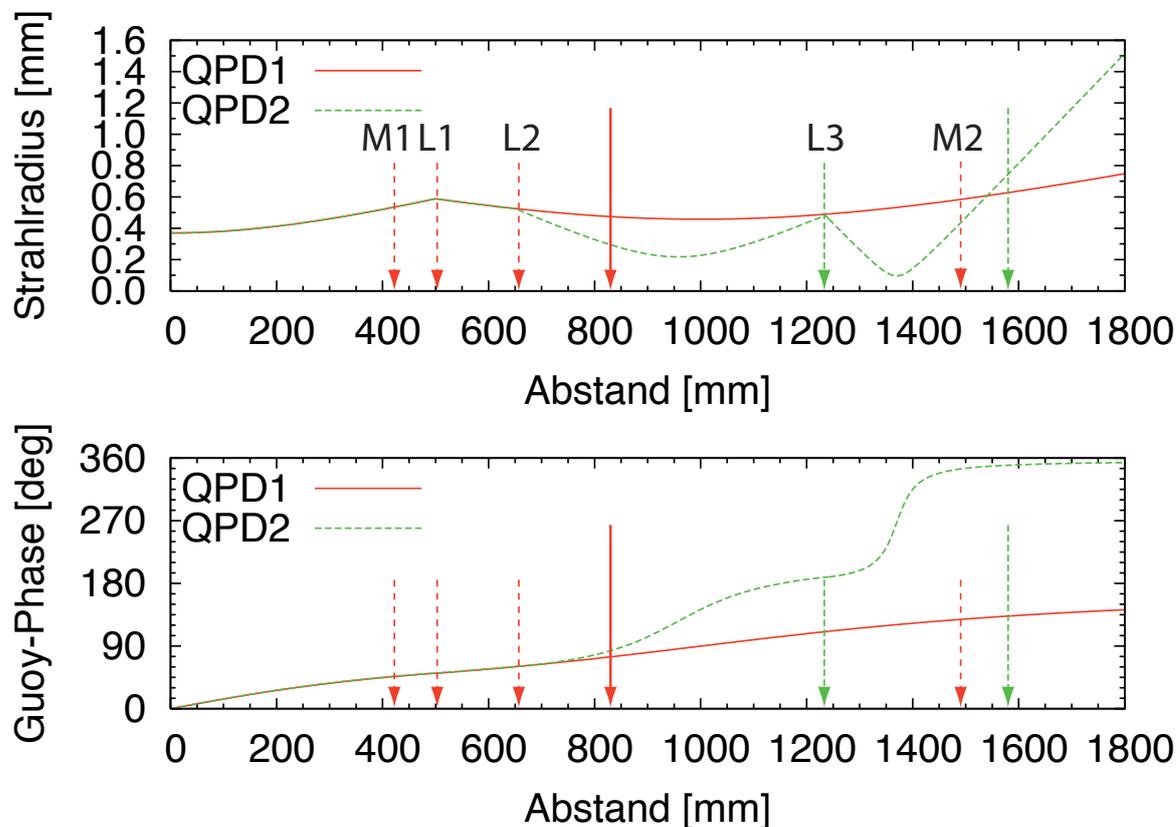


Abbildung 5.10: Positionierung der Quadrantendiode (Tröbs (2005b)).

Abbildung 5.10 zeigt den berechneten Strahlenverlauf für die beiden Quadrantendiode (Tröbs (2005b)): Die erste Quadrantendiode wird in einem Abstand von ca. 835 mm hinter dem Resonatorspiegel positioniert. Die Guoy-Phase beträgt dort ca. 90° , so dass diese Quadrantendiode empfindlich für Verschiebungen der Strahlen zueinander ist. Die zweite Quadrantendiode wird in einem Abstand von ca. 1580 mm aufgestellt. Durch den Einsatz zweier weiterer Linsen wird die Guoy-Phase um insgesamt 360° verschoben, so dass diese Quadrantendiode empfindlich für Strahlverkippen ist. Die Linsen haben folgende Abstände zum Resonator: $L_1 \approx 500$ mm, mit einer Brennweite von $f_1 = 500$ mm, $L_2 \approx 660$ mm mit $f_2 = 500$ mm und $L_3 \approx 1225$ mm mit $f_3 = 100$ mm. Zwischen L_1 und L_2 teilt ein Strahlteiler das vom Resonator kommende Licht zwischen den beiden Quadrantendiode auf.

5.2.3 Piezo-Spiegel

Um die Korrelationen zwischen Strahlverkipfungen und -verschiebungen bestimmen zu können, wurden in dem Aufbau außerdem zwei Piezo-Spiegel vorgesehen, die ein kontrolliertes Verkippen und Verschieben des in den optischen Resonator gehenden Laserstrahls ermöglichten. Der erste Spiegel wurde aus Platzgründen direkt vor dem Fenster des Vakuumtanks positioniert. Der zweite Spiegel wurde in einem passenden Abstand eingebaut, so dass die Phasenverschiebung der Guoy-Phase zwischen den Spiegeln 90° betrug. Die durch die Spiegel verursachten Kombinationen aus Strahlverschiebungen und -verkipfungen waren dadurch zueinander linear unabhängig.

Mit Hilfe der *Orthobox* (siehe Abbildung 5.11) konnte definiert in X- und Y-Richtung verkippt und verschoben werden (Schaltplan A.8). Dazu stehen die Eingänge *ROT X* und *Y* für Verkipfung und *TRANS X* und *Y* für Verschiebung zur Verfügung, an die ein Frequenzgenerator angeschlossen werden kann. Über die mit Potentiometern einstellbare Verstärkung wurde das eingehende Signal so auf die Spiegel-Aktuatoren verteilt, dass die Bewegungen beider Spiegel zusammen eine reine Verkipfung oder Verschiebung ergaben.



Abbildung 5.11: Orthobox: An die Eingänge *ROT X*, *Y* und *TRANS X*, *Y* kann über einen Frequenzgenerator definiert in X- oder Y-Richtung verkippt (*ROT*) oder verschoben (*TRANS*) werden. Über die Potentiometer werden die Signale dazu entsprechend auf die Piezo-Spiegel verteilt.

5.2.4 Die resonanten Quadranten-Photodioden

Die resonanten Quadrantendiode sind eine Weiterentwicklung vorhandener Schaltungen (z.B. Grote (1999)). Neben der Funktionalität waren möglichst kompakter Aufbau und flexible Einsatzmöglichkeiten wesentliche Designkriterien. Das linke Bild in Abbildung 5.12 zeigt den Prototypen (noch ohne Gehäuse), das rechte Bild zeigt die Weiterentwicklung mit Gehäuse.

Die Quadrantendiode bietet

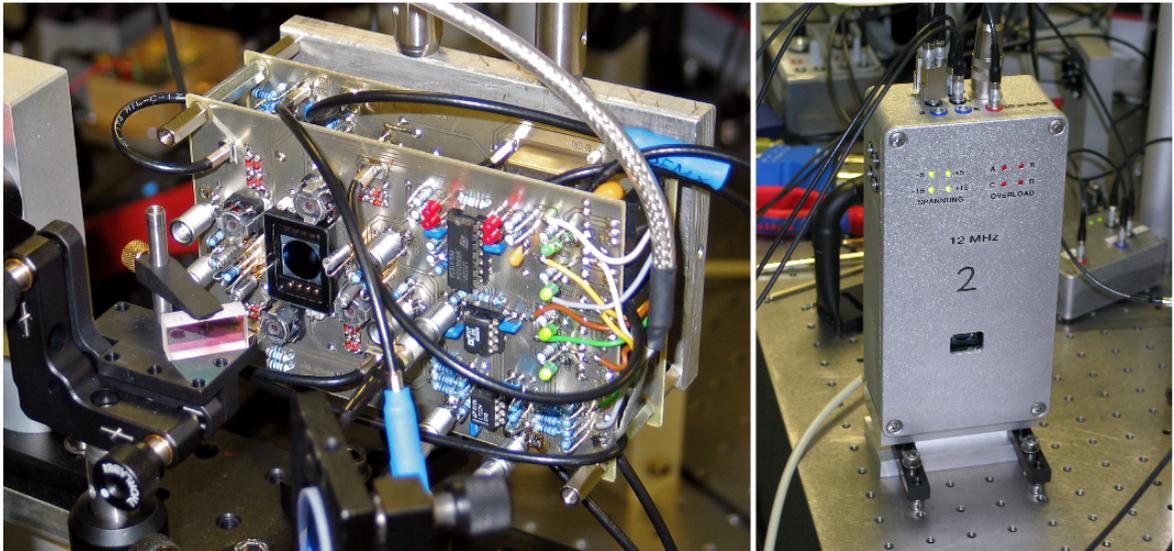


Abbildung 5.12: Der Prototyp der resonanten Quadrantendiode und die Weiterentwicklung mit Gehäuse.

- die Positionssignale DC X , DC Y und das Summensignal DC SUM ;
- die Phasensignale AC X , AC Y und das Summensignal AC SUM , das als Fehler-signal für einen PDH-Stabilisierungsaufbau genutzt werden kann;
- einen 90° -Phasenschalter und einen Phasenschieber, um die Phase des Lokaloszillators anpassen zu können;
- für jeden Quadranten eine Übersteuerungsanzeige;
- einzelne DC- und AC-Ausgänge aller Quadranten zu Testzwecken.

Insgesamt wurden vier resonante Quadrantendioden aufgebaut, jeweils zwei, die für 10 MHz resonant und für 12 MHz resonant sind. Die beiden 12 MHz-Quadrantendioden sind bereits über das Stadium eines Prototypen hinaus gekommen. Sie wurden komplett in ein Gehäuse eingebaut, so dass sich die Mitte des Lichteinlasses genau auf einer Höhe von 100 mm befindet, was die Standard-Strahlhöhe auf dem optischen Tisch ist. Die wichtigen Anschlüsse sind nach oben heraus geführt, damit die Zuleitungen direkt weggeführt werden können. An der Vorderseite sind vier Leuchtdioden der Übersteuerungsanzeige zu sehen, ebenso vier Leuchtdioden, die zur Kontrolle der Versorgungsspannung dienen.



Abbildung 5.13: Messaufbau Strahlfluktuationen.

5.2.5 Messungen

Der Messaufbau und -ablauf lässt sich gut anhand der Abbildung 5.13 erklären: Die vier Oszilloskope zeigen jeweils DC- und AC-Signale der resonanten Quadrantendioden. Auf dem fünften Oszilloskop rechts im Bild wurden bei den Messungen die Signale der Mischer/PLL-Kombination und der Leistungstabilisierung angezeigt. Links im Bild sind die beiden Piezo-Treiber für die Spiegel zu sehen, die über die darüber stehende *Orthobox* angesteuert werden. Während der Messungen wurden die AC-Signale der beiden Quadrantendioden, das Signal der Mischer/PLL-Kombination und die Daten des Frequenzzählers über das Datenaufnahmesystem aufgezeichnet.

Bevor die Strahlfluktuationen an dem optischen Resonator gemessen werden konnten, mussten folgende Vorbereitungen getroffen werden:

- **Justage,**
- **Orthogonalisierung** der Piezo-Spiegel und
- Bestimmung der **Koeffizienten.**

Justage

Die DWS-Messungen liefern nur dann korrekte Ergebnisse, wenn der Laserstrahl senkrecht auf die Mitte der Quadrantendiode trifft. Die Justage erfolgte iterativ mit Hilfe der DC- und AC-Signale.

Orthogonalisierung

Verkippungen der Piezo-Spiegel führen zu einer Kombination aus Verkippung und Verschiebung am optischen Resonator. Durch den Abstand der Spiegel sind die Kombinationen allerdings linear unabhängig und lassen sich mit Hilfe der *Orthobox* orthogonalisieren. Dazu wurde nacheinander eine Schwingung jeweils in einen der vier Eingänge der *Orthobox* gegeben, die den vier Freiheitsgraden entsprechen. Mit den beiden zu dem Kanal gehörenden Potentiometern wurde dann die Verstärkung variiert, bis an einer Quadrantendiode eine maximale Schwankung angezeigt wurde und an der anderen eine minimale.

Koeffizienten

Bei der Bestimmung der Koeffizienten vom DWS-Signal auf die Frequenzverschiebung wurde der einzukoppelnde Laserstrahl definiert in X- oder Y-Richtung verkippt bzw. verschoben. Damit die durch die Fehljustage verursachten Leistungsschwankungen innerhalb des optischen Resonators nicht zu Frequenzverschiebungen führen (siehe Abschnitt 4.2.5), wurde die Leistung aktiv stabilisiert. Dazu wurde eine Photodiode hinter dem optischen Resonator plazierte, die direkt die aus dem Resonator herauskommende Leistung misst.

Die Messung einer Transferfunktion zur Bestimmung der Koeffizienten war auf direktem Weg nicht möglich, da die Frequenzantwort z.T. sehr klein war und sich nicht vom Rauschen abhob.

Daher wurde mit einem Funktionsgenerator ein Sinussignal mit einer Frequenz von 100 mHz in den jeweiligen Eingang der *Orthobox* gegeben. Die Zeitserien vom Generator-signal³, den entsprechenden DWS-Signalen und den Daten des Frequenzzählers wurden mit dem Datenaufnahmesystem aufgezeichnet und anschließend ausgewertet. Dazu wurde im ersten Schritt von den Daten des Frequenzzählers zuerst eine lineare Drift und der Mittelwert abgezogen. Der so gewonnene Datensatz wurde dann anschließend mit der Zeitserie der DWS-Signale zu einem gemeinsamen Datensatz zusammengefasst. Das Ergebnis für einen Freiheitsgrad zeigt Abbildung 5.14, in der die Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von der DWS-Spannung dargestellt worden ist.

An die Daten wurde mittels linearer Regression die Gerade *Fit* gewonnen, deren Steigung der gesuchte Koeffizient ist. Diese Messungen wurden einzeln für die vier

³Das Generatorsignal diente vor allen Dingen der Synchronisierung der Zeitserien.

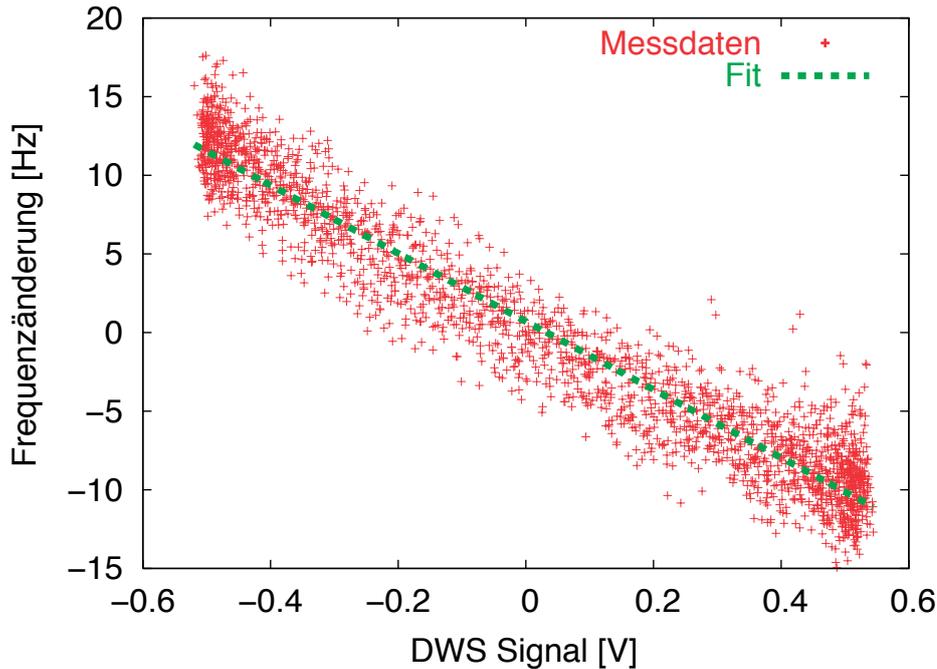


Abbildung 5.14: Anpassung der Messdaten

Freiheitsgrade Verschiebung (*Translation*) in X- und Y-Richtung und Verkippung (*Rotation*) in X- und Y-Richtung durchgeführt.

5.2.6 Ergebnisse

In den Abbildungen 5.15 und 5.16 sind die Koeffizienten von der DWS-Spannung aus der Quadrantendiode auf die Frequenzverschiebung für beide Resonatoren dargestellt.

Strahlverkippungen führen vor allen Dingen dazu, dass sich die im Resonator umlaufende Leistung ändert, da nur der zu der Eigenmode des Resonators parallele Anteil des Laserstrahles eingekoppelt wird. Dieser Effekt wird fast vollständig unterdrückt, wenn die im Resonator umlaufende Leistung durch Anpassen der Laserleistung stabilisiert wird, wie in Abbildung 5.15 zu sehen ist.

Strahlverschiebungen führen dazu, dass in dem optischen Resonator höhere transversale Moden angeregt werden. In Abhängigkeit davon, wie sich die umlaufende Leistung auf die verschiedenen Moden aufteilt, verschiebt sich das PDH-Fehlersignal.

Die Koeffizienten der Verschiebung auf die Referenzfrequenz sind bei Resonator 2 ungefähr doppelt so groß wie bei Resonator 1. Außerdem ist der Koeffizient von Verkippung in X-Richtung sehr groß im Vergleich zu dem Wert für Verkippung in Y-Richtung und den entsprechenden Werten von Resonator 1. Eine mögliche Erklärung für diese Abweichung ist die in dieser Arbeit bereits erwähnte geringere Finesse von Resonator 2 (siehe Abschnitt 3.1.4).

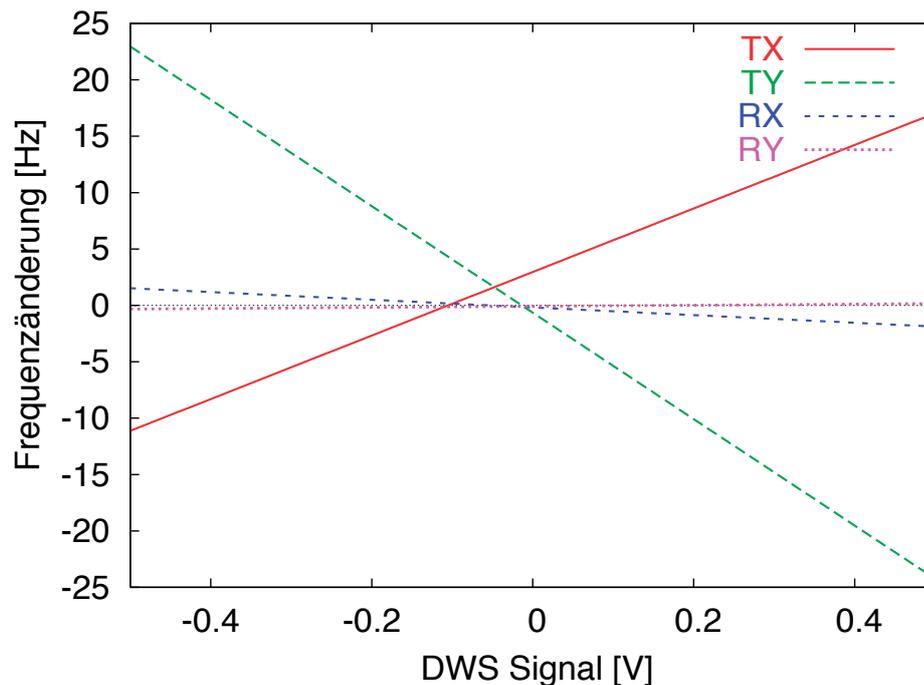


Abbildung 5.15: Koeffizienten von Strahllagefluktuationen auf Frequenz von Resonator 1.

Die gemessenen Koeffizienten zeigten bei Anregungsfrequenzen zwischen 1 Hz und 1 mHz im Rahmen der Messgenauigkeit keine zeitliche Abhängigkeit, wie Abbildung 5.17 beispielhaft für alle vier Freiheitsgrade zeigt. Die Transferfunktion kann also in diesem Frequenzbereich als flach angesehen werden.

In Abbildung 5.18 werden die Beiträge der Strahllagefluktuationen auf das Frequenzrauschen des Schwebungssignals gezeigt. Dazu wurden die über Nacht gemessenen Strahllagefluktuationen mit *lpsd* fouriertransformiert und mit den entsprechenden Koeffizienten multipliziert. Die Auswirkungen der Strahllagefluktuationen werden durch die Kurven *quadratisch addiert* und *linear addiert* zusammengefasst, was eine untere und eine obere Rauschabschätzung darstellt. Bei der quadratischen Addition aller Rauschbeiträge wird davon ausgegangen, dass die einzelnen Rauschbeiträge völlig unabhängig voneinander sind, während voneinander abhängige Rauschbeiträge linear addiert werden. Da die Strahllagefluktuationen sowohl durch Temperaturfluktuationen, als auch durch Seismik verursacht werden, kann nicht davon ausgegangen werden, dass sie völlig unabhängig voneinander sind.

Die durch Strahllagefluktuationen hinzugefügten Rauschbeiträge liegen bei diesen Messungen etwa eine Größenordnung unter der erreichten Frequenzstabilität, sie wirken also nicht begrenzend. Die Spitze bei ca. 0,4 mHz wird durch die Klimaanlage verursacht.

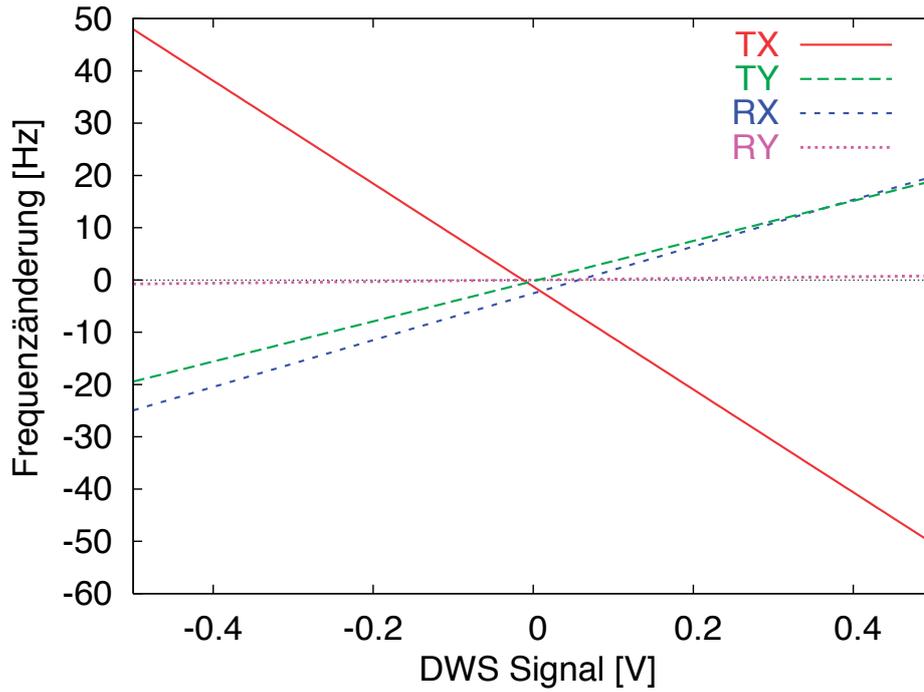


Abbildung 5.16: Koeffizienten von Strahllagefluktuationen auf Frequenz von Resonator 2.

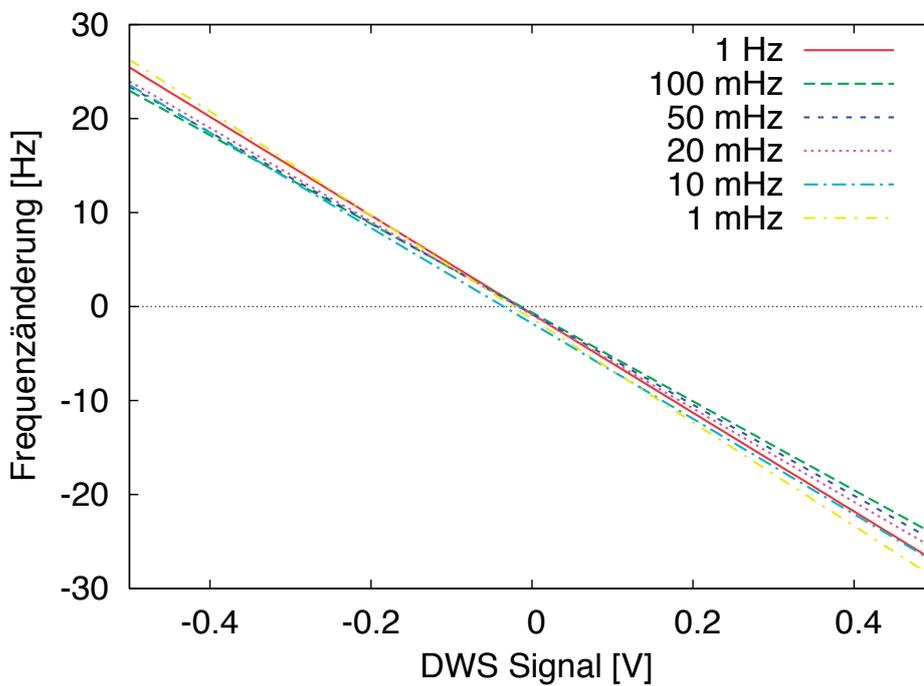


Abbildung 5.17: Frequenzabhängigkeit der Strahllagefluktuationen.

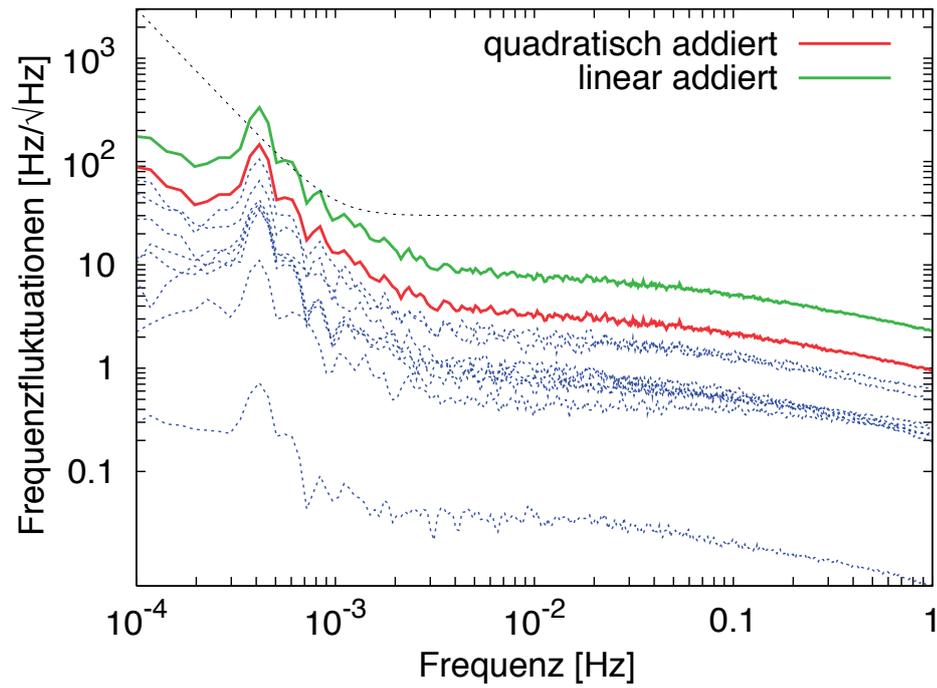


Abbildung 5.18: Rauschprojektion des durch Strahllagefluktuationen verursachte Frequenzrauschen. Die Kurven *quadratisch addiert* und *linear addiert* stellen eine obere und untere Abschätzung dar.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die wissenschaftliche Weltraummission LISA soll ab dem Jahr 2018 Gravitationswellen im Frequenzbereich von 0,1 mHz bis 0,1 Hz detektieren. Eine wesentliche Komponente stellen dabei die hochstabilen Lasersysteme dar. Sie sollen für Frequenzen f von 0,1 mHz bis 10 Hz eine Frequenzstabilität von $\Delta f = 30 \cdot \sqrt{1 + (10^{-3}/f)^4} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ und eine relative Leistungsstabilität von $4 \times 10^{-4} 1/\sqrt{\text{Hz}}$ bieten.

Nach dem derzeitigen Stand stellen monolithische Nd:YAG-NPRO-Laser die besten Kandidaten für die LISA-Mission dar. Ziel dieser Arbeit war, diese Laser in der Frequenz und in der Leistung zu stabilisieren und die begrenzenden Rauschbeiträge der Frequenzstabilisierung zu identifizieren.

Dazu wurden zwei identische Stabilisierungsaufbauten über eine Schwebungsmessung miteinander verglichen. Als Frequenzreferenz wurden lineare Fabry-Perot-Resonatoren mit hoher Finesse benutzt, die aus *ULE* gefertigt worden sind. Die Resonatoren befanden sich zur thermischen Isolation in Vakuumtanks, die mit einer Konstruktion aus mehreren konzentrisch angeordneten Zylinderschalen in Kombination mit Abstandshaltern aus Macor thermische Tiefpässe gebildet haben. Die Ausdehnungskoeffizienten der Resonatoren wurden gemessen und liegen bei $\alpha_T \approx 2,1 \cdot 10^{-8} 1/\text{K}$. Für die Isolation der Vakuumtanks konnte eine Unterdrückung der Raumtemperaturschwankungen bei 0,1 mHz von ca. 10^{-5} ermittelt werden.

Die mit diesem Aufbau anfänglich erreichten Stabilitäten im Bereich von einigen $\text{kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei der Fourierfrequenz von 1 mHz konnten durch die Analyse und Reduzierung der einzelnen Rauschbeiträge auf die für LISA geforderte Stabilität verbessert werden.

Um die Rauschbeiträge zu identifizieren und quantitativ bestimmen zu können, wurde als Messinstrument eine Kombination aus analogem Mischer und PLL aufgebaut. Das Messinstrument ermöglichte die direkte Messung von Transferfunktionen auf die Schwebungsfrequenz und erschloss den Fourierfrequenzbereich oberhalb von ca. 1 Hz, der mit dem vorher eingesetzten Frequenzzähler nicht zugänglich war. Um Strahllagefluktuationen am optischen Resonator messen zu können, wurden resonante Quadranten-Photodioden aufgebaut, die mit Hilfe des *differential-wavefront-sensing* die Lagefluktuationen in Verkipfung und Verschiebung getrennt messen können. Über das kontrollierte Verkippen und Verschieben in X- und Y-Richtung mit Hilfe von Piezo-Spiegeln konnten die Koeffizienten der vier möglichen Freiheitsgraden bestimmt werden. Einflüsse von Temperaturschwankungen wurden durch den Aufbau von Temperaturstabilisierungen für die EOMs und die Photodioden reduziert. Da über die Temperaturstabilisierungen die Temperatur moduliert werden konnte, war es außerdem

möglich, den Einfluss der durch die EOM verursachten Amplitudenmodulationen, die temperaturabhängig sind, auf die Schwebungsfrequenz quantitativ zu untersuchen. Mit der aufgebauten Leistungsstabilisierung konnte die im optischen Resonator umlaufende Leistung stabilisiert und moduliert werden.

Als wesentliche Rauschbeiträge konnten in dieser Arbeit folgende Quellen identifiziert werden:

- Leistungsfluktuationen im optischen Resonator, die zu Frequenzverschiebungen von ca. $1 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ im Frequenzbereich von 1 mHz bis 1 Hz führen,
- Temperaturfluktuationen an der Außenhülle der Vakuumentanks, die bei einer Fourierfrequenz von 0,1 mHz mit ca. $60 \text{ Hz}/\text{K}\cdot\sqrt{\text{Hz}}$ beitragen,
- temperaturabhängige Amplitudenmodulationen der EOM, die mit bis zu $3 \text{ kHz}/\text{K}$ beitragen können,
- durch Strahllagefluktuationen verursachte Beiträge, die insgesamt in der Größenordnung von 20 Hz bis 40 Hz bei einer Fourierfrequenz von 1 mHz beitragen und
- hochfrequente Einstreuungen des Lokaloszillators in die Mischerelektronik.

Eine fundamentale Rauschquelle stellt das thermische Rauschen des optischen Resonators dar. Die erreichten Frequenzstabilitäten liegen bei 1 mHz ungefähr einen Faktor 50 über der unteren Grenze, die durch das thermische Rauschen des optischen Resonators gegeben ist. Begrenzend wirken dabei Temperaturfluktuationen, die über verschiedene Mechanismen auf die Schwebungsfrequenz wirken. Da für die LISA-Satelliten deutlich bessere Temperaturstabilitäten vorgesehen sind, sollte dort eine bessere Frequenzstabilität erreicht werden können. Durch den deutlich kompakteren mechanischen Aufbau in den Satelliten sollten außerdem keine nennenswerten Strahllagefluktuationen auftreten.

Der Stabilisierungsaufbau wird als hochstabile Lichtquelle für weitere Experimente im Institut genutzt. Um den Aufbau benutzerfreundlicher zu gestalten, bietet sich der Einbau eines automatischen Frequenzlocks und eines Autoalignments an. Mit den resonanten Quadranten-Dioden sind bereits wesentliche Vorarbeiten für das Autoalignment gemacht worden.

Um die Frequenzstabilität noch weiter zu verbessern, bietet sich als nächster Schritt eine aktive Temperaturstabilisierung der Vakuumentanks an, die die Schwankungen der Raumtemperatur unterdrückt.

A Elektronik

A.1 Leistungsstabilisierung

Die Leistungsstabilisierung besteht aus drei Baugruppen,

- der Schaltung für den *out-of-loop*-Sensor,
- der Schaltung für den *in-loop*-Sensor und
- dem Regler und Aktuator.

Die Schaltungen für den *in-loop*- und dem *out-of-loop*-Sensor sind identisch aufgebaut (Abbildungen A.1 und A.2). Die Spannung der Photodiode und die gefilterte Referenzspannung werden voneinander abgezogen und bilden das Fehlersignal. Die Referenzspannung von 10 V wird mit einem *AD587* erzeugt, dessen Ausgangsspannung mit einem aktiven Tiefpass gefiltert wird. Das dadurch erreichbare relative Spannungsrauschen von ca. $1 \times 10^{-6} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 mHz (Tröbs (2005a)) ist für die geforderte Leistungsstabilität völlig ausreichend. Für die Datenaufnahme wird das Fehlersignal gepuffert und um den Faktor 50 verstärkt (*Error Monitor*). Für Diagnosezwecke und zum leichteren Finden des Fehlerpunktes steht außerdem noch die gepufferte Photodiodenspannung zur Verfügung (*PD Monitor*).

Der Regler besteht aus einem Proportionalglied, zwei Integratoren, die einzeln zuschaltbar sind, einem Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 50 kHz und einem optionalen Inverter (Abbildung A.3). Der zwischen Regler und Aktuator befindliche Addierer dient zur einfachen Messung von Transferfunktionen. Der Aktuator der hier aufgebauten Leistungsstabilisierung basiert darauf, dass der Pumpstrom der Laserpumpdioden direkt variiert wird. Dazu wird permanent über den FET *IRF 610* ein Teil des vom Lasertreiber gelieferten Pumpstroms über den Widerstand *R31* abgeleitet. Über den Wert von *R31* und die Rückkopplung der an *R31* abfallenden Spannung werden der dynamische Bereich und der Ruhestrom bestimmt. Diese Spannungsmessung ist nur dann möglich, wenn die Schaltungsmasse *floatend* ist, also keine Verbindung zur Labormasse hat, da die Laserdioden selbst bereits über die Laserdiodentreiber mit der Labormasse verbunden sind. Die Schaltung benötigt also eine eigene, galvanisch getrennte Spannungsversorgung.

A.2 HSL-Servo

Die Schaltung zur Frequenzregelung der Laser (Abbildung A.4) basiert auf einem Design von Gerhard Heinzl (Heinzl (2001)) und enthält zwei Regler. Der erste Regler produziert das Stellsignal für den Piezo. Er besteht aus einem Verstärkungsglied und insgesamt vier Integratoren, von denen drei zuschaltbar sind, die zu niedrigen Frequenzen hin für eine hohe Verstärkung sorgen. Die Integratoren werden erst zugeschaltet, wenn das System bereits gelockt ist, da es ansonsten per Hand kaum gelockt werden kann. Der Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 100 kHz dient dazu, Piezo-Resonanzen zu unterdrücken. Der Addierer bietet eine recht einfache Möglichkeit, *open-loop-gain*-Messungen durchzuführen, die zur Kalibration des Fehlersignals dienen. Der zuschaltbare Inverter dient dazu, die Polarität des Stellsignals leicht wechseln zu können. Ein Hub von ± 11 V reicht hierbei am Piezo aus, da Frequenzdriften über den zweiten Regelteil ausgeglichen werden. Auf den üblichen Einsatz von Hochspannung kann daher in diesem Aufbau verzichtet werden (siehe z.B. Quetschke (2003) oder Heurs (2004)). Das Piezo-Stellsignal dient auch als Fehlersignal für den nachfolgenden, zweiten Regler, der aus einem Integrator und einem Spannungsteiler zur Einstellung der Verstärkung besteht. Das von ihm erzeugte Stellsignal wird auf den Temperaturmodulationseingang des Lasertreibers gegeben, der die Temperatur des Laserkristalls regelt. Für Messzwecke stehen gepufferte Ausgänge der Stellsignale und des Fehlersignals (verstärkt um den Faktor 101) zur Verfügung.

A.3 Mischer/PLL-Kombination

Die Mischer/PLL-Kombination (Abbildung A.5) besteht aus

- einem analogen **Mischer**, der das Schwebungssignal in Abhängigkeit von der Frequenz des Lokaloszillators heruntermischt und
- einer digitalen **PLL**, die das heruntergemischte Schwebungssignal in eine dazu proportionale Spannung umsetzt.

In den analogen Mischer *SRA-1* der Firma *Minicircuits* wird zum einen der Lokaloszillator mit einer Leistung von 7 dBm gegeben und zum anderen das Schwebungssignal, das in der Größenordnung von -3 dBm liegt. Das heruntergemischte Signal wird mit einem Tiefpass, dessen Eckfrequenz bei 20 MHz liegt, von störenden Oberwellen befreit und um den Faktor 10 verstärkt. Anschließend teilt sich das Signal auf und führt sowohl zur *PLL* als auch in einen Verstärker für die Nutzung mit einem Kopfhörer. Hier wird das Signal um einen Faktor 20 verstärkt und mit *R8* an die Impedanz des Kopfhörers angepasst. Die Frequenz des Lokaloszillators sollte hierbei ungefähr 500 Hz bis 1 kHz

über oder unter der Schwebungsfrequenz liegen, damit das heruntergemischte Signal hörbar ist.

Auf dem Weg zur *PLL* wird das herunter gemischte Signal um einen Faktor 4 verstärkt. Der Kondensator *C3* filtert Gleichspannungsanteile heraus. Die *PLL* besteht aus einem spannungsgesteuertem Oszillator (*VCO*) und einem Phasenkomparator *PPD*, die sich gemeinsam in dem digitalen Baustein *74HCT9046A* der Firma *Philips* befinden. Durch den Vergleich der Phase des hereinkommenden Signals mit der Phase der vom *VCO* erzeugten Schwingung wird das Fehlersignal generiert und auf den Eingang des *VCO* zurückgekoppelt. Dieses Fehlersignal steht gepuffert als Ausgangssignal zur Verfügung und liegt in dem Bereich von ca. 0,5 V bis 3,8 V. Damit wird der dynamische Bereich des A/D-Wandlers (−4,5 V bis 4,5 V) nicht ausgeschöpft, der für die Datenaufnahme genutzt wird. Daher wird mit einem *AD587* mit nachgeschaltetem Filter und Inverter eine Spannung von −10 V erzeugt, die dann über einen Addierer als −2 V auf das Ausgangssignal der *PLL* gegeben wird, so dass sie symmetrisch um 0 V ist. Durch eine anschließende Verstärkung um den Faktor 4 wird der dynamische Bereich nun voll ausgenutzt. Der Tiefpass mit der Eckfrequenz von 10 kHz dient dazu, hochfrequente Störungen zu unterdrücken, die sich als unangenehme Klickgeräusche im Kopfhörer bemerkbar machen.

Die Außenbeschaltung der *PLL* ist so gewählt, dass der dynamische Bereich ungefähr 200 kHz beträgt.

A.4 Mischer

Der *Mischer* (Abbildung A.6 und A.7) ist ein Design von Gerhard Heinzl (Heinzl (2001)). Neben dem namensgebenden Mischer beinhaltet diese Schaltung folgende Elemente:

- **Frequenzgenerator**, bestehend aus Quarz, Verstärker und Filter zur Formung eines Sinus;
- **Aufbereitung Lokalsoszillator**, bestehend aus Leistungsteiler (ein Ausgang treibt den resonanten EOM), Phasenschieber, Bandpass und Verstärkung;
- der eigentliche **Mischer** mit nachfolgendem Tiefpass und einstellbarem Offset.

Das von dem Quarz erzeugte Signal, der Lokalsoszillator (LO), wird in dem Inverter-Gatter *N1* verstärkt und anschließend in dem Bandpass in ein sinusförmiges Signal umgeformt.

Dieses Signal wird über den Leistungsteiler *PSC-2-1* sowohl einem *EOM* als Lokalsoszillator zugeführt als auch dem Phasenschieber *N3*. Dieser Phasenschieber verschiebt die Phase des LO um $\pm 90^\circ$ und stellt beide verschobenen Signale am Ausgang

zur Verfügung, wo sie mit dem Schiebeschalter ausgewählt werden können. Anschließend wird das Signal in den spannungsgesteuerten Phasenschieber N_4 gegeben, der die Phase in Abhängigkeit von der angelegten Spannung verschieben kann. Die Gleichspannung wird dazu über einen $AD587$ erzeugt, verstärkt und über das Potentiometer P_2 variiert. Anschließend wird das Signal um den Faktor 4 verstärkt, mit einem Bandpass gefiltert (der über C_9 justierbar ist) und zwei Verstärkern zugeführt. Der hier eingesetzte analoge Mischer $TFM-3H$ von *Minicircuits* benötigt einen LO mit 17 dBm Leistung, die von einem der Verstärker zur Verfügung gestellt werden. Der zweite Verstärker dient Messzwecken.

Das heruntergemischte Signal wird hinter dem Mischer mit einem 4-poligen Tschebyscheff-Tiefpass gefiltert und um den Faktor 10 verstärkt. Um eventuelle Offsets ausgleichen zu können, wird schließlich über einen Addierer eine einstellbare Gleichspannung auf das herunter gemischte Signal addiert.

A.5 Orthogonalisierungsbox

Die *Orthogonalisierungsbox* (Abbildung A.8) besteht aus vier Eingängen, die für Verkippung und Verschiebung in jeweils X- und Y-Richtung stehen und einem Offset-Eingang, der es ermöglicht, alle Spiegelachsen auf eine mittlere Spannung zu legen. Die herein kommenden Signale werden durch eine Kombination aus Verstärkern mit einer Verstärkung von -1 bis 1 und Addieren auf die Spiegelachsen verteilt. Dadurch können die Piezo-Spiegel so angesteuert werden, dass sie in der Kombination ihrer Bewegungen den Laserstrahl an dem optischen Resonator verschieben oder verkippen.

A.6 QPD-Versorgung

Bei dem in dieser Arbeit genutzten *differential wavefront sensing* wird die Phase des modulierten Laserlichtes mit einem Lokaloszillator verglichen. Die Quadranten-Dioden müssen also mit dem selben Lokaloszillator betrieben werden, der auch den EOM treibt und der dem Mischer zur Generierung des Fehlersignals zur Verfügung steht. Um nicht eine komplett neue Mischerbox designen zu müssen, sondern auf bestehende Elektronik zurückgreifen zu können, wurde die Schaltung in Abbildung A.9 aufgebaut. Als Lokaloszillator wird weiterhin die Mischerbox verwendet, an den Ausgang für den EOM wird jetzt allerdings der Eingang der QPD-Versorgung angeschlossen. Am Ausgang stehen dann das Treibersignal für den EOM und die Lokaloszillatoren für die Quadrantendioden zur Verfügung.

Wenn eine der Quadrantendioden zusätzlich für die Frequenzstabilisierung genutzt werden soll, kann auf den Einsatz der Mischerbox verzichtet werden. In diesem Fall wird

einfach an den Eingang der Schaltung ein Frequenzgenerator mit dem entsprechenden Pegel angeschlossen.

A.7 Resonante Quadranten-Photodiode

Die resonanten Quadranten-Photodioden beinhalten folgende Baugruppen:

- Vier **resonant aufgebaute Photodiodenquadranten**, jeweils mit AC- und DC-Ausgang (Abbildung A.10),
- **X, Y, SUM** Ausgänge für AC und DC (Abbildung A.11),
- vier **Mischer**, die über einen gemeinsamen Phasenschieber angesteuert werden (Abbildungen A.12 und A.13).

Die Quadranten-Photodiode (siehe Abbildung A.10) wird über eine zusätzlich gefilterte Spannung versorgt, um HF-Einstreuungen zu unterdrücken. Die Photodiodenverstärker bestehen aus einem AC- und einem DC-Zweig. Der AC-Zweig besteht aus dem Resonanzkreis, der aus der Spule und dem in Reihe dazu geschalteten Widerstand besteht (z.B. $L2$ und $C6$). Die Spulen müssen einzeln, passend zur geplanten Resonanzfrequenz, gewickelt werden. Der Abgleich des Resonanzkreises erfolgt mit einem Netzwerkanalysator. Dazu wird mit einer modulierbaren Lichtquelle (z.B. Laserdiode) die Transferfunktion gemessen, Kondensator und Widerstand werden optimiert. Bei den großflächigen Quadrantendioden kann eine Güte von 5 erreicht werden. Die Schutzdioden dienen dazu, Überspannungen abzuleiten, die den OP *AD8048S* sonst zerstören würden.

Der DC-Zweig besteht aus dem Standard-vierfach-OP *LT1125*, der hier aus Platzgründen gewählt wurde. Der invertierende Eingang der OP wird mit der Baugruppe *DC Overload* (Abbildung A.11) überwacht. Steigt die Spannung über 100 mV, leuchtet die entsprechende *Overload*-LED. Dies kann dann passieren, wenn die Photodiode so stark beleuchtet wird, dass der OP nicht mehr genügend Strom liefern kann.

Die Addierer, die die *X*-, die *Y*- und *SUM*-Signale sowohl für den DC-, als auch für den AC-Zweig erzeugen, sind in Abbildung A.11 abgebildet.

Der Phasenschieber (Abbildung A.12) ist genauso aufgebaut wie in A.4. Der aufbereitete Lokaloszillator wird über vier Verstärker auf 7 dBm gebracht und zu den Mixern geführt. Die Beschaltung hinter den Mixern ist ebenfalls analog zu der Mischerschaltung in A.4 aufgebaut. Um in der Wahl der Mischer etwas flexibler zu sein, wurden zwei Gehäusetypen im Layout vorgesehen.

A.8 Temperaturstabilisierung für EOM und Photodiode

Die Temperaturstabilisierungen für EOM und Photodiode bestehen aus *Sensor* (Abbildung A.14 und A.16) und *Regler und Aktuator* (Abbildung A.15 und A.17).

Der *Sensor* ist für die EOMs und die Photodioden identisch aufgebaut. Die Auslesung der *NTCs* erfolgt über einen Spannungsteiler, der von dem *NTC* und einem Präzisionswiderstand R gebildet wird. An dem Spannungsteiler liegen tiefpassgefilterte $\pm 10\text{ V}$ an, so dass am Eingang des OP genau dann 0 V anliegen, wenn die Widerstände gleich sind. Über den Widerstandswert von R lässt sich die Soll-Temperatur einstellen. Die in dieser Schaltung benutzten *NTC* haben bei 20°C einen Widerstand in der Größenordnung von $90\text{ k}\Omega$. Die am OP anliegende Spannung wird mit einem Faktor 10 verstärkt und stellt das Fehlersignal oder das *out-of-loop*-Signal dar. An den Messausgängen stehen sowohl das Fehler-, als auch das *out-of-loop*-Signal mit einer Auflösung von $113,5\text{ V/K}$ zur Verfügung.

Die *Regler und Aktuator*-Schaltungen unterscheiden sich für EOM und Photodiode nur in dem Frequenzgang des Reglers. Die Dioden im Eingang des Peltier-Treibers dienen dazu, die Eingangsspannung zu begrenzen, da der OP *L165* zum Schwingen neigt.

Eine Besonderheit dieser Temperaturstabilisierungen ist der schaltbare Addierer, der entweder vor den Regler, oder vor den Peltiertreiber geschaltet werden kann. Dadurch kann entweder auf das Fehlersignal ein Offset addiert, oder der Peltier-Treiber direkt angesteuert werden.

A.9 Schaltpläne

Auf den folgenden Seiten sind die Schaltpläne der für diese Arbeit aufgebauten Elektronikschaltungen abgebildet.

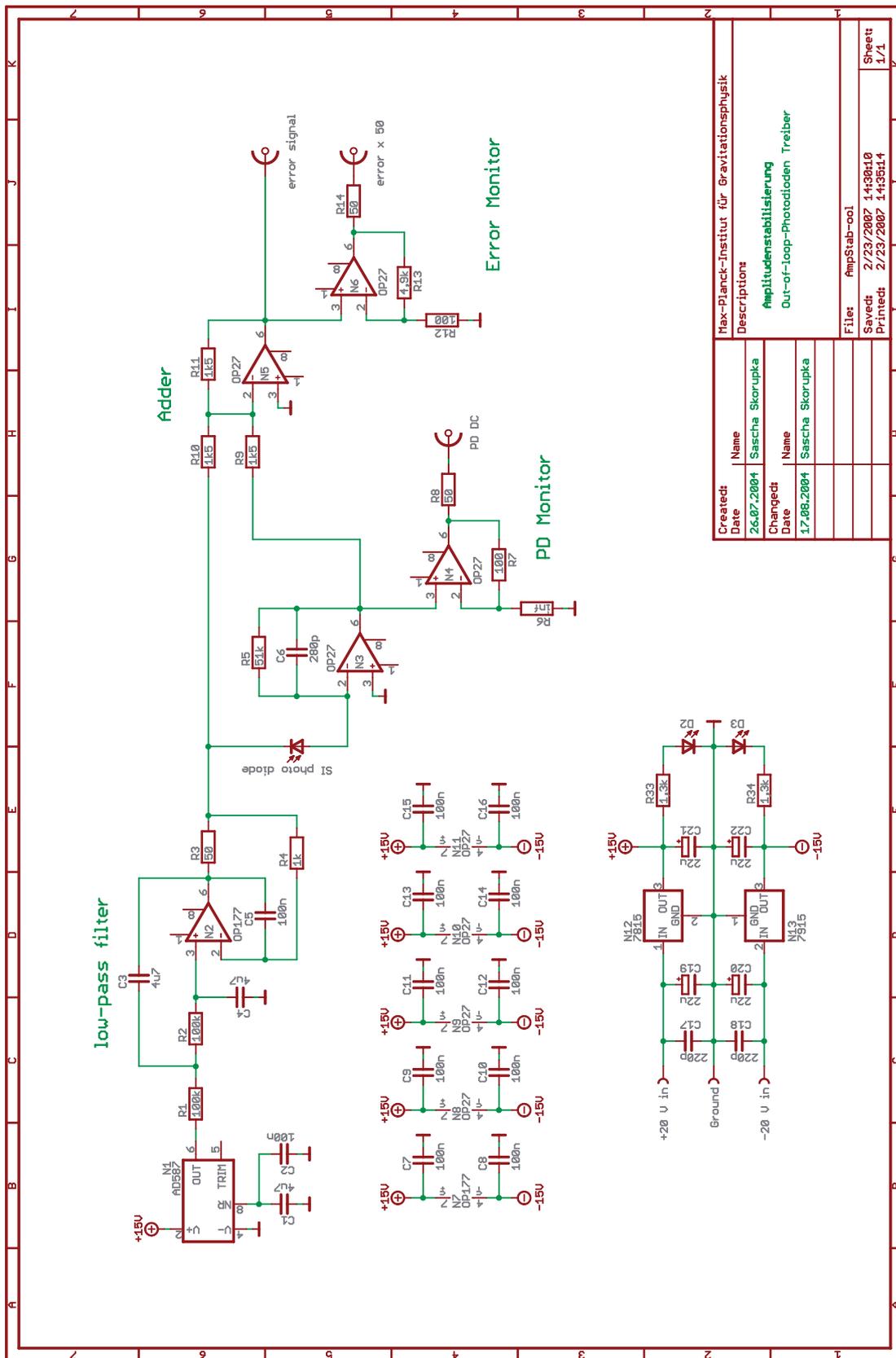


Abbildung A.1: Intensitätsstabilisierung: *Out-of-loop*-Sensor

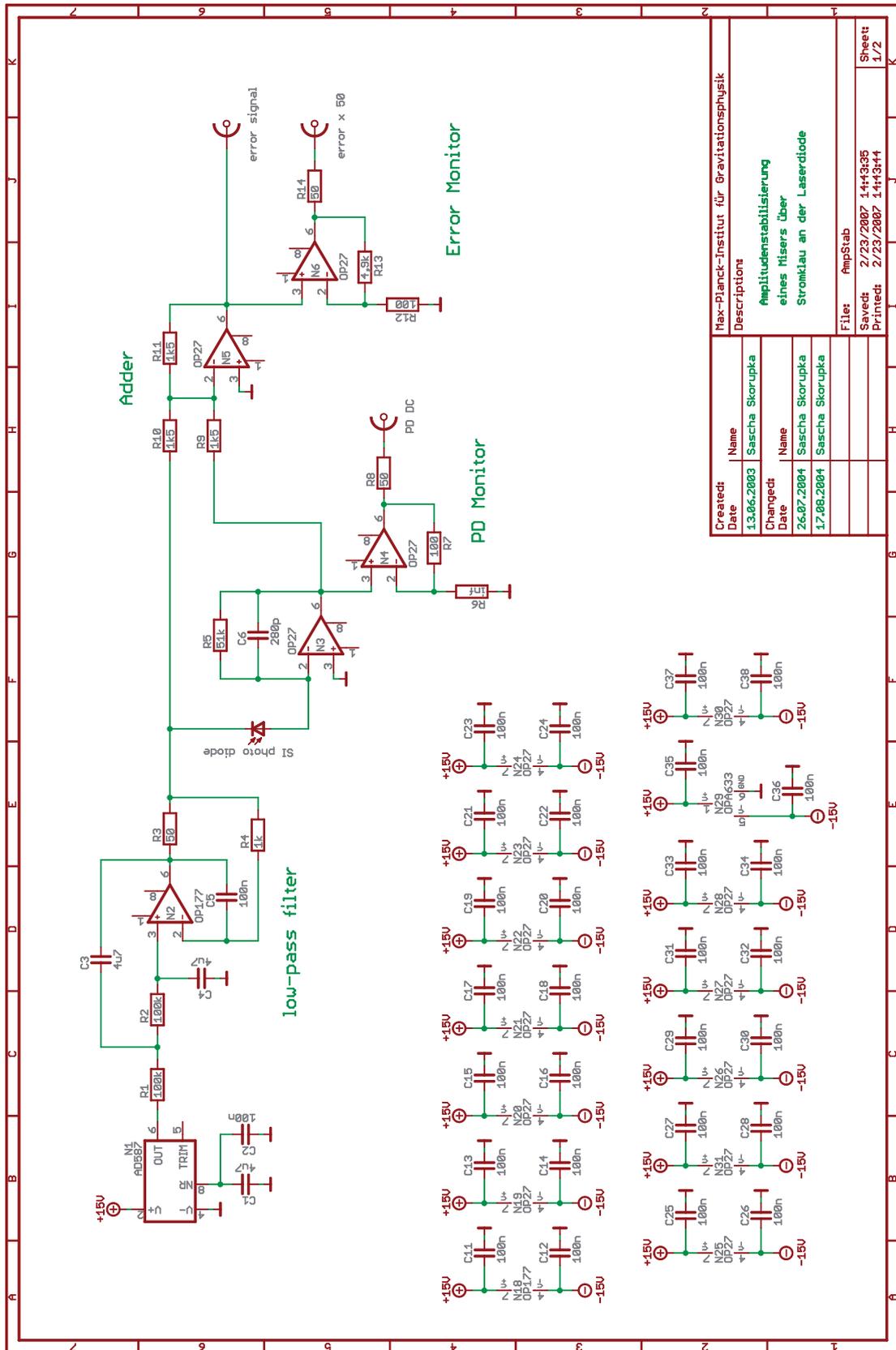
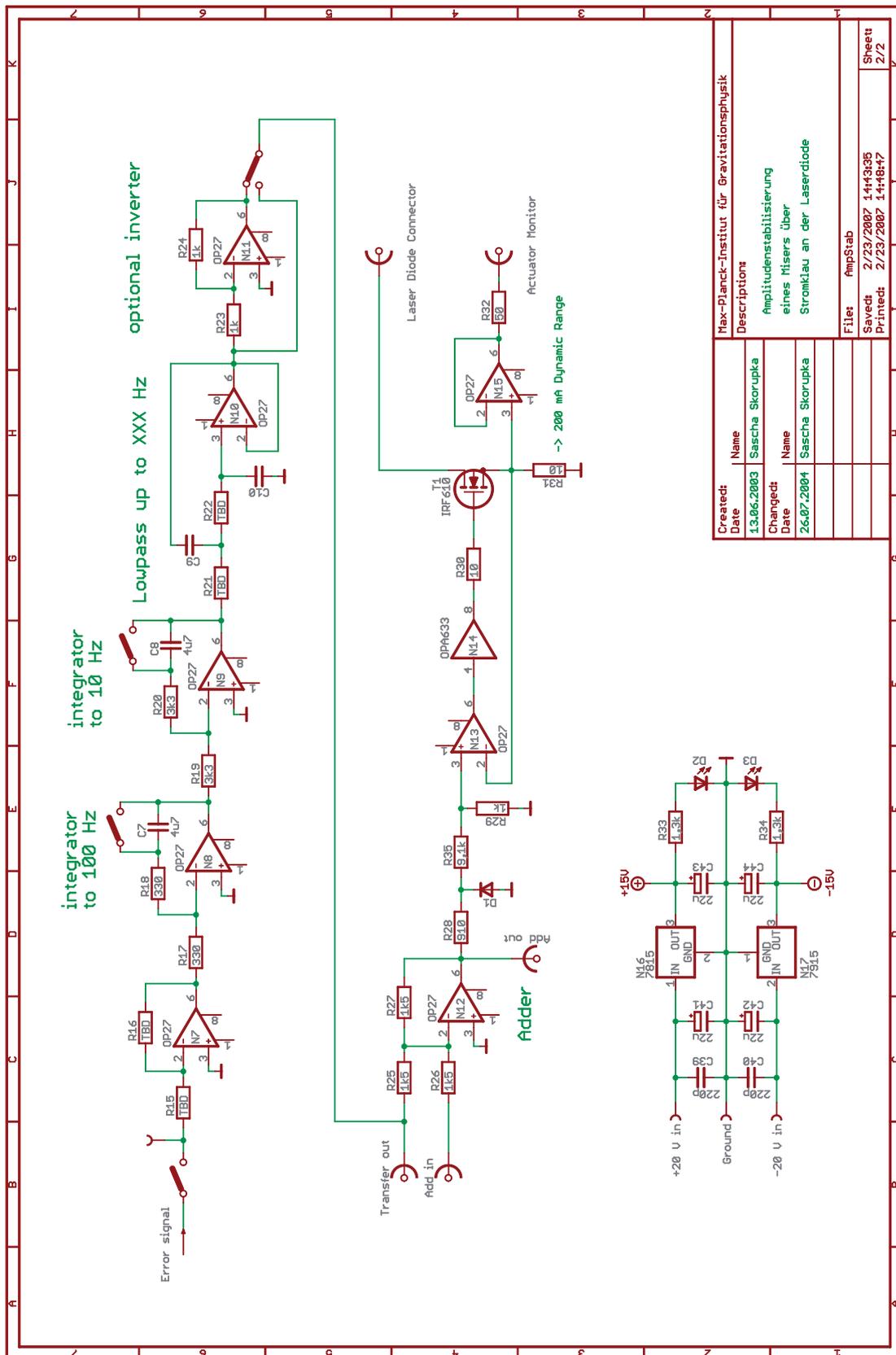


Abbildung A.2: Intensitätsstabilisierung: *in-loop*-Sensor



| Created: | Name | Max-Planck-Institut für Gravitationsphysik |
|------------|-----------------|--|
| Date | Sascha Skorpuka | Descriptions |
| 13.06.2003 | | Amplitudenstabilisierung |
| Changed: | | eines Misers über |
| Date | Name | Stromktau an der Laserdiode |
| 26.07.2004 | Sascha Skorpuka | |
| | | File: AmpStab |
| | | Saved: 2/23/2007 14:43:35 |
| | | Printed: 2/23/2007 14:48:47 |
| | | Sheet 2/2 |

Abbildung A.3: Intensitätsstabilisierung: Regler und Aktuator

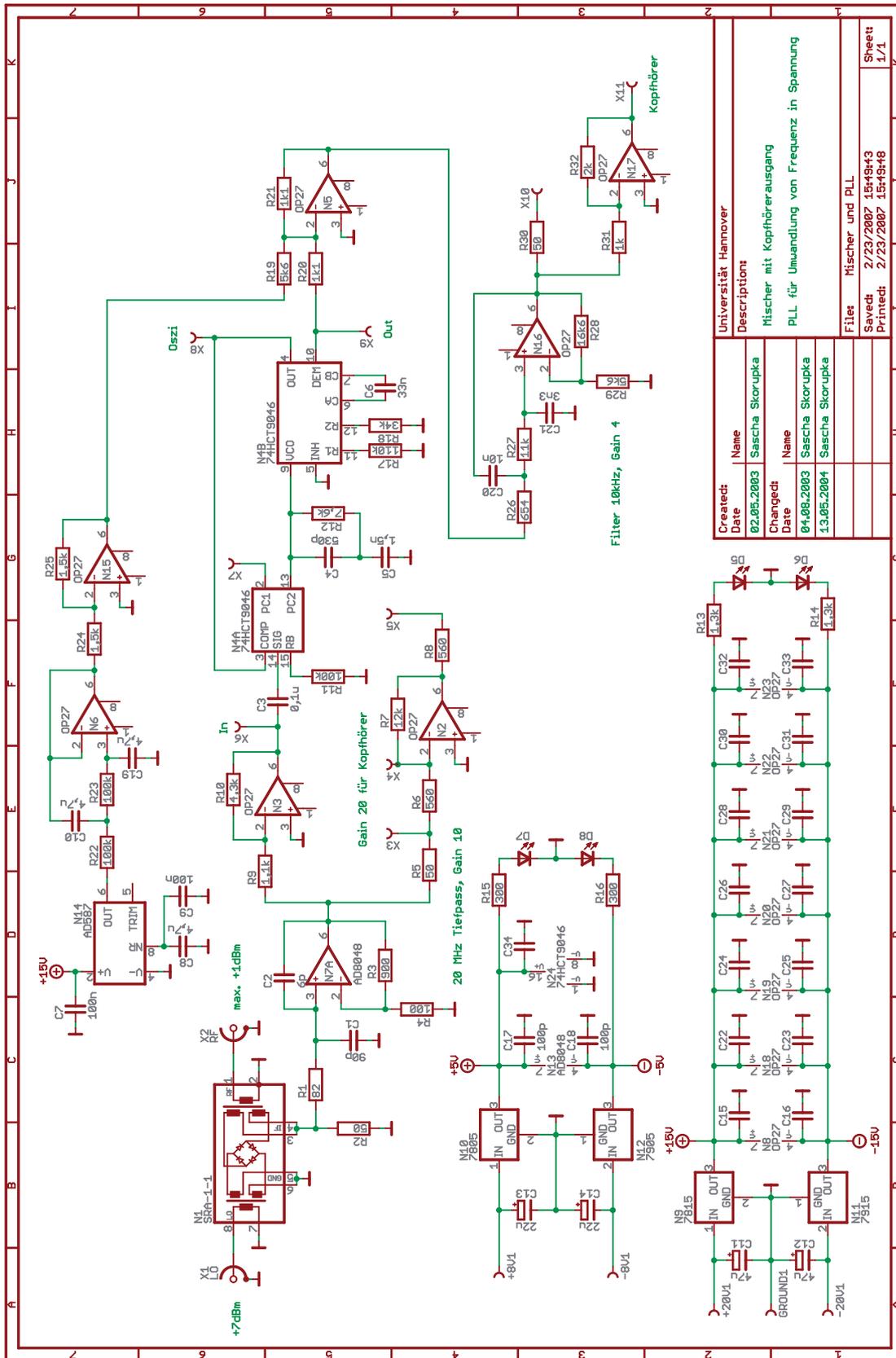


Abbildung A.5: Mischer/PLL-Kombination

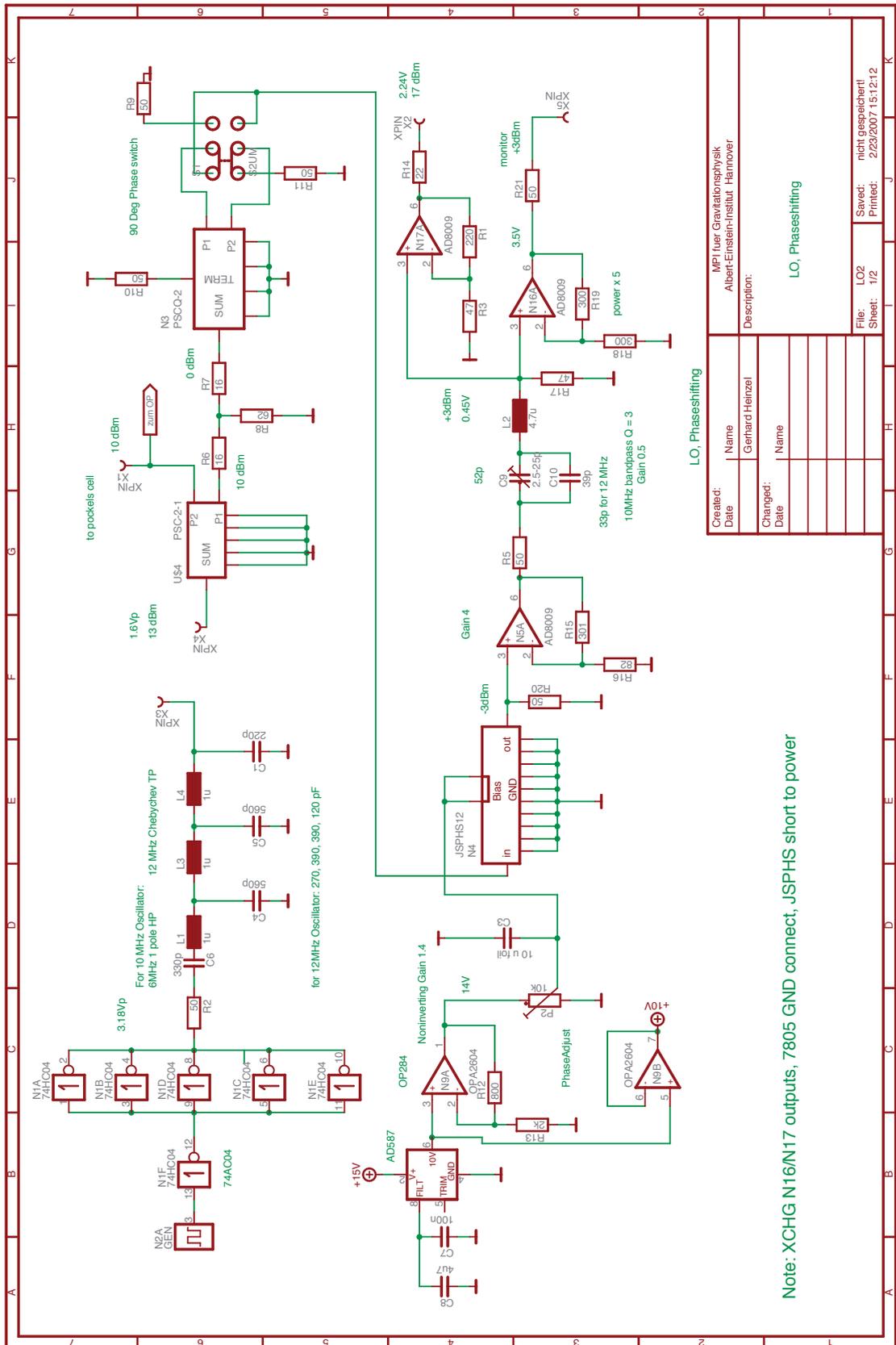


Abbildung A.6: Mischer Seite 1

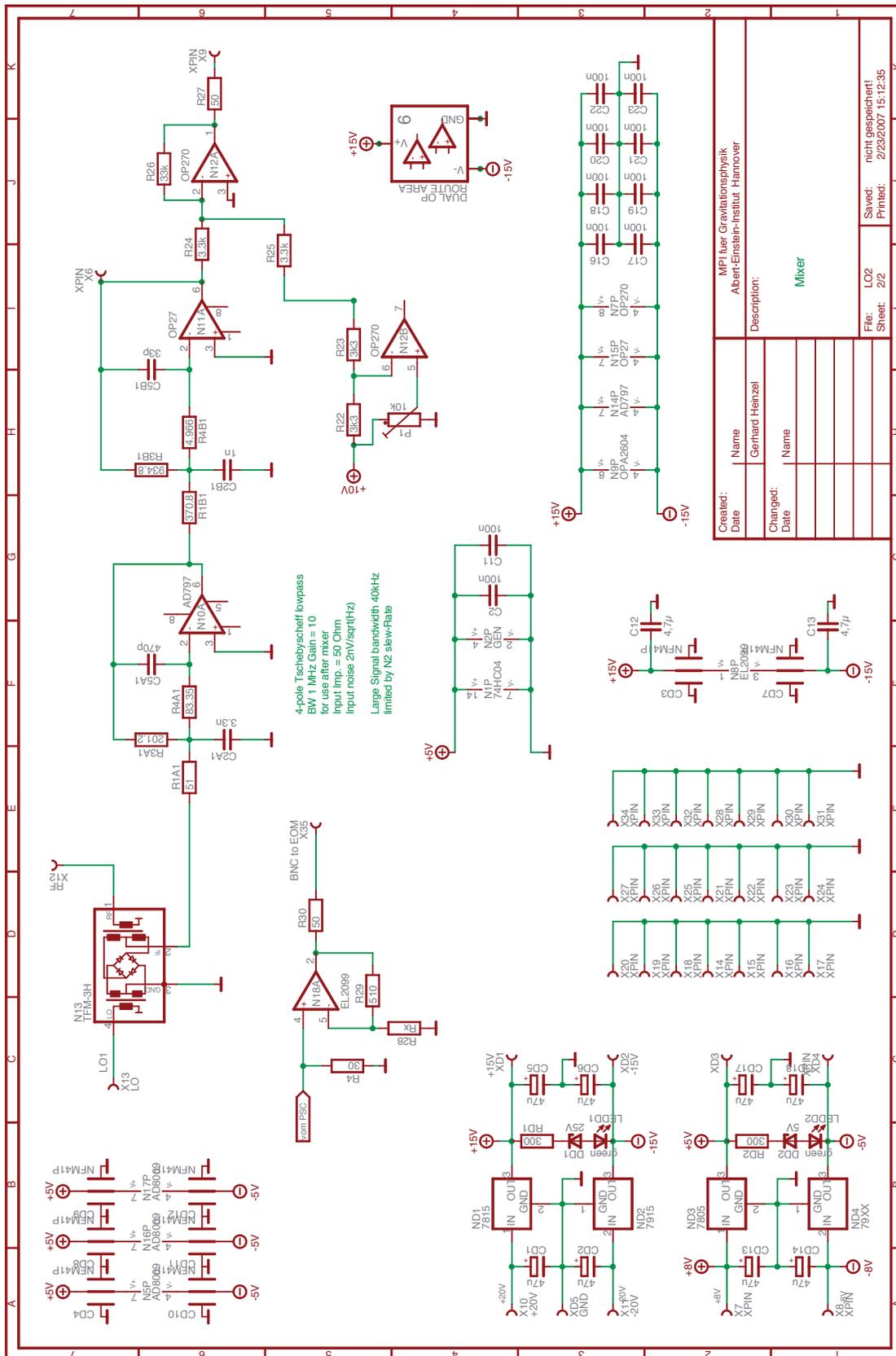


Abbildung A.7: Mischer Seite 2

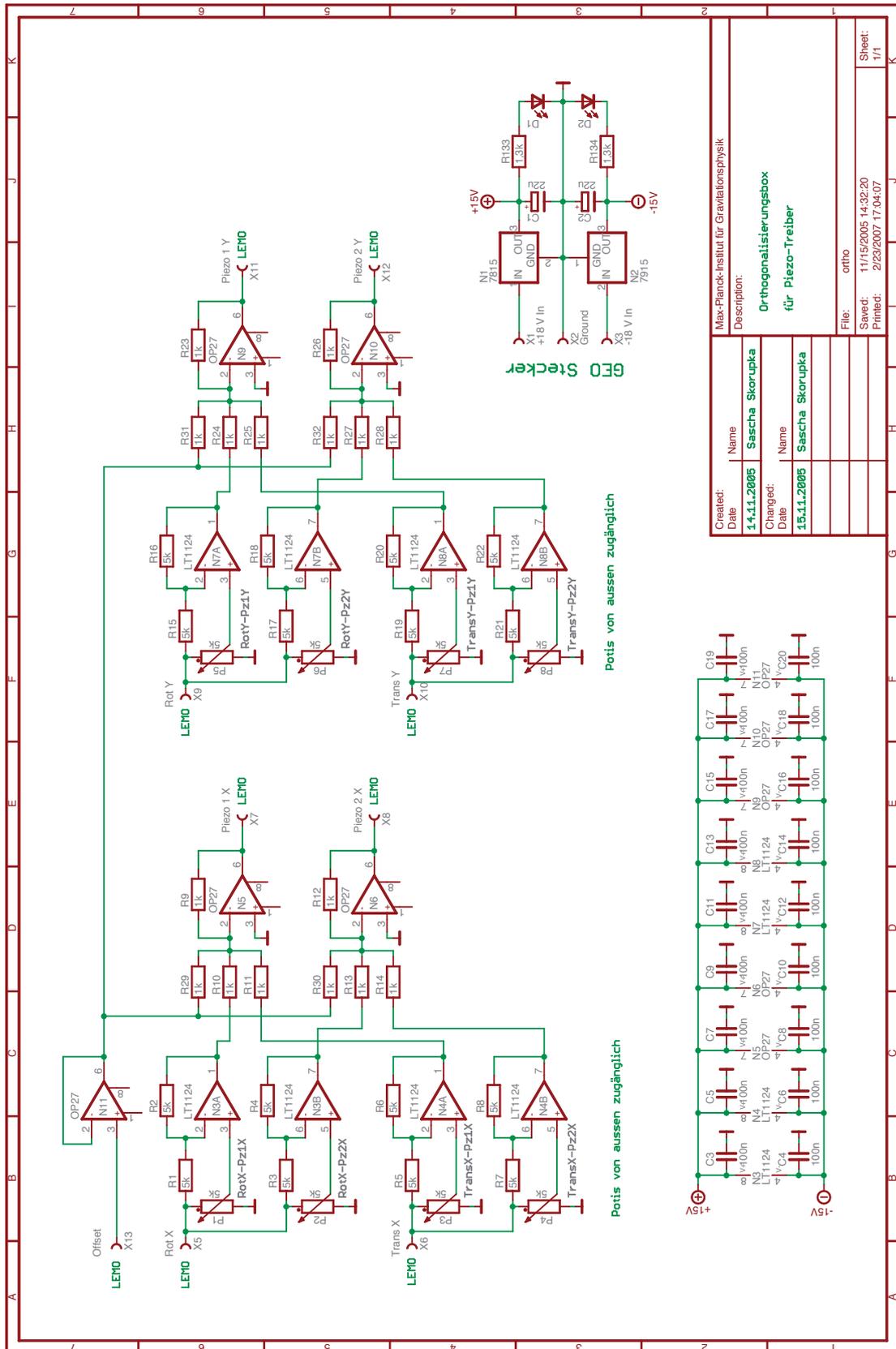


Abbildung A.8: Orthogonalisierungs-Elektronik

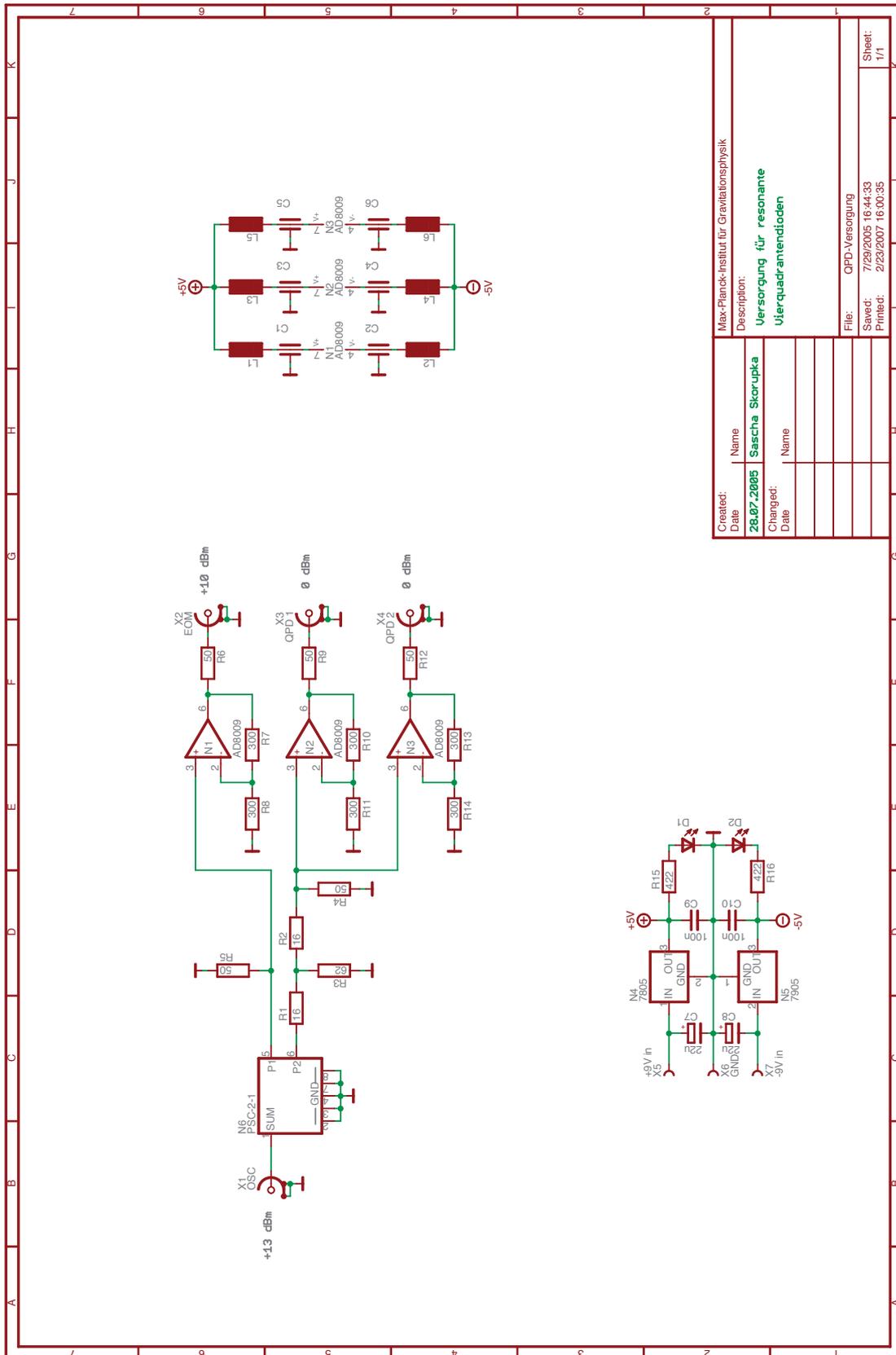


Abbildung A.9: QPD-Versorgung

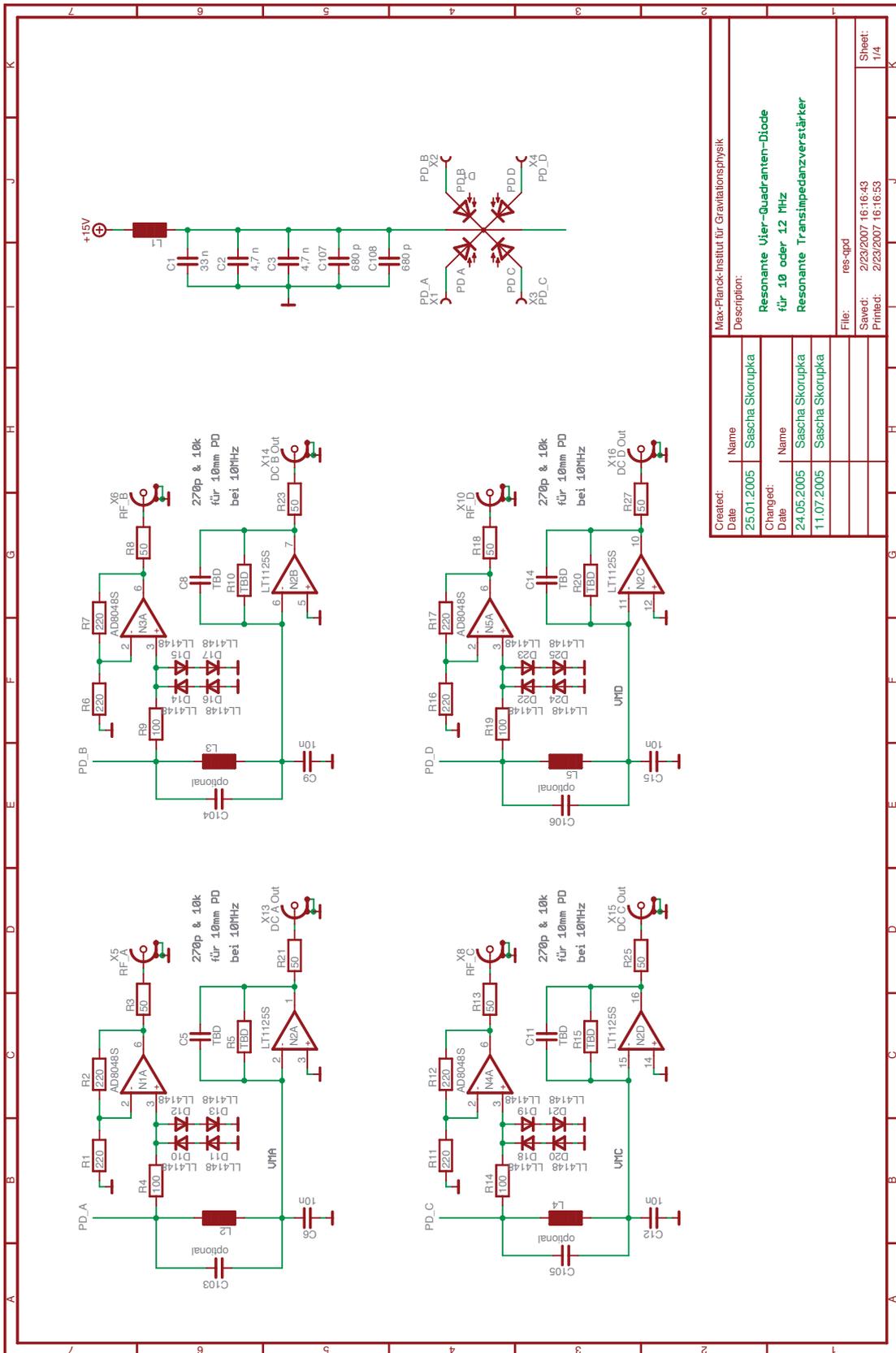


Abbildung A.10: Resonante Quadrantendiode Blatt 1

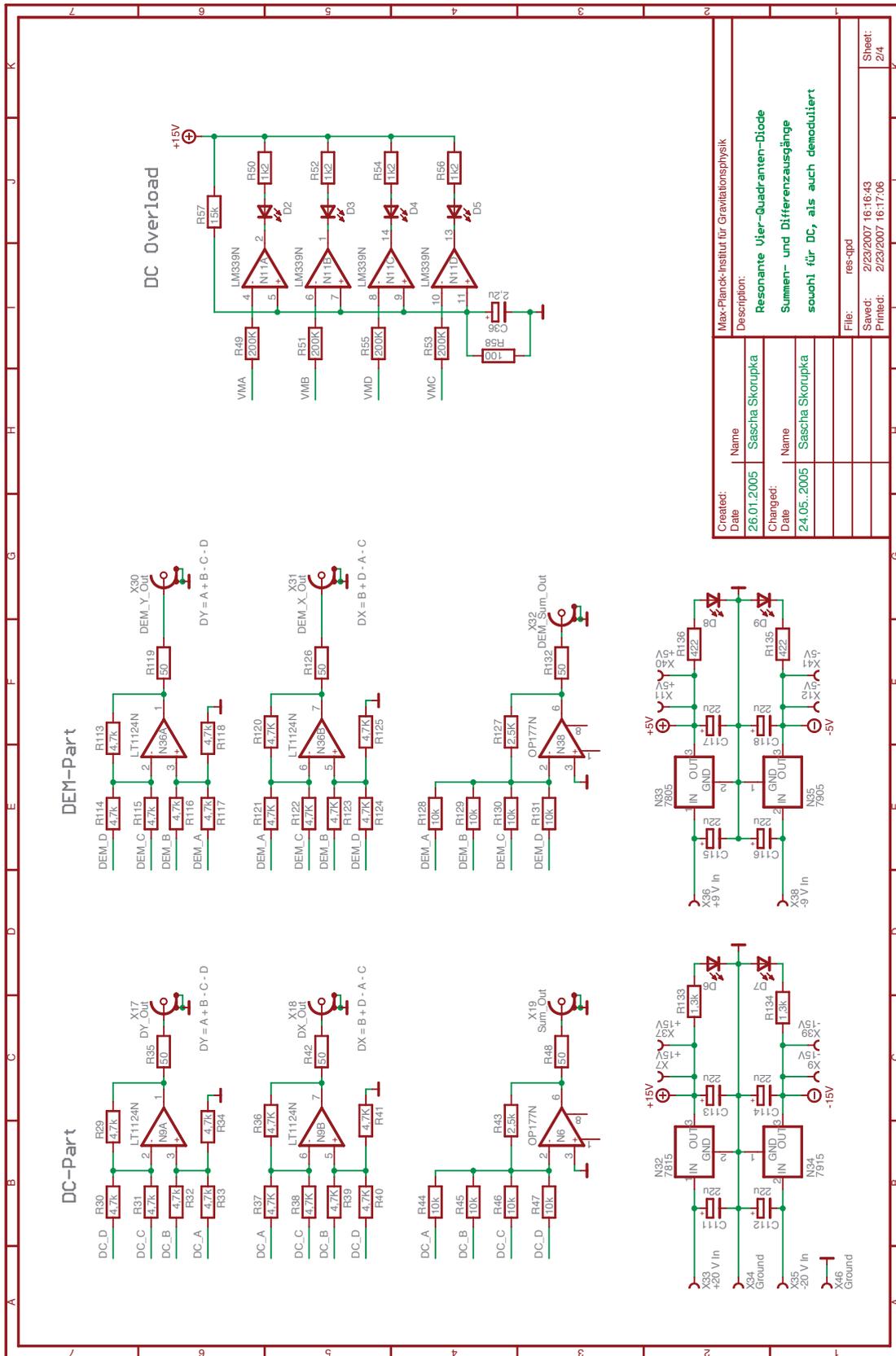


Abbildung A.11: Resonante Quadrantendiode Blatt 2

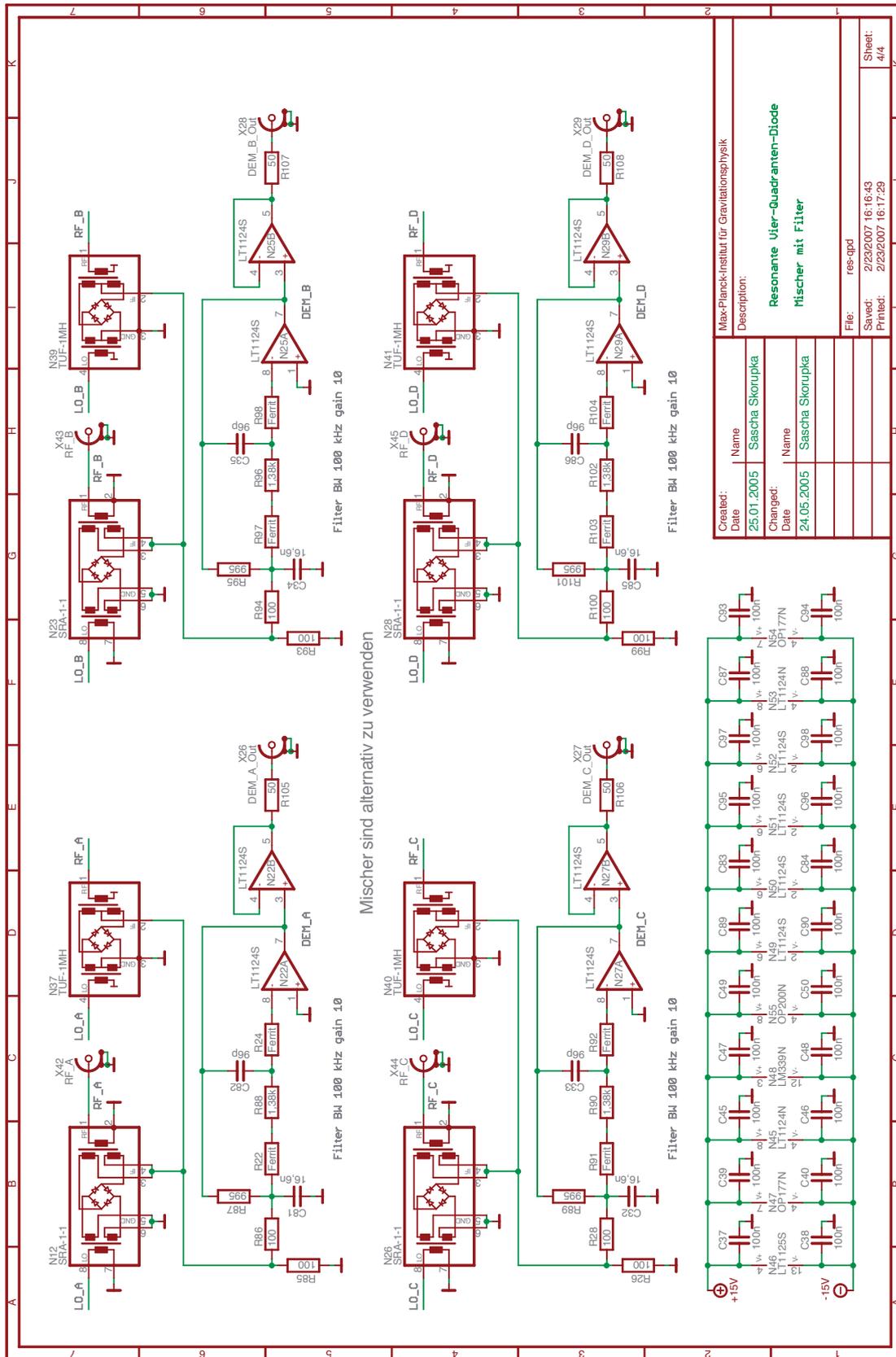
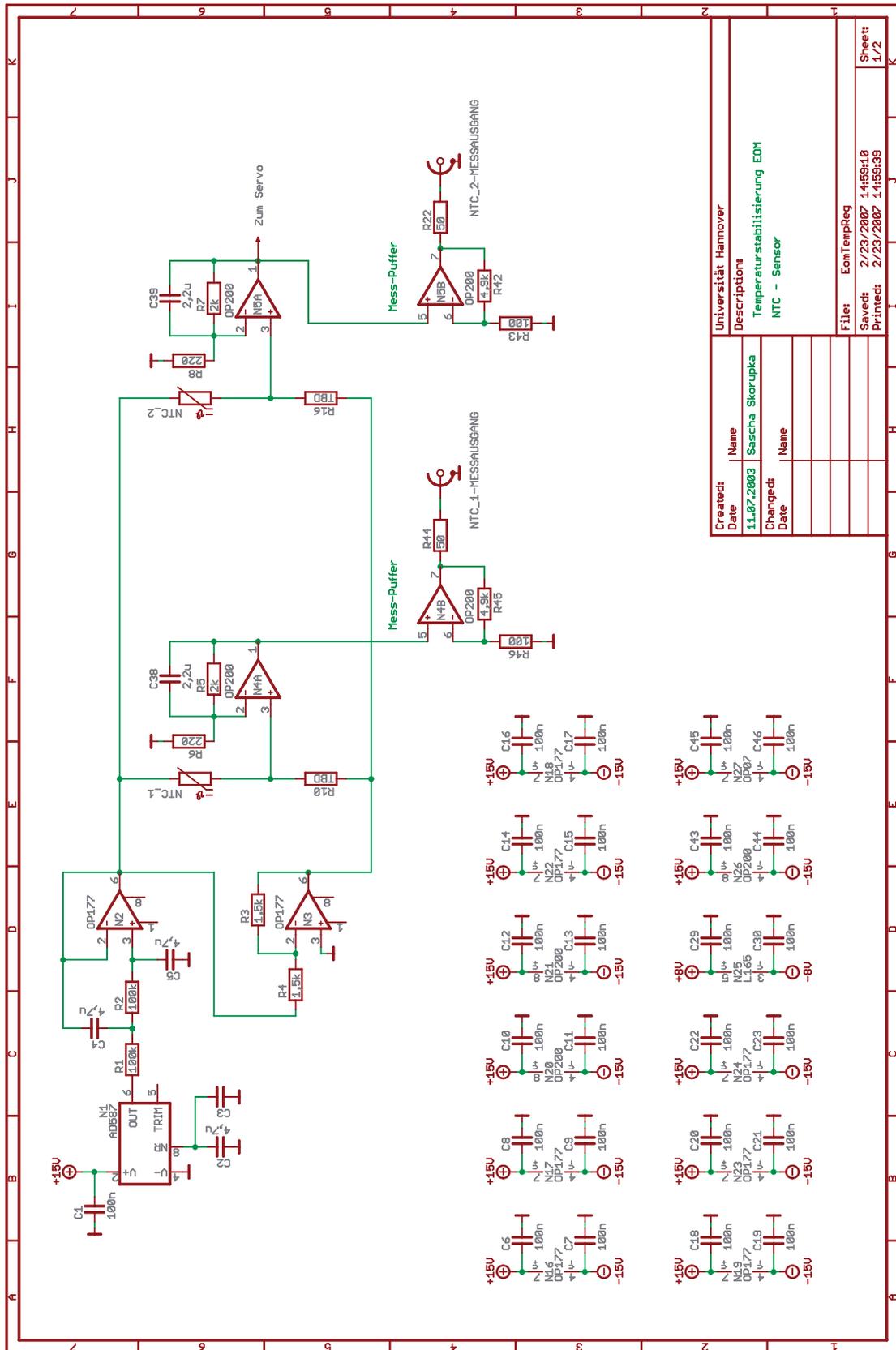


Abbildung A.13: Resonante Quadrantendiode Blatt 4



| | | | |
|----------------------|--------------------|------------------------------|--------------------|
| Created: | 11.07.2003 | Name: | Sascha Skorupka |
| Date: | | Changed: | |
| Date: | | Date: | |
| Universität Hannover | | Description: | |
| | | Temperaturstabilisierung EOM | |
| | | NTC - Sensor | |
| File: | EomTempReg | Saved: | 2/23/2007 14:59:10 |
| Printed: | 2/23/2007 14:59:39 | Sheet: | 1/2 |

Abbildung A.14: Temperaturstabilisierung EOM: Sensor

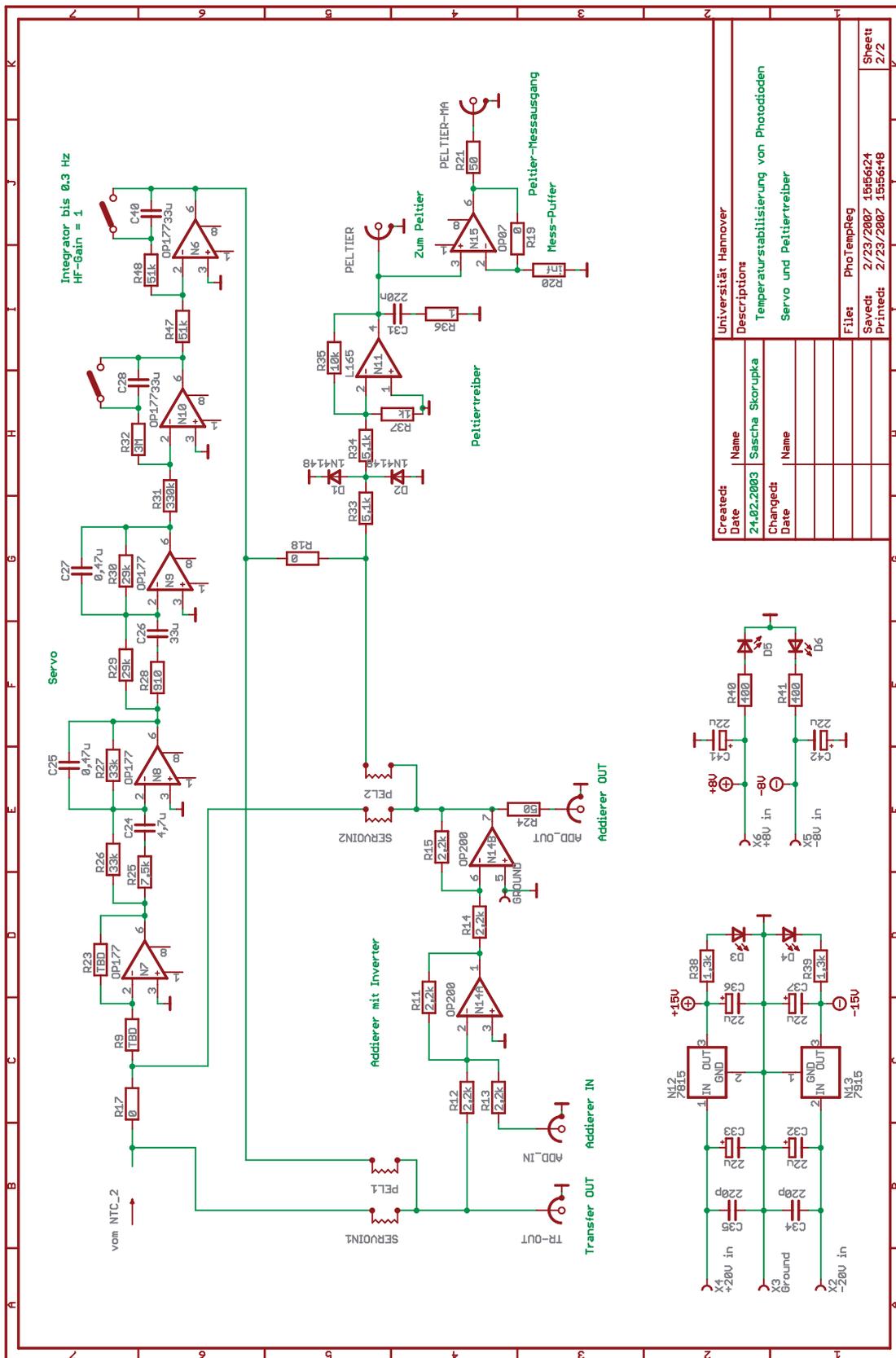


Abbildung A.17: Temperaturstabilisierung Photodiode: Regler und Aktuator

Literaturverzeichnis

- [HSL 2000] High Stability Laser for Space Interferometry / Astrium GmbH. 2000 (A.2000-0191-0-1). – Proposal 11, 12, 16, 18
- [FTR 2000] LISA Study of the Laser Interferometer Space Antenna / Dornier Satellitensysteme. 2000. – Forschungsbericht 6, 7, 14
- [ULE 2006] *Produktinformationen 01/2006 der Präzisions Glas & Optik GmbH*. Im Langen Busch 14, 58640 Iserlohn, 2006. – URL <http://www.pgo-online.com/de/katalog/ule.html> 39, 53
- [Macor 2006] *Produktinformationen 01/2006 der Präzisions Glas & Optik GmbH*. Im Langen Busch 14, 58640 Iserlohn, 2006. – URL <http://www.pgo-online.com/de/katalog/macor.html> 43
- [Albert-Einstein-Institut 2005] ALBERT-EINSTEIN-INSTITUT: *LISA - Laser Interferometer Space Antenna*. Image Film. 2005 6, 11
- [Aufmuth und Danzmann 2005] AUFMUTH, Peter ; DANZMANN, Karsten: Gravitational wave detectors. In: *New Journal of Physics* 7 (2005), S. 202 4
- [Bergmann und Schaefer 1993] BERGMANN ; SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Optik*. Bd. 3. Walter de Gruyter, 1993 62
- [Black 2001] BLACK, Eric D.: An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. In: *American Journal of Physics* 69 (1) (2001), S. 79–87 19, 24
- [Bondu u. a. 1996] BONDU, F. ; FRITSCHER, P. ; MAN, C. N. ; BRILLET, A.: Ultrahigh-spectral-purity laser for the VIRGO experiment. In: *Optics Letters* 21 (1996), Nr. 8, S. 582–584 42
- [Braxmaier u. a. 2002] BRAXMAIER, Claus ; MÜLLER, H. ; PRADL, O. ; MLYNEK, Jürgen ; PETERS, Achim ; SCHILLER, Stephan: Tests of Relativity Using a Cryogenic Optical Resonator. In: *Physical Review Letters* 88:010401 (2002), Nr. 1, S. 1 – 4 53
- [Brozek 1999] BROZEK, Oliver S.: *Frequenzstabilisierung eines Nd:YAG-Hochleistungs-Laser-Systems für den Gravitationswellendetektor GEO600*, Universität Hannover, Dissertation, 1999 4, 68, 75

- [Burdack u. a. 2004] BURDACK, Peer ; TRÖBS, Michael ; HUNNEKUHL, Michael ; FALLNICH, Carsten: Modulation-free sub-Doppler laser frequency stabilization to molecular iodine with a common-path, two-color interferometer. In: *Opt. Expr.* 12 (2004), S. 644–650 33
- [Burmeister 2004] BURMEISTER, Oliver: *Perl-Skript zur Linsenanpassung*. Persönliche Mitteilung. 2004 41
- [Calloni u. a. 1997] CALLONI, E. ; BARONE, F. ; DI FIOR, L. ; GRADO, A. ; LA PENNA, P. ; MILANO, L.: Effects of misalignment and beam jitter in Fabry-Perot laser stabilization. In: *Opt. Comm.* 142 (1997), S. 50–54 86
- [Conti u. a. 2000] CONTI, Livia ; DE ROSA, Maurizio ; MARIN, Francesco: Low-amplitude-noise laser for AURIGA detector optical readout. In: *Applied Optics* 39 (2000), Nr. 31, S. 5732–5738 25
- [Corning Incorporated 2006] Corning Incorporated (Veranst.): *ULE Corning Code 7972 Ultra Low Expansion Glass*. August 2006. – URL <http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/UleBro91106.pdf> 39
- [Danzmann und Ruder 1993] DANZMANN, Karsten ; RUDER, Hanns: Gravitationswellen. In: *Physikalische Blätter* 49 (1993), Nr. 2 2
- [Dirscherl u. a. 1992] DIRSCHERL, J. ; NEIZERT, B. ; WEGENER, T. ; WALTHER, H.: A dye laser spectrometer for high resolution spectroscopy. In: *Opt. Commun.* 91 (1992), S. 131–139 25
- [Dittmann u. a. 2000] DITTMANN, Achim ; FISCHER, Siegfried ; HUHN, Jörg: *Repetitorium der Technischen Thermodynamik*. Teubner Verlag, 2000 42, 43
- [Drever u. a. 1983] DREVER, R. W. P. ; HALL, J. L. ; KOWALSKI, F. V. ; HOUGH, J. ; FORD, G. M. ; MUNLEY, A. J. ; WARD, H.: Laser Phase and Frequency Stabilisation using an Optical Resonator. In: *Applied Physics B* 31 (1983), S. 97–105 19
- [Einstein 1916] EINSTEIN, Albert: Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. In: *Königlich Preuss. Akad. Wiss. Berlin* (1916), S. 688–696 2
- [ESA-SCI 2000] ESA-SCI: LISA Laser Interferometer Space Antenna: A Cornerstone Mission for the Observation of Gravitational Waves / European Space Agency. 2000. – Forschungsbericht 2, 6, 7
- [Freitag 1994] FREITAG, Ingo: *Entwicklung und Charakterisierung einer Laserstrahlquelle für den interferometrischen Nachweis von Gravitationswellen*, Universität Hannover, Dissertation, 1994 12

- [Freitag u. a. 1993] FREITAG, Ingo ; ROTTENGATTER, Peter ; TÜNNERMANN, Andreas ; SCHMIDT, H.: Frequenzabstimmbare, diodengepumpte Miniatur-Ringlaser. In: *Laser und Optoelektronik* 25 (1993), S. 70–75 18
- [Garcia Marin u. a. 2006] GARCIA MARIN, Antonio ; BOGENSTAHL, Johanna ; GUZMAN CERVANTES, Felipe ; STEIER, Frank ; REICHE, Jens ; SKORUPKA, Sascha ; WAND, Vinzenz ; NOFRARIAS, M. ; SANJUAN, J. ; JENNRICH, Oliver ; HEINZEL, Gerhard ; DANZMANN, Karsten: Interferometric characterization of the optical window for LISA Pathfinder and LISA. In: *AIP Conference Proceedings* Bd. 873, 2006, S. 344–348 17
- [Grote 1999] GROTE, Hartmut: *Autoalignment am GEO600-Modecleaner*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 1999 86, 89, 91
- [Harb u. a. 1994] HARB, C. C. ; GRAY, M. B. ; BACHOR, H.-A. ; SCHILLING, R. ; ROTTENGATTER, P. ; FREITAG, I. ; WELLING, H.: Suppression of the Intensity Noise in a Diode-Pumped Neodymium:YAG Nonplanar Ring Laser. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 30 (1994), Nr. 12, S. 2907–2913 26, 54
- [Harb u. a. 1997] HARB, Charles C. ; RALPH, Timothy C. ; HUNTINGTON, Elanor H. ; MCCLELLAND, David E. ; BACHOR, Hans-A. ; FREITAG, Ingo: Intensity-noise dependence of Nd:YAG lasers on their diode-laser pump source. In: *Opt. Soc. Am. B* 14 (1997), S. 2936– 25
- [Heinzel 1999] HEINZEL, G.: *Advanced optical techniques for laser-interferometric gravitational-wave detectors*, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Dissertation, 1999 21, 22, 30, 33, 45, 86
- [Heinzel 2001] HEINZEL, Gerhard: *Elektronikschaltungen für Frequenzstabilisierung*. Persönliche Mitteilung. 2001 102, 103
- [Heinzel u. a. 2003] HEINZEL, Gerhard ; BRAXMAIER, Claus ; SCHILLING, Roland ; RÜDIGER, Albrecht ; ROBERTSON, D. ; PLATE, M. te ; WAND, Vinzenz ; ARAI, K. ; JOHANN, Ulrich ; DANZMANN, Karsten: Interferometry for the LISA technology package (LTP) aboard SMART-2. In: *Class. Quant. Grav.* 20 (2003), S. 153–161 8
- [Heinzel u. a. 2004] HEINZEL, Gerhard ; WAND, Vinzenz ; GARCÍA, A. ; JENNRICH, O. ; BRAXMAIER, Claus ; ROBERTSON, Dave ; MIDDLETON, K. ; HOYLAND, D. ; RÜDIGER, Albrecht ; SCHILLING, Roland ; JOHANN, Ulrich ; DANZMANN, Karsten: The LTP interferometer and phasemeter. In: *Class. Quant. Grav.* 21 (2004), S. 581–587 13
- [Heurs 2004] HEURS, Michèle: *Gravitational waves in a new light - Novel stabilisation schemes for solid-state lasers*, Universität Hannover, Dissertation, 2004 102

- [Kane 1990] KANE, Thomas J.: Intensity Noise in Diode-Pumped Single-Frequency Nd:YAG Lasers and its Control by Electronic Feedback. In: *IEEE Phot. Tech. Lett.* 2 (1990), Nr. 4, S. 244–245 26, 54
- [Kane und Byer 1985] KANE, Thomas J. ; BYER, R. L.: Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. In: *Opt. Lett.* 10 (1985), S. 65–67 18
- [Kane u. a. 1987] KANE, Thomas J. ; NILSSON, A. C. ; BYER, R. L.: Frequency stability and offset locking of a laser-diode-pumped Nd:YAG monolithic nonplanar ring oscillator. In: *Opt. Lett.* 12 (1987), S. 175– 33
- [Kasai und Ishizu 1994] KASAI, Katsuyuki ; ISHIZU, Mitsuo: Amplitude and Frequency Stabilization of a cw Nd:YAG Ring Laser. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (1994), Nr. 2B, S. L 230–L 232 26
- [Leonhardt und Camp 2006] LEONHARDT, Volker ; CAMP, Jordan B.: Space interferometry application of laser frequency stabilization with molecular iodine. In: *Appl. Opt.* 45 (2006), Nr. 17, S. 4142–4146 15
- [McNamara u. a. 2000] MCNAMARA, P. W. ; WARD, H. ; HOUGH, J.: Laser Frequency Stabilisation for LISA: Experimental Progress. In: *Adv. Space Res* 25 (2000), Nr. 6, S. 1137–1141 25, 53
- [Merziger und Wirth 1993] MERZIGER, Gerhard ; WIRTH, Thomas: *Repetitorium der höheren Mathematik.* 2. Auflage. Binomi Verlag, 1993 66
- [Meschede 2005] MESCHEDER, Dieter: *Optik, Licht und Laser.* 2. Auflage. B. G. Teubner Verlag, 2005 15, 16, 18, 88
- [Misner u. a. 1973] MISNER, Charles W. ; THORNE, Kip S. ; WHEELER, John A.: *Gravitation.* W. H. Freeman, 1973 2
- [Numata u. a. 2004] NUMATA, Kenji ; KEMERY, Amy ; CAMP, Jordan: Thermal-Noise Limit in the Frequency Stabilization of Lasers with Rigid Cavities. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 69
- [Peterseim 1999] PETERSEIM, Michael: *Entwicklung und Stabilisierung des Lasersystems für die wissenschaftliche Weltraummission LISA,* Universität Hannover, Dissertation, 1999 15, 18, 39, 53
- [Pizzella 2000] PIZZELLA, Guido: Status of Resonant Bar Detectors / Università di Roma Tor Vergata. 2000. – Forschungsbericht 4
- [Pössel 2005] PÖSSEL, Markus: *Das Einstein-Fenster.* Hoffmann und Campe, 2005 1

- [Quetschke 2003] QUETSCHKE, Volker: *Korrelationen von Rauschquellen bei Nd:YAG Lasersystemen*, Universität Hannover, Dissertation, 2003 102
- [Reiche 2007a] REICHE, Jens: *LISA-Pathfinder, Kurzübersicht*. Persönliche Mitteilung. Mai 2007 8
- [Reiche 2007b] REICHE, Jens: *Temperaturspezifikation LISA-Pathfinder*. Persönliche Mitteilung. März 2007 17
- [Rottengatter 1998] ROTTENGATTER, Peter: *Simultane Frequenz- und Amplitudenstabilisierung monolithischer Nd:YAG Miniatur-Ringlaser hoher Leistung*, Universität Hannover, Dissertation, 1998 54
- [Rowen u. a. 1994] ROWEN, S. ; CAMPBELL, A. M. ; SKELDON, K. ; HOUGH, J.: Broadband intensity stabilization of a diode-pumped monolithic miniature Nd:YAG ring laser. In: *J. Mod. Opt.* 41 (1994), S. 1263–1269 54
- [Ruoso u. a. 1997] RUOSO, Giuseppe ; STORZ, Rafael ; SEEL, Stefan ; SCHILLER, Stephan ; MLYNEK, Jürgen: Nd:YAG laser frequency stabilisation to a supercavity at the 0.1 Hz level. In: *Optics Communications* 133 (1997), S. 259–262 53
- [Sampas u. a. 1993a] SAMPAS, N. M. ; GUSTAFSON, E. K. ; BYER, R. L.: Long-term stability of two diode-laser-pumped nonplanar ring lasers independently stabilized to two Fabry-Perot interferometers. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), Nr. 12, S. 947–949 53
- [Sampas u. a. 1993b] SAMPAS, Nicholas M. ; LIU, R. ; GUSTAFSON, Eric K. ; BYER, Robert L.: Frequency-stability measurements of two nonplanar ring oscillators independently stabilized to two Fabry-Perot interferometers. In: CHUNG, Y. C. (Hrsg.): *Frequency-stabilized lasers and their applications* Bd. 1837 SPIEE (Veranst.), 1993, S. 278–288 25, 53
- [Schutz 2003] SCHUTZ, Bernard: *Gravity from the Ground Up: An Introductory Guide to Gravity and General Relativity*. Cambridge University Press, 2003 1
- [Seel u. a. 1997] SEEL, Stefan ; STORZ, Rafael ; RUOSO, Giuseppe ; MLYNEK, Jürgen ; SCHILLER, Stephan: Cryogenic Optical Resonators: A New Tool for Laser Frequency Stabilization at the 1 Hz Level. In: *Physical Review Letters* 78 (1997), Nr. 25, S. 4741–4744 53
- [Seifert 2002] SEIFERT, Frank: *Entwicklung einer quantenrauschbegrenzten Leistungsstabilisierung für ein Präzisionslasersystem*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 2002 54

- [Siegmann 1986] SIEGMANN, Anthony: *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, California, 1986 20, 32
- [Storz u. a. 1998] STORZ, R. ; BRAXMAIER, C. ; JÄCK, K. ; PRADL, O. ; SCHILLER, S.: Ultrahigh long-term dimensional stability of a sapphire cryogenic optical resonator. 23 (1998), Nr. 13, S. 1031–1033 53
- [Thorne 1994] THORNE, Kip: *Gekrümmter Raum und verbogene Zeit. Einsteins Vermächtnis*. Droemer Knauer, 1994 1
- [Tröbs 2005a] TRÖBS, Michael: *Laser development and stabilization for the spaceborne interferometric gravitational wave detector LISA*, Universität Hannover, Dissertation, 2005 12, 15, 18, 26, 33, 40, 47, 54, 55, 59, 79, 101
- [Tröbs 2005b] TRÖBS, Michael: *Positionierung der resonanten Vier-Quadranten-Photodioden*. Persönliche Mitteilung. November 2005 90
- [Tröbs 2007] TRÖBS, Michael: *Laser frequency noise due to Doppler shifts*. Persönliche Mitteilung. April 2007 73, 75
- [Tröbs und Heinzl 2006] TRÖBS, Michael ; HEINZEL, Gerhard: Improved spectrum estimation from digitized time series on a logarithmic frequency axis. In: *Measurement* 39 (2006), S. 120–129 31, 48
- [Ueda und Uehara 1993] UEDA, Ken-ichi ; UEHARA, Noboru: Laser-diode-pumped solid state lasers for gravitational wave antenna. In: *Proc. SPIE* 1837 (1993), S. 336–245 25
- [Ueda und Uehara 1994] UEDA, Ken-ichi ; UEHARA, Noboru: Frequency Stabilization of two Diode-Pumped Nd,YAG Lasers Locked to two Fabry-Perot Cavities. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (1994), S. 1628–1633 53
- [Uehara und Ueda 1993] UEHARA, Noboru ; UEDA, Ken-ichi: 193-mHz beat linewidth of frequency-stabilized laser-diode-pumped Nd:YAG ring lasers. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), Nr. 7, S. 505–507 25
- [Wand 2003] WAND, Vinzenz: *Interferometrie und Phasenauslesung für die wissenschaftliche Weltraummission SMART2*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 2003 26, 48, 83
- [Weber 1967] WEBER, Joseph: Gravitational Radiation. In: *Physical Review Letters* 18 (1967), S. 498–501 3

- [Weisberg u. a. 1996] WEISBERG, Joel M. ; TAYLOR, Joseph H. ; FOWLER, Lee A.: *Gravitation*. Kap. Pulsar PSR1913 + 16 sendet Gravitationswellen, S. 84 – 94, Spektrum Akademischer Verlag, 1996 3
- [Weiss 1972] WEISS, Rainer: Electromagnetically Coupled Broadband Gravitational Antenna / MIT Research Laboratory of Electronics. 1972 (105). – Quarterly Progress Report 4
- [Winkler u. a. 1991] WINKLER, Walter ; DANZMANN, Karsten ; RÜDIGER, Albrecht ; SCHILLING, Roland: Heating by optical absorption and the performance of interferometric gravitational-wave detectors. In: *Phys. Rev. A* 44 (1991), Nr. 11, S. 7022–7036 76
- [Young u. a. 1999] YOUNG, B. C. ; CRUZ, F. C. ; ITANO, W. M. ; BERGQUIST, J. C.: Visible Lasers with Subhertz Linewidths. In: *Physical Review Letters* 82 (1999), Nr. 19, S. 3799–3802 25
- [Zhang u. a. 2001] ZHANG, Jing ; CHANG, Hong ; JIA, Xiaojun ; LEI, Hongxiang ; WANG, Runlin ; XIE, Changde ; PENG, Kunchi: Suppression of the intensity noise of a laser-diode-pumped single-frequency ring Nd:YVO₄-KTP green laser by optoelectronic feedback. In: *Opt. Lett.* 26 (2001), Nr. 10, S. 695–697 54

curriculum vitae

Sascha Skorupka

| | |
|-------------------------|--|
| 06.10.1968 1975 | Geboren in Wolfsburg Einschulung in die Eichendorffschule Wolfsburg (Grundschule / Orientierungsstufe) |
| 25.06.1986 | Erweiterter Realschulabschluss auf der Realschule Seelze |
| 01.09.1986 – 31.08.1989 | Ausbildung zum Fernmeldehandwerker bei der Deutschen Bundespost |
| 01.09.1989 – 30.09.1994 | Mitarbeitertätigkeit in verschiedenen Dienststellen der deutschen Bundespost, dann Telekom |
| 02.1991 – 06.1994 | Besuch des Abendgymnasiums Hannover |
| 12.07.1993 | Qualifikation zum Fachwirt Telekom |
| 09.06.1994 | Allgemeine Hochschulreife |
| 01.10.1994 | Immatrikulation an der Universität Hannover, Studium der Physik |
| 09.10.2000 | Diplom im Institut für Quantenoptik, Universität Hannover |
| 01.11.2000 – 14.10.2006 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter im MPI für Gravitationsphysik, Universität Hannover |
| seit 15.10.2006 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Laserzentrum Hannover |

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei all denen bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Danzmann, der mir die Möglichkeit geboten hat, im Albert-Einstein-Institut Hannover an dem LISA-Projekt mitzuarbeiten. Die alltägliche Arbeit im Labor ist zwar auch bei einem Satellitenprojekt sehr bodenständig, dennoch schaue ich jetzt mit ganz anderen Augen in den nächtlichen Sternenhimmel. Von seiner unermüdlichen Begeisterung für Physik habe ich mich immer sehr gerne mitreißen lassen, und ich freue mich darauf, das auch in Zukunft tun zu können.

Mit Michael Tröbs habe ich über die Jahre sehr erfolgreich zusammen gearbeitet und in heißen Meßphasen auch mal die eine oder andere Nacht im Labor durchgemacht. In den vielen wissenschaftlichen Diskussionen die wir geführt haben, konnte ich eine Menge lernen. Gerade in der Schlußphase war sein fachlicher Beitrag und sein gründliches Korrekturlesen sehr wertvoll.

Herzlichen Dank auch an die Kollegen in der mechanischen Werkstatt, Stefan Bertram, Jan Diedrich, Hans Melching und Philip Schauzu, auf deren Hilfe ich mich immer verlassen konnte. Insbesondere Jan und Hans haben mich von Anfang an bei der Einrichtung der Labore und den beiden Umzügen des Experimentes tatkräftig unterstützt.

Bei Fragen zur Elektronik konnte ich mich immer an Frank Seifert, Andreas Weidner, Heiko zur Mühlen und Gerhard Heinzl wenden, die mich tatkräftig und fachkundig unterstützt haben. Besonders von Frank habe ich eine Menge über Elektronik und Messtechnik lernen können und oft praktische Hilfe bekommen.

Vinzenz Wand bot mir Zuflucht zum Schreiben. An unsere gemeinsamen Nächte, in denen wir uns gegenüber saßen und jeder von uns über seine Arbeit brütete werde ich noch lange denken. Gerrit Kühn und Jens Reiche danke ich für das gründliche und hilfreiche Korrekturlesen und die moralische Unterstützung. Ich freue mich sehr auf unsere zukünftige Zusammenarbeit. Peter Aufmuth hat die Arbeit vor der Veröffentlichung noch einmal gründlich Korrektur gelesen und viele kleine Fehler entdeckt.

Literaturverzeichnis

Es gibt eine Menge Kolleginnen und Kollegen im Albert-Einstein-Institut — zu viele, um alle Namen zu nennen — die dazu beigetragen haben, dass ich mich dort sehr wohl gefühlt habe.

Meiner Familie, meinen Verwandten und Freunden danke ich für ihre Unterstützung, ihre Geduld, ihr Verständnis und dafür, dass sie mir immer wieder Mut gemacht haben.

Vielen Dank!