

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

**Aufbau und Charakterisierung  
eines hochstabilen Nd:YAG Lasers  
für ein Indium Frequenznormal**

**Mario Eichenseer**

**MPQ-Report  
290**

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Aufbau und Charakterisierung  
eines hochstabilen Nd:YAG Lasers  
für ein Indium Frequenznormal

Mario Eichenseer



# Inhaltsverzeichnis

<b>0</b>	<b>Einleitung</b>	<b>15</b>
<b>1</b>	<b>Der Laseraufbau</b>	<b>21</b>
1.1	Das aktive Lasermaterial Nd:YAG . . . . .	21
1.2	Grundlagen monolithischer Ringlaser . . . . .	24
1.2.1	Der monolithische Kristall . . . . .	24
1.2.2	Die intrinsische optische Diode und der Einfrequenzbetrieb	26
1.2.3	Der quasimonolithische Kristall . . . . .	28
1.3	Aufbau des Laserkopfes . . . . .	29
1.3.1	Laserdioden . . . . .	29
1.3.2	Einkoppeloptik . . . . .	30
1.3.3	Laserkristall . . . . .	30
1.4	Laserkenndaten . . . . .	31
1.4.1	Laserleistung . . . . .	31
1.4.2	Frequenzabstimmung . . . . .	34
1.4.3	Die Relaxationsschwingungen . . . . .	40
1.5	Die Erzeugung der höheren Harmonischen der Laserstrahlung . .	41
1.5.1	Theorie der Frequenzverdopplung . . . . .	42
1.5.2	Die 1.Frequenzverdopplung von IR nach VIS . . . . .	44
1.5.3	Die 2.Frequenzverdopplung von VIS nach UV mit BBO . .	52
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Laserfrequenzstabilisierung</b>	<b>53</b>
2.1	Ursachen von Frequenzinstabilität . . . . .	53
2.1.1	Amplitudenmodulation . . . . .	54
2.1.2	Phasenmodulation . . . . .	55
2.1.3	Die Schawlow-Townes-Grenze . . . . .	56
2.2	Aktive Stabilisierung der Laserfrequenz . . . . .	57
2.2.1	Optische Referenzresonatoren . . . . .	58
2.2.2	Die Pound-Drever-Hall Stabilisierungstechnik . . . . .	61
2.3	Frequenzregelkreis . . . . .	66
2.3.1	Grundbegriffe der Regeltechnik . . . . .	67
2.3.2	Die Transferfunktion . . . . .	69
2.4	Verbleibende Frequenzinstabilität: Die Schrotrauschgrenze . . . .	72

<b>3 Die Referenzresonatoren</b>	<b>75</b>
3.1 Material	76
3.2 Temperatur- und Druckkontrolle	78
3.3 Vibrationskontrolle	79
3.3.1 Passive Vibrationsisolierung	80
3.3.2 Aktive Vibrationsisolierung	86
3.4 Aufbau der Referenzresonatoren	89
3.4.1 Resonatorkenndaten	90
3.4.2 Lagerung der Resonatoren	95
3.4.3 Temperaturstabilisierung und Schallisolierung	105
3.4.4 Kontrolle der Langzeitdrift	113
3.5 Vergleich zweier Labors	115
3.5.1 Vergleich der Akustik	115
3.5.2 Vergleich der seismischen Vibrationen	117
<b>4 Laserfrequenzfluktuationen: Charakterisierung und Messtechniken</b>	<b>119</b>
4.1 Methoden der Charakterisierung von Frequenzrauschen	119
4.1.1 Die Spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen	120
4.1.2 Die Allan-Varianz	122
4.1.3 Die Linienbreite	124
4.1.4 Verknüpfung der spektralen Leistungsdichte mit der Allan-Varianz	125
4.1.5 Verknüpfung der spektralen Leistungsdichte mit der Linienbreite	125
4.2 Messtechniken zur Bestimmung der Laserfrequenzstabilität	127
4.2.1 Die Fehlersignal-Analysemethode und die Schwebungssignal-Analysemethode	127
4.2.2 Verschiedene Messkonfigurationen	130
<b>5 Messungen zur Frequenzstabilität des MISERs</b>	<b>133</b>
5.1 Fehlersignalmessungen an einem Resonator	135
5.1.1 Aufbau	135
5.1.2 Messergebnisse	138
5.1.3 Die verbleibende Amplitudenmodulation	142
5.2 Schwebungssignalmessungen an einem Referenzresonator	145
5.2.1 Schwebungsmessungen mit zwei unabhängigen Lasern an einem alten Resonator	145
5.2.2 Die Feinstabilisierung	146
5.2.3 Schwebungsmessungen an einem alten Referenzresonator	151
5.2.4 Schwebungsmessungen an einem neuen Referenzresonator	158
5.3 Die optische Faserstabilisierung	165
5.3.1 Aufbau	165
5.3.2 Die Idee	167

5.3.3 Messergebnisse	168
5.4 Schwebungssignalmessungen an zwei Referenzresonatoren	175
5.4.1 Schwebungsmessung mit zwei unabhängigen Lasern	175
5.4.2 Schwebungsmessung mit zwei unabhängigen Laserstrahlen des MISERs an den alten Resonatoren	182
5.4.3 Schwebungsmessungen mit zwei unabhängigen Laserstrahlen des MISERs an den neuen Resonatoren	186
5.5 Der internationale Vergleich	195
<b>6 Experimentelle Bestimmung von Grenzen der Frequenzstabilität</b>	<b>199</b>
6.1 Laserleistungs- und Laserstrahlschwankungen	199
6.2 Vibrationen	204
<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>213</b>



## Abbildungsverzeichnis

1.1	Nd:YAG Termschema . . . . .	23
1.2	MISER-Kristall . . . . .	25
1.3	Wirkungsweise einer optischen Diode . . . . .	27
1.4	Quasi-monolithischer Kristall . . . . .	28
1.5	Laserkopf . . . . .	29
1.6	Differentielle Wirkungseffizienz des Lasers . . . . .	32
1.7	Temperaturabhängigkeit der Laserfrequenz . . . . .	36
1.8	Temperaturabhängigkeit der Laserleistung . . . . .	37
1.9	Effekt der Phasenanpassung und der Quasi-Phasenanpassung . . . . .	43
1.10	Domänenstruktur eines periodisch gepolten Kristalls . . . . .	44
1.11	Schema des experimentellen Aufbaus des 1.Frequenzverdopplungs- resonators . . . . .	45
1.12	Strahltaillen im Ringresonator . . . . .	46
1.13	Temperaturverhalten der normalisierten Konversionseffizienz . . . . .	49
1.14	Vergleich der theoretischen Werte für Überhöhung und Frequenz- verdopplung mit den experimentellen Werten . . . . .	51
2.1	Phasoren-Diagramm . . . . .	56
2.2	Schema der PDH-Regelsignalerzeugung . . . . .	62
2.3	Absorptions- und Dispersionssignal beim PDH-Verfahren . . . . .	66
2.4	Blockschaltbild der Frequenzregelung . . . . .	67
2.5	Transferfunktion des Regelkreises . . . . .	70
3.1	Lin. therm. Temperatúrausdehnungskoeff. $\alpha$ von ULE . . . . .	77
3.2	Typische Vibrationen am MPQ . . . . .	80
3.3	Transferfunktion eines passiven Systems . . . . .	81
3.4	Vereinfachtes Schema eines minus-k Systems . . . . .	84
3.5	Kommerzielles minus-k System . . . . .	85
3.6	Spektrale Dichte der Beschleunigung auf einem MK-System . . . . .	86
3.7	Vereinfachtes Schema eines aktiv vibrationsisolierenden Systems . . . . .	86
3.8	Kommerzielles aktiv vibrationsisolierendes System (MOD 2) . . . . .	88
3.9	Spektrale Dichte der Beschleunigung auf einem AVI-System . . . . .	88
3.10	Zerfallszeit des Lichtfeldes im Zerodur-Resonator . . . . .	90



3.11	Zerfallszeiten der Lichtfelder in den neuen ULE-Resonatoren . . .	94
3.12	Aufgehängte Resonatoren . . . . .	97
3.13	Bewegung der Resonatorwiege . . . . .	97
3.14	Aufgehängter Aufbau . . . . .	98
3.15	Aufbau und Lagerung der alten Resonatoren . . . . .	100
3.16	Transferfunktion des alten Resonatoraufbaus I . . . . .	102
3.17	Transferfunktion des alten Resonatoraufbaus II . . . . .	103
3.18	Transferfunktion des neuen Resonatoraufbaus . . . . .	104
3.19	Aufbau und Lagerung der neuen Resonatoren . . . . .	105
3.20	Temperaturverlauf auf der Vakuumkammer des alten ULE-Resonators	108
3.21	Temperaturverlauf auf der Vakuumkammer des Zerodur-Resonators	109
3.22	Absolute Frequenzdrift des Zerodur-Resonators . . . . .	110
3.23	Gesamtaufbau der neuen Resonatoren . . . . .	111
3.24	Temperaturverlauf auf den neuen Vakuumkammern der neuen ULE-Resonatoren . . . . .	112
3.25	Temperaturverhalten der Resonanzfrequenz des alten ULE-Resonators	114
3.26	Schalldämmboxen in den beiden Labors . . . . .	115
3.27	Vergleich der Dämmeigenschaften der Schalldämmboxen in beiden Labors . . . . .	116
3.28	Vergleich der Vibrationsrauschspektren in den beiden Labors . . .	118
4.1	Verhalten der spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen in Abh. vom Exponenten $\alpha$ . . . . .	121
4.2	Verhalten der Allan-Varianz in Abhängigkeit vom Exponenten $\mu$ .	124
4.3	Charakterisierung von Laserfrequenzfluktuationen durch die Fehlersignalanalyse . . . . .	128
4.4	Charakterisierung von Laserfrequenzfluktuationen durch die Schwebungssignalanalyse . . . . .	129
5.1	Experimenteller Aufbau mit einem Referenzresonator zur Fehlersignalmessung . . . . .	135
5.2	Frequenzrauschspektren des Fehlersignals . . . . .	139
5.3	Fehlersignalmessung mit und ohne Rauschunterdrücker . . . . .	141
5.4	Vergleich der Frequenzrauschspektren des regelkreisinternen und des unabhängigen Photodetektorsignals . . . . .	142
5.5	Allan-Varianz berechnet aus den Fehlersignalrauschspektren . . .	143
5.6	Schwebungssignal zwischen zwei Lasern, stabilisiert auf einen Resonator mit Dopplerkompensierung . . . . .	146
5.7	Schwebungssignal zwischen zwei Lasern, stabilisiert auf den alten ULE-Resonator ohne Dopplerkompensierung . . . . .	147
5.8	Experimenteller Aufbau zum rein elektronischen Test der Feinstabilisierung . . . . .	148

5.9	Experimenteller Aufbau zum optisch-elektronischen Test der Feinstabilisierung . . . . .	149
5.10	Ermittlung der Qualität der Feinstabilisierung . . . . .	150
5.11	Vereinfachter schematischer Aufbau für die Schwebungssignalmessung an einem Resonator . . . . .	151
5.12	Experimenteller Aufbau zur Schwebungssignalmessung mit einem Zerodur-Referenzresonator . . . . .	153
5.13	Linienbreiten der Schwebungssignalmessungen an einem Zerodur-Resonator . . . . .	155
5.14	Limit des Schwebungssignal für die Messung an einem Zerodur-Resonator . . . . .	156
5.15	Experimenteller Aufbau mit dem alten ULE-Referenzresonator . .	157
5.16	Experimenteller Aufbau mit den neuen ULE-Referenzresonatoren	160
5.17	Linienbreiten der Schwebungssignalmessung an dem neuen ULE-Resonator . . . . .	162
5.18	Frequenzmessung und Allan-Varianz der Schwebungssignalmessung der Feinstabilisierung . . . . .	163
5.19	Optischer und elektronischer Aufbau der Faserstabilisierung . . .	166
5.20	Nicht stabilisierte Schwebungssignale durch eine IR-Faser . . . .	169
5.21	Nicht stabilisierte Schwebungssignale durch eine 100 m lange IR-Faser . . . . .	171
5.22	Frequenzstabilisierte Schwebungssignale durch eine 100 m lange IR-Faser . . . . .	172
5.23	Freilaufende und frequenzstabilisierte Schwebungssignale durch eine 13 m lange VIS-Faser . . . . .	173
5.24	Schwebungssignal zwischen zwei unabhängigen Lasern bei $\lambda = 473 \text{ nm}$ . . . . .	176
5.25	Schwebungssignal zwischen zwei unabhängigen Lasern bei $\lambda = 946 \text{ nm}$ . . . . .	178
5.26	Schwebungssignal zwischen zwei unabhängigen Lasern bei $\lambda = 946 \text{ nm}$ mit AVI-Systemen 1 . . . . .	179
5.27	Relative Frequenzdrift zwischen dem alten ULE-Resonator und dem Zerodur-Resonator . . . . .	180
5.28	Schwebungssignal zwischen zwei unabhängigen Lasern bei $\lambda = 946 \text{ nm}$ mit AVI-Systemen 2 . . . . .	181
5.29	Schwebungssignal zwischen Zerodur und dem alten ULE-Resonator nach den Umbauten . . . . .	183
5.30	Langzeit-Schwebungssignal zwischen Zerodur und dem alten ULE-Resonator nach den Umbauten . . . . .	184
5.31	Allan-Varianz und analysiertes Schwebungssignal zwischen Zerodur und dem alten ULE-Resonator . . . . .	185
5.32	Aufbau mit Feinstabilisierung für die beiden ULE-Referenzresonatoren	187
5.33	Absolute Frequenzstabilität auf dem 2. Resonator gemessen . . . .	189



5.34	Relative Frequenzdrift zwischen den beiden neuen ULE-Resonatoren	190
5.35	Kurzzeit-Schwebungssignal zwischen den beiden neuen ULE-Resonatoren mit Fourieranalyse	191
5.36	Allan-Varianzen des Schwebungssignal zwischen den beiden neuen ULE-Resonatoren	192
5.37	Schwebungssignal zwischen den beiden neuen ULE-Resonatoren	193
6.1	Schematischer Aufbau zur Messung von Resonanzfrequenzverschiebungen durch Laserleistungsschwankungen	201
6.2	Messung von Resonanzfrequenzverschiebungen durch Laserintensitätsschwankungen	202
6.3	Intensitätsfluktuationen des MISERs	203
6.4	Messung von Resonanzfrequenzverschiebungen durch Laserstrahlschwankungen	204
6.5	Vereinfachtes Schema für die Wirkung von Vibrationen auf einen Resonator	205
6.6	Schema des experimentellen Aufbaus für erzwungene externe Vibrationen	205
6.7	Erwarteter und gemessener Einfluss von externen erzwungenen Vibrationen	206
6.8	Einfluss von externen erzwungenen Vibrationen auf die verschiedenen Resonatorlagerungen	207
6.9	Frequenzrauschen des Schwebungssignals aufgrund der gegebenen Vibrationsrauschdichte im Vergleich mit einem theoretisch abgeschätzten Wert	208
6.10	Berechnete und gemessene Laserlinienbreite mit dem AVI-System	209
6.11	Berechnete und gemessene Laserlinienbreite auf dem optischen Tisch und bei ausgeschaltetem AVI	211

## Tabellenverzeichnis

1.1	Materialkonstanten für Nd:YAG	22
1.2	Kenndaten des MISERs	33
3.1	Materialkonstanten für Zerodur und ULE	76
3.2	Materialkonstanten der bei den Resonatorlagerungen verwendeten Materialien	105
5.1	Übersicht über Kapitel 5	134
5.2	Vergleich der gemessenen Spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen	196
5.3	Vergleich der gemessenen Schwebungssignallinienbreiten	196
5.4	Vergleich der gemessenen Allan-Varianzen	197



## 0 Einleitung

Bis zum heutigen Tage stimmen alle experimentellen Ergebnisse in der Spektroskopie mit der Hypothese überein, dass atomare Eigenschaften im Rahmen des Äquivalenzprinzips identisch sind zu allen Zeiten und an allen Orten. Es ist deshalb möglich, Instrumente zu bauen, die einen speziellen atomaren Übergang dazu verwenden, um ein Signal mit derselben Frequenz überall und zu jeder Zeit zur Verfügung zu stellen. Diese Frequenz hängt dann nur noch von den fundamentalen physikalischen Konstanten ab.

Schon James C. Maxwell (1873) und William T. Kelvin (1879) schlugen vor, die Wellenlänge einer spektralen Linie und die zugehörige Frequenz zu benutzen, um die Einheit der Länge und der Zeit zu definieren [For85]. Max Planck forderte 1889 sogar: Ein Einheitensystem sollte nicht auf Atome gegründet sein, sondern auf tiefergehende Gegebenheiten, die Fundamentalkonstanten selbst; denn sie seien unabhängig von speziellen Atomen [Pla00]. Ein Meilenstein zur Realisierung der ersten Forderung erfolgte im Jahre 1955, als das erste verlässliche Cäsium-Frequenznormal, nach Vorarbeiten von Isidor I. Rabi und Norman F. Ramsey in den USA [Ram83], seinen Betrieb am NPL in Großbritannien aufnahm [EP57]. Bis zu diesem Zeitpunkt waren bereits andere Typen von Frequenznormalen untersucht worden, jedoch haben sich diese als ungeeignet herausgestellt, eine Zeiteinheit bzw. eine einheitliche Zeitskala zu repräsentieren, die besser ist, als die bis dahin gültige Zeitskala mit einer Ungenauigkeit von  $\pm 2 \cdot 10^{-9}$ , die auf der Erdrotation bzw. dem Sonnenjahr basierte (Ephemeris-Sekunde). Das Cäsium-Frequenznormal hingegen versprach eine höhere Genauigkeit, die seitdem immer weiter verbessert wurde sowie die jederzeitige Reproduzierbarkeit. Im Jahre 1967 auf der 13. Generalkonferenz für Maß und Gewicht fand daher die Umstellung der Sekunde von der astronomischen Definition auf die bis heute gültige atomare Definition statt:

Die Sekunde ist das 9 192 631 770-fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands von Atomen des Nuklids Cs-133 entsprechenden Strahlung.

Die Sekunde ist die am genauesten realisierte Basiseinheit des Internationalen Einheitensystems (SI). Aus diesem Grund bietet es sich an, auch andere Basiseinheiten durch die Sekunde zu definieren, nur die Gesetze der Physik und



Naturkonstanten einbeziehend. Geht man von der Unveränderlichkeit der Naturkonstanten aus, so wird damit die Genauigkeit der Sekunde auf die anderen Einheiten übertragen. Ein Schritt in diese Richtung wurde 1983 auf der 17. Generalkonferenz für Maß und Gewicht vollzogen, als die Definition des Meters über die Sekunde und den von da an konstanten Wert  $c$  der Lichtgeschwindigkeit erfolgte [Art84]. Von den sieben Basiseinheiten des SI-Systems bleiben somit nur drei unabhängig: die Sekunde, das Kilogramm und das Kelvin. Im Umkehrschluß können durch die Messung der Frequenz eines physikalischen Phänomens einige physikalische Konstanten mit einer sehr großen Genauigkeit bestimmt werden, wie z.B. die Rydberg-Konstante oder der Lande-Faktor des Elektrons. Außerdem können durch Frequenzmessungen grundlegende physikalische Theorien wie beispielsweise die Spezielle Relativitätstheorie nachgeprüft werden [BH79, HH90]. Durch weitergehende Frequenzvergleiche verschiedener Frequenznormale über längere Zeitabschnitte können schließlich Rückschlüsse auf eine mögliche Variation von Naturkonstanten, wie z.B. der Feinstrukturkonstanten  $\alpha$  gemacht werden, die in neueren astronomischen Arbeiten vermutet werden [Kar00]. Seit der industriellen Fertigung von Atomuhren wurden überdies wichtige Anwendungen der präzisen Zeit- und Frequenzmesstechnik entwickelt. So spielt die Messung von Laufzeiten eines Signals bei Distanzmessungen mit Laser und Radar eine wichtige Rolle. Das weltweite Navigationssystem GPS beruht auf Zeitvergleichen und der Synchronisierung von Atomuhren. Einsatz finden Frequenznormale nicht zuletzt in der Synchronisierung der Informationsübertragung, wie z.B. in der Telekommunikation.

Die experimentelle Bestätigung des Prinzips von Verstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung wurde erstmals 1954-1955 durch Townes, USA, und durch Basov und Prokhorov, damals UDSSR, gemacht. Sie haben die ersten selbstoszillierenden MASER (*microwave amplification by stimulated emission of radiation*) entwickelt. Diese waren ursprünglich als Atomuhren gedacht, jedoch erwies sich ihre Langzeitstabilität mit  $10^{-10}$  als zu schlecht [For82]. Diese Errungenschaften waren nichtsdestotrotz Wegbereiter für die Entwicklung des LASERs durch Schawlow und Townes im Jahre 1958 [ST58] und der nachfolgenden ersten experimentellen Demonstration eines Lasers durch Maiman [Mai60]. Aufgrund der Schmalbandigkeit des Lasers war die Möglichkeit der gezielten Anregung von optischen Übergängen in Atomen bereitgestellt worden. Die Speicherung von Ionen spielte eine weitere Schlüsselrolle in der Entwicklung von leistungsfähigen optischen Frequenznormalen. Dehmelt äußerte 1973 erstmals die Idee, ein einzelnes, ruhendes Ion als Taktgeber eines Frequenznormals zu verwenden, wobei das Quantenteilchen im feldfreien Zentrum der Falle von äußeren Störungen bestmöglich isoliert ist (z.B. keine Doppler- und Stoßverbreiterung) und im Idealfall eine unendlich lange Beobachtungszeit ermöglicht [Deh73, Deh82]. Der zwei bzw. dreidimensionale Einschluss von Ionen in einer Falle mit alternierenden Radiofrequenz-Feldern wurde 1955 durch Paul entwickelt [POF58]. Die zeitlich

lange Speicherung von Ionen ermöglichte es zunächst, schmale Linien im Mikrowellenbereich zu beobachten. Dehmelt benutzte 1965 als erster solche Fallen für die präzise Messung von Hyperfeinübergangsfrequenzen [FMD65]. 1969 schlug Major vor optisches Pumpen und die Ionenfalle in einem Mikrowellen Zeit- und Frequenznormal mit  $^{199}\text{Hg}^+$  zu benutzen [MW73]. Im Vergleich zu Mikrowellen Frequenznormalen bieten optische Frequenznormale den Vorteil eines wesentlich höheren Q-Faktors ( $\nu/\Delta\nu$ ) und damit einer höheren Stabilität. Diese wurden jedoch erst durch die Laserkühlmethoden, vorgeschlagen von Wineland und Dehmelt für gespeicherte Teilchen wie Ionen [WD75] bzw. von Hänsch und Schawlow für Neutralatome [HS75] möglich gemacht.

Das Nobelkomitee hat in den vergangenen Jahrzehnten mehrere Physiker ausgezeichnet, die direkt an der Erfindung und Entwicklung von Atomuhren mitgewirkt haben: I. Rabi (1944); C. Townes, N. Basov und A. Prokhorov (1964); A. Kastler (1966); N. Ramsey, W. Paul und H. Dehmelt (1989) und S. Chu, C. Cohen-Tannoudji und W. Philips (1997).

Neben der Stabilität und der Reproduzierbarkeit ist die Genauigkeit der Schlüsselgedanke in der Metrologie, d.h. die Möglichkeit an jedem Ort und zu jeder Zeit die gleiche Frequenz zu liefern, deren Verhältnis zu der Übergangsfrequenz im ungestörten Atom genau bekannt ist. Das Cäsium-Frequenznormal liefert momentan die höchste relative Genauigkeit von  $1,0 \cdot 10^{-15}$  [BSA<sup>+</sup>02]. Daneben werden weltweit verschiedene Ionen bzw. Atome auf ihre Eignung als optisches Frequenznormal untersucht: z.B. Ag, Ba<sup>+</sup>, Ca, Ca<sup>+</sup>, Hg<sup>+</sup>, Sr<sup>+</sup> sowie Yb<sup>+</sup> (siehe Überblick in [Lui01, BT02, Gil02]). Indium-115 weist dabei gegenüber den anderen untersuchten Ionen eine ganze Reihe von Vorteilen auf, was es zu einem sehr viel versprechenden Kandidaten für ein zukünftiges optisches Frequenznormal macht: So besitzt In<sup>+</sup> als einziges untersuchtes Ion ein sogenanntes Erdalkali-Spektrum. Der Übergang  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ , der im Indiumion als Uhren- bzw. Referenzübergang fungiert, hat einen verschwindenden Elektronengesamt-drehimpuls der beteiligten Niveaus, womit sich dieser Übergang als sehr unempfindlich gegenüber äußeren elektrischen und magnetischen Feldern erweist [TBW01]. Insbesondere ist der Übergang immun gegenüber Feldgradienten elektrischer Felder. Nur durch die Beimischung höherer  $^3P$  Niveaus aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung wird ein Zerfall des angeregten  $^3P_0$  Niveaus möglich. Infolgedessen weist das metastabile Niveau eine lange Lebensdauer auf, und damit eine sehr schmale natürliche Linienbreite von  $\Delta\nu = 0,8 \text{ Hz}$ , das bei einer Übergangsfrequenz von  $1,27 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ , eine hohe Stabilität für das Indium Frequenznormal verspricht. Die verhältnismäßig schmale Linienbreite des zur Laserkühlung des Ions verwendeten Übergangs  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  von 360 kHz macht die Technik der Seitenbandkühlung anwendbar, was damit die Kühlung des Ions bis in den Grundzustand ermöglicht. Schließlich erweisen sich die Übergangswellenlängen von 236,5 nm für den Uhrenübergang bzw. von 230,6 nm für den Kühlübergang mit kommerziell erhältlichen Lasern und Standardtechniken der Frequenzverdopplung als gut realisierbar. Insbesondere



re der Uhrenübergang zeigt sich durch die zweimalige Frequenzverdopplung einer Nd:YAG-Linie bei 946 nm, also eines frequenzstabilen Festkörperlasers, als sehr gut zugänglich. Für ein optisches Frequenznormal basierend auf einem einzelnen gespeicherten Indiumion wird schließlich eine Unsicherheit bzw. Langzeitstabilität von bis zu  $10^{-18}$  erwartet [Deh82].

Bei der Realisierung eines optischen Frequenznormals dient das Indiumion mit seinem Uhrenübergang als hochstabile Referenz, die von dem sogenannten Uhrenlaser ständig abgefragt wird. Durch einen Rückkoppelmechanismus wird dieser Laser in Resonanz mit dem Referenzübergang gehalten, womit dessen Stabilität auf die Frequenzstabilität des Lasers übergeht. Um jedoch eine Resonanz im optischen Bereich mit einer Linienbreite von  $< 1$  Hz aufzulösen, muß die Lichtquelle während der Messzeit selbst eine spektrale Breite haben, die geringer als der Übergang ist. Schawlow und Townes verwiesen bereits auf die Möglichkeit der Realisierung von extrem schmalbandigen Quellen einfrequenter Strahlung im optischen Bereich. Theoretisch sind mit freilaufenden Lasern relative Linienbreiten von weniger als  $10^{-19}$  erreichbar, falls nur die Quantennatur des Lichts die Linienbreite bestimmt. Die gemessenen Linienbreiten liegen allerdings derzeit um viele Größenordnungen höher als die theoretischen Vorhersagen. Grund für die Diskrepanz sind Störungen der Betriebsbedingungen durch technische Einflüsse. Die Lasersysteme erfüllen daher im freilaufenden Betrieb die Anforderung nach einer Frequenzstabilität  $< 1$  Hz bei weitem nicht, was eine Vorstabilisierung notwendig macht. Die Stabilität von Laserquellen wurde durch die Entwicklung zahlreicher passiver und aktiver Stabilisierungsverfahren kontinuierlich verbessert [SHH88, Ham89]. Insbesondere durch die Ankopplung an geeignete Frequenzreferenzen wird die höhere Frequenzstabilität ermöglicht. Eine atomare Referenz gewährleistet dabei nur eine hohe Langzeitstabilität, wohingegen die Ankopplung an ein stabiles Fabry-Perot-Interferometer mit einer hohen Güte zur Reduzierung der spektralen Linienbreite bzw. Erhöhung der Kurzzeitstabilität geeignet ist. Ein auf diese Weise kurz- und langzeit stabilisierter Laser stellt damit ein Frequenznormal dar, dessen Stabilität mit Hilfe eines Uhrwerks, das durch die neuerliche Entwicklung von sogenannten Frequenzkammen modenstabilisierter Femtosekundenlaser stark vereinfacht wurde, in einen elektronisch messbaren Bereich übergeführt wird [URHH99, RHUH99, DJY<sup>+</sup>00]. Damit ist die wichtige Basis für die Realisierung einer optischen Atomuhr schließlich gegeben.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Charakterisierung eines hochstabilen Nd:YAG Lasers, der als Uhrenlaser für ein Indiumfrequenznormal eingesetzt wird. Die Gliederung der Arbeit ist dabei wie folgt:

Im **Kapitel 1** wird auf den Laseraufbau eingegangen, wobei zunächst die verwendete Laserquelle, ein monolithischer Ringlaser und dessen spezifische Eigenschaften und Kenndaten, betrachtet werden. Im weiteren wird auf die notwendige zweimalige Frequenzverdopplung der Laserwellenlänge eingegangen, insbesondere

auf die Verwendung eines periodisch gepolten Kristalls zur 1.Frequenzverdopplung.

Die Ursachen und Verbesserungsmöglichkeiten der Frequenzinstabilität des Lasers werden im **Kapitel 2** aufgezeigt. Die besonders verbreitete Methode der aktiven Laserfrequenzstabilisierung nach Pound-Drever-Hall mit Hilfe von optischen Resonatoren wird ebenso ausführlich erklärt, wie auch der dafür notwendige Regelkreis.

Die Kriterien zur Auswahl des Resonatormaterials wie auch der optimalen Lagerung des Resonators wird in **Kapitel 3** diskutiert. Zudem werden die verschiedenen Methoden der Unterdrückung von externen Vibrationen dargestellt. Dabei wird auch die tatsächliche Situation in zwei Labors mit einbezogen.

**Kapitel 4** stellt die verschiedenen Möglichkeiten der Charakterisierung der Frequenzstabilität eines Laseroszillators vor, die wiederum in unterschiedlichen Messkonfigurationen gewonnen werden können.

Die Ergebnisse der Frequenzstabilität des eingesetzten Uhrenlasers werden in **Kapitel 5** ausführlich vorgestellt, wobei diese in Anlehnung an die im 4.Kapitel vorgestellten Messkonfigurationen ermittelt werden. Ebenso erfolgt die Vorstellung der Messungen zur Frequenzstabilität von optischen Fasern. Das Kapitel endet mit einer Übersicht über die erzielten Resultate im Vergleich mit dem weltweiten Status Quo der Laserfrequenzstabilisierung.

Im **6. und letzten Kapitel** schließlich werden die experimentell ermittelten Grenzen für die Frequenzstabilität des untersuchten Uhrenlasers vorgestellt. Besondere Bedeutung wird hierbei dem Einfluss von externen Vibrationen beigegeben.



# 1 Der Laseraufbau

Eine notwendige Voraussetzung für den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Laser sind im Hinblick auf seine geplante Anwendung in einem Frequenznormal, eine Ausgangsleistung im Bereich von ein paar 100 mW bei Einfrequenzbetrieb. Eine naheliegende Wahl zum Erreichen des Einfrequenzbetriebs, d.h. die Oszillation auf einer einzigen transversalen und longitudinalen Mode, sind Ringlaser, da Lochbrenneffekte, welche die Oszillation einer dominanten Mode behindern würden, vermieden werden. Wird weiterhin die Resonatorumlaufänge klein gehalten, so wird der Einfrequenzbetrieb durch den vergrößerten longitudinalen Modenabstand zusätzlich begünstigt. Die kürzesten Umlaufängen werden erreicht, indem an Stelle von externen Spiegeln die Oberflächen eines aktiven (oder zumindestens partiell aktiven Lasermediums) durch entsprechendes Anschleifen, Polieren und Beschichten verwendet werden. Ohne äußere Komponenten und damit ohne die durch die Bewegung dieser Komponenten verbundenen Frequenzfluktuationen ergibt sich eine sehr hohe intrinsische Frequenz- und Amplitudenstabilität. Die kurze Umlaufänge reduziert gleichzeitig die internen Verluste, so dass eine hohe Konversionseffizienz erreicht werden kann. Wird ein Nd:YAG Kristall dementsprechend mechanisch behandelt und präpariert, so spricht man von einem monolithischen Nd:YAG Ringlaser oder allgemein von einem MISER (*Monolithic Isolated Single mode End-pumped Ring* [KB85]) oder NPRO (*Non-Planar Ring Oscillator*).

Im folgenden Kapitel wird zunächst das aktive Lasermaterial Nd:YAG vorgestellt, bevor auf die Grundlagen des bereits erwähnten monolithischen Ringlasers eingegangen wird. Im Anschluss daran werden der dazugehörige Laseraufbau und die ermittelten Kenndaten vorgestellt.

## 1.1 Das aktive Lasermaterial Nd:YAG

Fast 40 Jahre nach den ersten spektroskopischen Untersuchungen [GMvU64, KG64] stellt heute der mit  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen dotierte Wirtskristall Yttrium-Aluminium-Granat ( $\text{Nd}^{3+} \text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  bzw. Nd:YAG) eines der bedeutendsten aktiven Materialien für Festkörperlaser im wissenschaftlichen und industriellen Bereich dar. Seine Vorteile liegen dabei auf der Hand: Er lässt sich in guter optischer Qualität herstellen, weist eine hohe thermische Leitfähigkeit auf (siehe Tab. 1.1), ist verschleißfest und durch eine hohe mechanische Stabilität (siehe Tab. 1.1)



Wirts-Material	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> (Granat)
typ. Neodym-Anteil	1%
typ. Dotierungskonzentration	$1,38 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Dichte	4,56 g/cm <sup>3</sup>
Knoop Härte	1215
Bruchgrenze	$2 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$
Wärmeleitfähigkeit	13 W/(K m)
Spezifische Wärmekapazität	0,59 J/(g K)
Schmelzpunkt	1970 °C
Brechungsindex (1064 nm)	$n_b = 1,818$
Lin. T.-Ausdehnungskoeff.	$\alpha = 6,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (1064 nm; 300 K)
Rel. T.-Koeff. d. Brechungsindex	$dn/dT = 7,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (1064 nm; 300 K)
Verdet-Konstante	$103^\circ (\text{Tm})^{-1}$
Spontane Fluoreszenzlebensdauer	230 $\mu\text{s}$
Laserübergang bei 946,2 nm	$^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow ^4I_{9/2}(Z_5)$

Tabelle 1.1: Materialkonstanten für Nd:YAG (nach [Koe92, Dan76])

ausgezeichnet, so dass sich hohe Oberflächengüten durch mechanisches Polieren erreichen lassen. Der Wirtskristall YAG (Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) hat eine kubische Struktur, ist im ungepumpten Zustand optisch isotrop und in einem Wellenlängenbereich von 333 nm bis 4  $\mu\text{m}$  transparent [SOCR69, Dan76, Kam90, Koe92].

Bei einer Dotierung mit Neodym wird im YAG ein Teil der Y<sup>3+</sup>-Ionen durch Nd<sup>3+</sup> ersetzt, welche ca. 3% größer sind und daher eine sinnvolle Dotierungskonzentration auf unter 2% begrenzen. Höhere Dotierungen führen zu Spannungen und Inhomogenitäten im Kristall, verringern die Fluoreszenz-Lebensdauer des oberen Laserniveaus und verursachen unerwünschte Energie-Relaxationen zwischen benachbarten Ionen. Üblich sind deshalb Dotierungen von etwa 1%, die einer Nd<sup>3+</sup>-Ionendichte von  $1,38 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  entsprechen [Dan76].

Das Termschema des Nd<sup>3+</sup>-Ions im Wirtskristall YAG ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Die Absorption der Pumpstrahlung bei 808 nm erfolgt in die  $^4F_{5/2}$ - und  $^2H_{9/2}$ -Niveaus, wodurch nach einer Relaxationszeit von wenigen Nanosekunden das obere Laserniveau  $^4F_{3/2}(R)$  bevölkert wird, welches eine Fluoreszenzeffizienz von mehr als 99,5% aufweist und eine Fluoreszenzlebensdauer von 230  $\mu\text{s}$  besitzt [Koe92]. Die Laserlinie mit dem höchsten Wirkungsgrad ist die bei Raum-

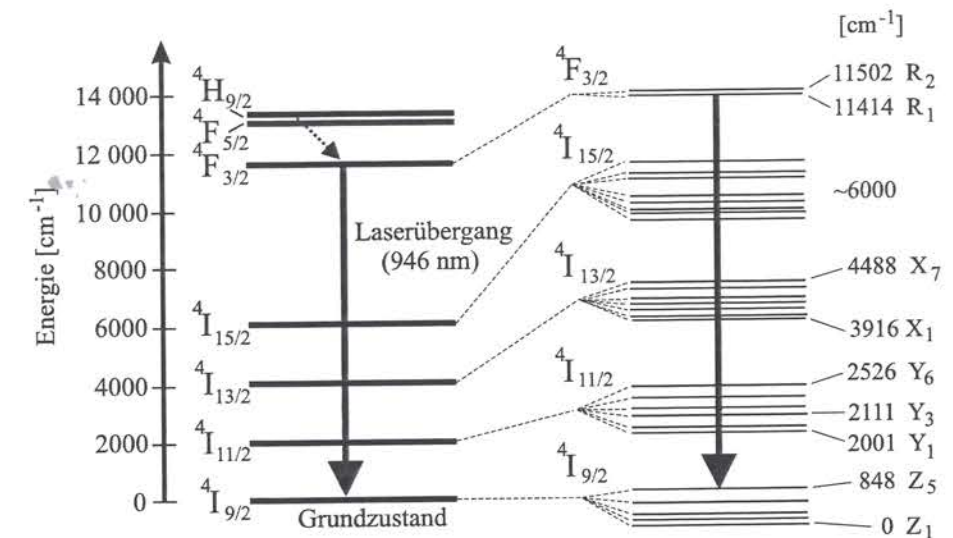


Abbildung 1.1: Darstellung des Termschemas von Nd:YAG.

temperatur homogen verbreiterte Linie bei  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  ( $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ ). Daneben existieren im aktiven Lasermaterial Nd:YAG zahlreiche weitere Übergänge, auf denen Laseroszillation bei Raumtemperatur erreicht werden kann. Eine besondere Stellung nimmt dabei das Quasi-Drei-Niveau-System mit dem Laserübergang  $^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow ^4I_{9/2}(Z_5)$  bei  $\lambda = 946 \text{ nm}$  ein [FB87b, Ris88], dessen Wirkungsquerschnitt ( $\sigma = 4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  [CKH96]) etwa eine Größenordnung geringer ist, wodurch die Laserschwelle im Gegenzug umso höher liegt. Der Laserübergang bei  $\lambda = 946 \text{ nm}$  besitzt dasselbe obere Laserniveau ( $^4F_{3/2}$ ) wie der dominierende Übergang bei  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , allerdings gehört beim Quasi-Drei-Niveau-Laserübergang das untere Laserniveau zum Grundzustands-Multiplett, das durch das Kristallfeld aufgespalten ist. Um die aus der thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus resultierende Reabsorption der erzeugten Laserstrahlung zu vermeiden ( $\Delta(^4I_{9/2}(Z_1-Z_5)) = 848 \text{ cm}^{-1}$ ), ist es wichtig, nur ein sehr kurzes Stück (etwa 1 bis 2 mm lang [RL87]) Nd-gedoptes YAG Material zu verwenden. Die optimale Länge wird dabei von zwei gegensätzlichen Faktoren bestimmt: Je kürzer die Strecke im aktiven Medium, desto weniger Pumplicht wird absorbiert und die Laserschwelle steigt an; Andererseits bleiben bei konstanter Pumpleistung mit zunehmender Länge des Kristalls, Teile des aktiven Mediums ungepumpt und ohne Inversion und damit steigen die Reabsorptionsverluste an. Gezeigt wurde Lasertätigkeit bei  $\lambda = 946 \text{ nm}$  bereits sehr früh, allerdings wurde dabei der Nd:YAG Kristall wegen der bereits beschriebenen Absorptionsverluste auf  $T = 77 \text{ K}$  gehalten [JT63]. Später gelang der Nachweis dann auch bei Raumtemperatur mit Pumpen durch Xenon-Blitzlampen [WH69] und mit dem Licht von Laserdioden [FB87a].



## 1.2 Grundlagen monolithischer Ringlaser

Erste Arbeiten über die Eigenschaften von nichtplanaren Nd:YAG Ringlasern sind bereits 1980 entstanden [GEKS81a, GEKS81b]. Das erste Design eines monolithischen Ringlasers (MISER) wurde von T.J. Kane und R.L. Byer im Jahre 1985 entwickelt [KB85]. Ausgehend von diesem Design sind in der Folgezeit monolithische Ringlaser aus verschiedenen Lasermaterialien und mit verschiedenen Geometrien realisiert worden, die bezüglich der jeweiligen experimentellen Anforderungen optimiert wurden [KNB87, JDN87, DGB90, FHTW95, FTW97].

Monolithische Ringlaser zeichnen sich aufgrund des kompakten monolithischen Designs und der effizienten longitudinalen Anregung mit Diodenlasern durch eine hervorragende Amplituden- und Frequenzstabilität aus. Die intrinsische Stabilität eines monolithischen Ringresonatordesigns beruht auf der Tatsache, dass keine externen Komponenten vorhanden sind, die unabhängig voneinander die Geometrie des Strahlenganges verändern können. Der Betrieb des Ringlasers in nur einer Umlaufrichtung, sowie der Einfrequenzbetrieb wird durch eine intrinsische optische Diode erreicht. Die Amplitudenschwankungen liegen bei Fourierfrequenzen von einigen MHz bereits an der Quantenrauschgrenze und werden bei kleineren Frequenzen nur durch die Relaxationsschwingungen dominiert. Die Linienbreite freilaufender Ringlaser ist für kurze Mittelungszeiten ( $t < 1$  s) typischerweise im kHz-Bereich [KNB87, BGD88], die spektrale Dichte des Frequenzrauschens, dominiert durch die Relaxationsschwingungen im Bereich von Hunderten von kHz, beträgt etwa  $1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  [FJK89, CRH92].

In dieser Arbeit wird ein quasi-monolithischer diodengepumpter Nd:YAG Ringlaser<sup>1</sup> mit einer Emissionswellenlänge bei 946 nm verwendet [Inn99]. Für vergleichende Messungen wurde anfangs noch ein monolithischer Kristall<sup>2</sup> bei 1064 nm eingesetzt. Das Konzept des quasimonolithischen Lasers wurde am Laserzentrum Hannover ausgehend von den Arbeiten von Kane und Byer [KB85] entwickelt [FHTW95]. Im folgenden werden nun einige theoretische Aspekte von monolithischen und quasimonolithischen Ringlaserkristallen erläutert.

### 1.2.1 Der monolithische Kristall

In Abbildung 1.2 ist die grundsätzliche Geometrie eines monolithischen Nd:YAG Ringlasers dargestellt. Die Störung der intrinsischen Frequenzstabilität des Lasers durch die Bewegungsmöglichkeit der individuellen optischen Komponenten ist bei einem monolithischen Design aufgehoben. Ebenso sind die Auswirkungen von Luftturbulenzen und die damit verursachten Phasenänderungen im Laserresonator im monolithischen Design nicht vorhanden. Der kommerziell erworbene

<sup>1</sup>Typ: Mephisto; Fa. Innolight

<sup>2</sup>ebenfalls Fa. Innolight

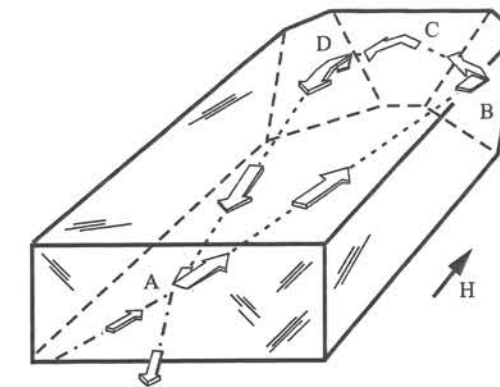


Abbildung 1.2: Geometrie eines monolithischen Nd:YAG Ringlasers

monolithische Ringlaser für  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  besteht aus einem  $3 \times 8 \times 12 \text{ mm}^3$  großen Kristall. Dieser ist an den beiden Ecken B und D unter einem Winkel  $\Phi = 20^\circ$  angeschliffen, wodurch der optische Strahlengang im Kristall durch Totalreflexion an den Punkten B, C und D festgelegt ist. Die Totalreflexion weist dabei sehr geringe Verluste auf. Die dielektrisch beschichtete Frontfläche ist konvex, um die Stabilität des Resonators zu gewährleisten, und bildet den Einkoppelspiegel für die Pumpwellenlänge von 808 nm und zur selben Zeit den partiellen Auskoppelspiegel für die generierte Laserstrahlung. Verluste durch weitere Oberflächen, wie z.B. Etalonoberflächen oder AR-Beschichtung des Nd:YAG Kristalls, wie sie in einem aus diskreten Elementen aufgebauten Laserresonator vorkommen, sind hier nicht vorhanden. Da das Laserlicht unter einem von Null verschiedenen Winkel ( $\Theta = 8^\circ$ ) aus dem Resonator ausgekoppelt wird, ergeben sich unterschiedliche Reflektivitäten der dielektrischen Schichten für senkrechte und parallele Polarisationskomponenten, wobei die p-Polarisation stärker transmittiert wird als die s-Polarisation. Das Verhältnis der Reflektivitäten ist durch die Wahl der aufgedampften Materialien festgelegt. Die Anregung des Ringlasers erfolgt durch Diodenlaser in einer longitudinalen, modenselektiven Pumpgeometrie. Longitudinales Pumpen mit einem Radius des Pumpstrahles kleiner als der Radius der  $\text{TEM}_{00}$ -Mode des Lasers garantiert den Betrieb des Lasers in der transversalen Grundmode. Die transversale Modenstabilität des Resonators wird durch die beim optischen Pumpen im Nd:YAG-Kristall thermisch induzierte Linsenwirkung gewährleistet. Mit zunehmender Pumpleistung erhöht sich die Linsenwirkung, was zu einer Reduzierung des Grundmodenradius der im Resonator umlaufenden Mode führt. Der hohe Wirkungsgrad und die kompakte Bauweise des gesamten Laseraufbaus ergeben sich durch die Verwendung von schmalbandigen Diodenlasern als Pumpquelle. Der monolithische Ringlaser emittiert immer nur auf einer longitudinalen Lasermode (*single-frequency operation*). Ursache hierfür ist zum einen die geringe Größe des Kristalls, die einen großen Frequenzabstand zwischen zwei longitudinalen Moden bewirkt, was das Erreichen des longitudinalen Ein-



modenbetriebs erleichtert. Zum anderen der Einrichtungsbetrieb, der, bedingt durch die optische Diode des Ringlasers, keine stehende, sondern eine Wanderwelle im Resonator ausbildet (Folge: kein räumliches Lochbrennen). Diese kann im homogen verbreiterten Lasermedium Nd:YAG somit die Inversion vollständig abbauen.

### 1.2.2 Die intrinsische optische Diode und der Einfrequenzbetrieb

Ein Ringlaser besitzt grundsätzlich zwei Umlaufrichtungen in denen er anschwingen kann, und für jede dieser Richtungen können sich wiederum jeweils zwei Moden mit orthogonalen Polarisationsrichtungen ausbilden. Die insgesamt vier möglichen unabhängigen Eigenmoden eines Ringlasers repräsentieren elliptische Polarisationszustände, die sich nach einem Resonatorumlauf jeweils wieder reproduzieren, wobei in diese Betrachtung nur Verluste durch Transmission eingehen. Die Moden unterscheiden sich neben dem Polarisationszustand einerseits in der Frequenz, da bei der Totalreflexion polarisationsabhängige Phasenverschiebungen auftreten, was analog einer Brechungsindexänderung ist und dadurch zu unterschiedlichen Resonanzfrequenzen führt, und andererseits in den erfahrenen Verlusten. Die Mode mit den geringeren Verlusten schwingt hierbei an, wobei die Hauptachse der elliptischen Polarisation parallel zur s-Polarisation ist. Die Mode mit den nächst höheren Verlusten läuft bereits in der entgegengesetzten Umlaufrichtung im Ringresonator [NGB89]. Ziel ist es deshalb, gezielt einen deutlichen Unterschied in den Verlusten der beiden entgegengesetzten Moden einzuführen. Eine optische Diode erzwingt diese unterschiedlichen Verluste für die beiden Umlaufrichtungen. Im homogen verbreiterten Lasermedium Nd:YAG wird somit nur diese Mode mit den geringsten Verlusten anschwingen und die gesamte Inversion abbauen und dadurch das Anschwingen weiterer Moden verhindern.

Prinzipiell werden für eine optische Diode folgende Elemente benötigt [Sve98]: ein polarisationsselektives Element, welches eine Polarisationsrichtung als verlustarm auszeichnet, ein reziprok-polarisationsdrehendes Element, das den Polarisationszustand des Lichts abhängig von der Richtung, in der es durch das Element hindurchtritt, dreht und schließlich ein nicht-reziprok-polarisationsdrehendes Element, das den Polarisationszustand immer in die gleiche Richtung dreht, unabhängig aus welcher Richtung es bestrahlt wird. Reziproke Polarisationsdreher stellen den Normalfall dar, die Veränderung des Polarisationszustandes, die sie in Vorwärtsrichtung bewirken, wird in Rückwärtsrichtung wieder kompensiert. Der nicht-reziproke Polarisationsdreher ist in der Regel ein Faraday-Rotator. Alle drei Komponenten schließlich sind in einem monolithischen Ringlaser realisiert [KB85, SWW88]. Die entsprechend bedampfte Einkoppelfacetten des Laserkristalls dient durch den von Null Grad verschiedenen Einfallswinkel als Polarisator

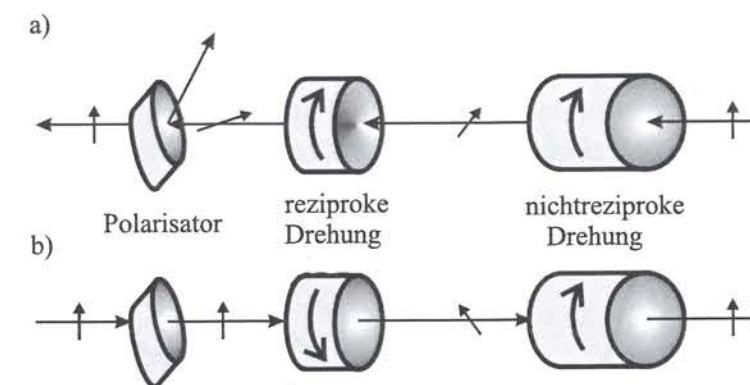


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Wirkungsweise einer optischen Diode. a) Addition der Polarisationsdrehungen. b) Kompensation der Polarisationsdrehungen

tor, wobei die p-Polarisation besser transmittiert wird. Durch das Anschleifen der Flächen bei B und D unter dem Winkel  $\Phi$  erfolgt der Strahlverlauf nichtplanar, was zu einer reziproken Drehung der Polarisation des im Resonator umlaufenden Lichtes führt (Polarisationsdrehung  $\Sigma = 2 \cdot \Phi$ ). Um zu einer nichtreziproken Drehung zu gelangen, nutzt man die nichtverschwindende Verdet-Konstante  $(103^\circ(\text{Tm})^{-1})$  [Dan76, KB85] des YAG-Materials, die zusammen mit einem am Kristall in Kristallachse anliegendem permanenten Magnetfeld einen Faraday-Effekt bewirkt, d.h. dass die Polarisationsdrehung des Lichts unabhängig von der Umlaufrichtung ist. Damit addieren sich für eine Umlaufrichtung die beiden Polarisationsdrehungen, wohingegen sich für die andere Richtung die beiden Drehungen subtrahieren. Die dielektrische Beschichtung der Auskoppelfläche bewirkt unterschiedliche Reflexionen für die beiden Umlaufrichtungen, die sich in ihren Polarisationsrichtungen unterscheiden, wodurch eine Mode bevorzugt wird. Damit ist die optische Diode komplett, wodurch der Einrichtungsbetrieb und damit der Einmodenbetrieb des Lasers gewährleistet ist. Die Auswahl der Umlaufrichtung geschieht über die Richtung des angelegten magnetischen Feldes. Außerhalb des Resonators hat die Strahlung eine elliptische Polarisation mit einem Verhältnis der Hauptachsen von etwa 1:5 [FHTW95].

Ein weiterer Vorteil des Ringresonators besteht darin, dass dieser unempfindlich gegenüber optischen Rückkopplungen ist, da rückgekoppeltes Laserlicht gerade in die Umlaufrichtung einstrahlt, die von der optischen Diode unterdrückt wird. Desweiteren ist die Resonanzfrequenz der unterdrückten Umlaufrichtung gegenüber der Laseremissionsfrequenz verschoben. Somit wird die optische Rückkopplung stark unterdrückt und es kommt zu keiner resonanten Überlagerung. Ein zu großes optisches Signal, das in den Ringlaser zurückgekoppelt wird, kann dennoch zu einer Störung des Einrichtungsbetriebes führen, da dieses ebenso eine Verstärkung im aktiven Medium erhält und somit die Verstärkung bzw. die Ausgangsleistung des in Richtung der optischen Diode umlaufenden Signals schwächt.



### 1.2.3 Der quasimonolithische Kristall

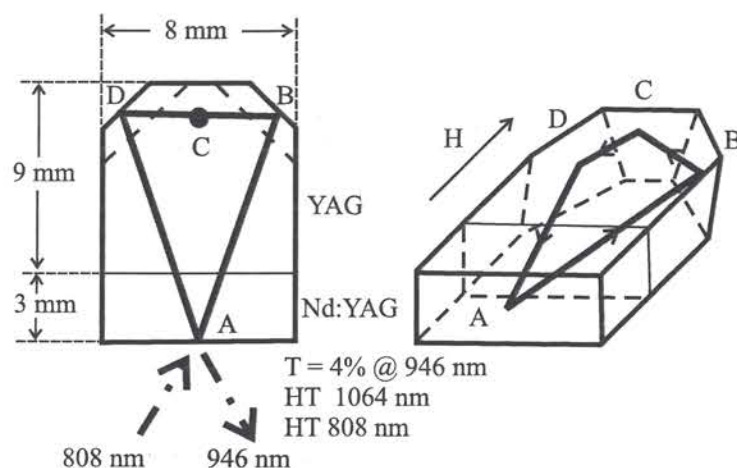


Abbildung 1.4: Geometrie eines quasi-monolithischen Nd:YAG Ringlasers

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist einer der großen Vorteile von Indium als mögliches zukünftiges Frequenznormal der, dass es die Möglichkeit bietet, einen Nd:YAG Laser als Uhrenlaser zu verwenden. Allerdings muß dazu der Nd:YAG Laser auf der schwächeren Laserlinie  $\lambda = 946 \text{ nm}$  betrieben werden. Aufgrund der in Kapitel 1.1 beschriebenen Reabsorptionsverluste war ein Laserbetrieb bei  $\lambda = 946 \text{ nm}$  unter Verwendung der oben beschriebenen monolithischen Geometrie lange Zeit nicht möglich. Diese Verluste betragen bei Raumtemperatur etwa 7–8 %/cm [FB87b] und erfordern eine Anpassung der Kristalldimensionen [RL87] an die Absorptionslänge der Pumpstrahlung. Dies würde jedoch einen Ringlaser von etwa 1 mm Länge erfordern, was fertigungstechnisch nur sehr schwer zu beherrschen ist. Dass es dennoch möglich war, einen quasimonolithischen Laser zu bekommen, ist der Neuentwicklung des Laserzentrums Hannover zu verdanken. Sie entwarf einen Laserkristall, der aus einem 3 mm langen, mit 0,9 %-at Nd-dotierten Teil, und einem 9 mm reinen YAG-Kristall besteht, der den Resonator vervollständigt und in dem keine Verluste durch Reabsorption auftreten. Dadurch konnte die Länge des aktiven Materials optimiert werden, während gleichzeitig die Dimensionen des Resonators groß blieben. Beide Kristalle zusammengefügt ergeben einen quasimonolithischen Kristall mit den Maßen  $3 \times 8 \times 12 \text{ mm}^3$ , der dieselbe Resonatorgeometrie besitzt wie der monolithische Ringlaser für  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ . Eine dauerhafte Verbindung dieser beiden Kristalle ist durch ein optisches Kontaktierungsverfahren möglich (*diffusion bonding*). Um ein Anschwingen des Lasers auf der starken 1064 nm-Linie zu unterbinden, besitzt die Frontfläche eine hohe Transmission ( $T \approx 90\%$ ) für eben diese Wellenlänge. Die Frontfacette A für den quasimonolithischen Kristall ist plan geschliffen, da der thermische Linseneffekt zur Fokussierung der Pumpstrahlung ausreicht. Um Lasertätigkeit bei

$\lambda = 946 \text{ nm}$  zu ermöglichen, ist hingegen eine 4%-ige Transmissionsbedampfung für diese Wellenlänge aufgetragen. Eine hohe Transmission ( $T \approx 90\%$ ) muß desweiteren für die Pumpwellenlänge bei 808 nm sichergestellt sein [FHTW95], was insgesamt sehr hohe Anforderungen an die Beschichtung der Frontfläche stellt.

### 1.3 Aufbau des Laserkopfes

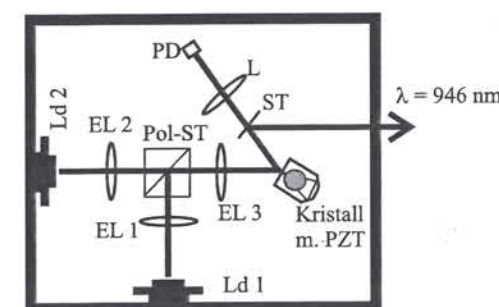


Abbildung 1.5: Aufbau des Laserkopfes (Ld: Laserdiode; EL: Einkoppelinse; Pol-ST: Polarisationsstrahlteiler; ST: Strahlteiler, L: Linse; PD: Photodiode).

Das Innere eines diodengepumpten Nd:YAG Ringlasers (Abb. 1.5) ist vergleichsweise einfach und kompakt. Die wesentlichen Elemente, auf die im Anschluss näher eingegangen wird, sind dabei zwei Pumplaserdioden, Optik zur Abbildung der Pumpstrahlung und der Laserkristall. Der gesamte Aufbau befindet sich in einem schwarz eloxiertem Aluminiumgehäuse der Größe  $16 \times 14 \times 9 \text{ cm}^3$ . Dieses schützt einerseits die optischen Komponenten vor Staub, darüberhinaus bietet es aber auch eine erste Isolation gegenüber akustischen Störungen und Luftzirkulationen, die zu Temperaturfluktuationen des Laserkristalls und damit zu Laserfrequenzschwankungen führen können.

#### 1.3.1 Laserdioden

Laserdioden sind in nahezu idealer Weise zum Pumpen von Festkörperlasern geeignet [FB88, SWW88]. Sie emittieren kohärente Strahlung mit einem hohen Wirkungsgrad und weisen eine hohe Amplitudenstabilität auf. Die Wellenlänge von Diodenlasern ist von der Temperatur des p-n-Überganges abhängig und daher auf die Absorptionsbanden des Lasermaterials abstimmbare (Abstimmkoeffizient: 0,28 nm/K für GaAs [coh]). Darüberhinaus lässt sich das Licht von Diodenlasern gut fokussieren, so dass ein optimaler Überlapp mit dem Modenvolumen der Lasermode im Resonator möglich ist. Daher lassen sich mit diodengepumpten Festkörperlasern hohe Gesamtwirkungsgrade erzielen. So kann etwa 40% – 50% der



durch die Diodenlaser elektrisch aufgenommenen Energie in schmalbandige Laserstrahlung umgewandelt werden. GaAs-Pumplaserdioden zeigen beispielsweise eine gute spektrale Überlagerung mit den stärksten Absorptionsbanden von Nd:YAG.

Bei dem vorgestellten Laser sind zwei derartige Diodenlaser<sup>3</sup> (Ld1 und Ld2 in Abb. 1.5) mit jeweils etwa  $P_{p,max} = 1,8 \text{ W}$  maximaler Pumpleistung bei  $\lambda_p = 808 \text{ nm}$  eingebaut. Es handelt sich dabei jeweils um verstärkungsgeführte Diodenlaser, deren  $1 \times 200 \mu\text{m}^2$  große aktive Zone aus phasengekoppelten Emittern in Multiple-Quantum-Well-Struktur besteht und die mit einer Zylinderlinse zur Kompensation des Astigmatismus ausgestattet sind. Die Stromflüsse sind typischerweise knapp  $2 \text{ A}$  ( $U \leq 2,3 \text{ V}$ ) und die eingestellten Temperaturen sind  $T(Ld1) = 33,16^\circ\text{C}$  und  $T(Ld2) = 35,6^\circ\text{C}$ . Die emittierte Wellenlänge lässt sich über die Temperatur des Halbleiterkristalls, der auf einem Peltierelement befestigt ist, abstimmen ( $\Delta\lambda_p = \pm 1 \text{ nm}$ ) und somit auf das Absorptionsmaximum von Nd:YAG bei  $\lambda_{Nd:YAG,abs} = 808,6 \text{ nm}$  einstellen.

### 1.3.2 Einkoppeloptik

Zur weiteren Einkopplung in den Laserkristall wird das Licht jeder Laserdiode zunächst durch eine sphärische Linse (EL1 und EL2 in Abb. 1.5) kollimiert. Anschließend werden die beiden Pumplichtquellen in einem Polarisationsstrahlteiler zusammengeführt und über eine weitere Einkoppellinse (EL3) in das aktive Medium eingekoppelt. Der hier betrachtete Ringlaser wird longitudinal gepumpt, d.h. dass durch die Einkoppelfläche hindurch das Pumplicht kollinear zur resonatorinternen Strahlung eingekoppelt wird. Dies hat den Vorteil, dass bei geeigneter Justierung das gesamte Pumplicht innerhalb des Modenvolumens der transversalen Grundmode ( $\text{TEM}_{00}$ ) liegt und somit transversal höhere Moden wirkungsvoll an der Oszillation gehindert werden.

### 1.3.3 Laserkristall

Der Laserkristall selbst befindet sich auf einem Peltierelement mit aufgeklebtem Temperatursensor zur Temperaturregelung bzw. -stabilisierung des Kristalls und damit zu dessen grober Frequenzabstimmung (siehe Kap. 1.4.2). Auf der Oberseite des Kristalls befindet sich zur feineren Frequenzabstimmung (siehe Kap. 1.4.2) eine dünne scheibenförmige Piezokeramik, die mit einem festem Epoxylebstoff aufgeklebt ist. Die Fläche der Keramik bedeckt über die Hälfte der Fläche des Laserkristalls ( $A_l \approx 0,9 \text{ cm}^2$ ) und endet noch deutlich vor dem Punkt C der Totalreflexion. Die Kombination aus Laserkristall und Peltierelement befindet sich

<sup>3</sup>1.Generation von der Fa. Polaroid; 2.Generation von der Fa. Coherent, Typ: S-81-2000C-200-H

in einer Halterung, die mit einem Permanentmagneten zu Erzeugung eines starken Magnetfeldes ausgestattet ist. Über eine entsprechende Halterung wird die Piezokeramik zusätzlich von oben auf dem Kristall gehalten und bereits vorgespannt.

## 1.4 Laserkenndaten

Das kommerziell erworbene Lasersystem der Fa. Innolight besteht aus dem oben beschriebenen Laserkopf und einer zugehörigen Elektronik mit den Stromversorgungen und den Temperaturstabilisierungen für die Pumplaserdioden, sowie der Temperaturstabilisierung für den Laserkristall. Das ursprüngliche System war dabei zunächst mit einem monolithischen Kristall für  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  ausgerüstet. Erst nach geglückter Fertigstellung eines quasimonolithischen Kristalls, erhielten wir drei der ersten Exemplare, wobei die Kenndaten dieser Kristalle bei  $\lambda = 946 \text{ nm}$ , insbesondere ihre Abstimmbarkeit noch unbekannt waren. So erfolgte die Ausrüstung der Kristalle mit einer Piezokeramik, sowie die Neujustage der Pumplaserdiodeneinkopplung erst nachträglich im Rahmen dieser Arbeit. Nach ausgiebigen Vergleichsmessungen der drei quasimonolithischen Kristalle, insbesondere im Hinblick auf deren Abstimmbarkeit, stellte sich einer der Kristalle als besonders geeignet heraus. Dessen Kenndaten werden nun vorgestellt. Mit diesem Kristall sind alle weiteren in dieser Arbeit vorgestellten Messungen gemacht worden.

### 1.4.1 Laserleistung

Zu Beginn der Messungen steht die Abhängigkeit der emittierten Laserleistung von der optischen Pumpleistung im Vordergrund. Diese sind in Abbildung 1.6 für zwei unterschiedliche Wellenlängen, emittiert jeweils von einem monolithischen MISER bei  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  und einem quasimonolithischen MISER bei  $\lambda = 946 \text{ nm}$ , zu sehen. Der Beginn der Laseremission wird als Laserschwelle  $P_{p,lt}$  (*laser threshold*) bezeichnet und kennzeichnet den Punkt, an der die Verstärkung des erzeugten Laserlichtes für einen Resonatorumlauf gleich den Verlusten wird. Die ermittelten Laserschwellen liegen bei dem  $1064 \text{ nm}$ -Laser bei etwa  $500 \text{ mW}$  und beim  $946 \text{ nm}$ -Laser bei etwa  $2200 \text{ mW}$ , was durch die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte der jeweiligen Übergänge bedingt ist. Oberhalb der Laserschwelle nimmt die Leistung des Lasers linear mit dem Strom der Pumpdioden, und damit mit der optischen Pumpleistung zu. Die Steigung, die sich aus diesem Graphen ergibt, wird als differentieller Wirkungsgrad (*slope efficiency*)  $\eta_d$  bezeichnet [Ris88].

$$\eta_d = \frac{dP_l}{dP_p} = \frac{T}{L + T} \cdot \frac{\nu_l}{\nu_p} \cdot \eta_{abs} \cdot \frac{dS}{dF} \quad (1.1)$$



$\eta_{abs}$  ist dabei die Effizienz, mit der einfallende Pumpphotonen absorbiert werden,  $dS/dF$  ist die Effizienz, mit der absorbierte Pumpphotonen in Laserphotonen umgewandelt werden,  $\nu_l/\nu_p$  ist der Quantendefekt und  $T/(L+T)$  ist der Anteil der durch den Auskoppler austretenden Laserphotonen, wobei  $T$  dessen Transmission und  $L$  die Verluste im Resonator darstellt. Der Quantendefekt beträgt für eine Pumpwellenlänge von 808 nm, für die jeweiligen Emissionswellenlängen:  $\nu_l/\nu_p = 76\%$  (1064 nm) bzw.  $\nu_l/\nu_p = 85\%$  (946 nm). Die  $dS/dF$ -Effizienz beträgt für beide Wellenlängen nahezu 1 [Ris88].

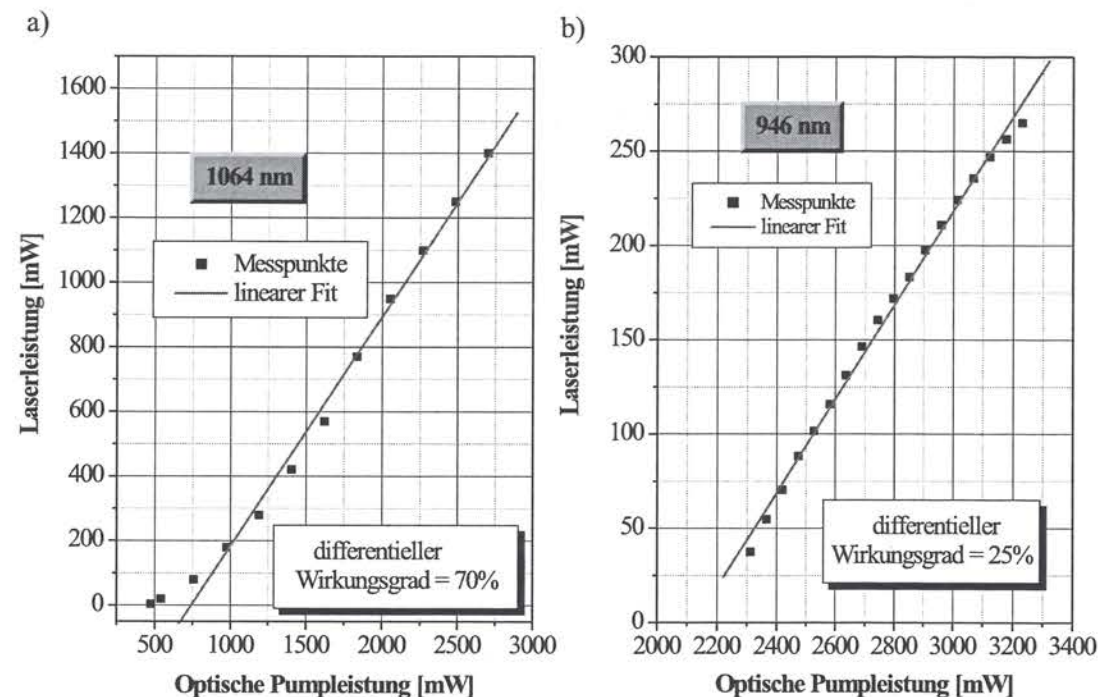


Abbildung 1.6: Generierte Laserleistung in Abhängigkeit der optischen Pumpleistung für a) einen monolithischen MISER-Kristall bei  $\lambda = 1064$  nm und b) für einen quasimonolithischen Laserkristall bei der vierfachen Wellenlänge des Indiumübergangs.

Bei den Messungen fällt der sehr hohe und nahe am theoretischen Limit von 76% liegende Wirkungsgrad von 70% bei der Generierung der 1064-nm-Strahlung auf (vgl. geringere Werte in [CK91,FKTW93,FTW95]). Im Vergleich zu dem Wirkungsgrad von 25% bei dem 946-nm-Übergang (vgl. ähnlichen Wert in [FHTW95]), obwohl die theoretische Grenze hierfür höher liegt, als für den 1064-nm-Übergang. Räumliche Variationen der Pump- und der Lasermoden durch eine nicht perfekte Justage, sowie durch spontanen Zerfall abgebaute Inversion und auch unterschiedliche Transmissionsverluste können prinzipiell die Ursache für die gemessenen

max. optische Pumpleistung ( $\lambda = 808$ nm)	$P_{p,max} \approx 3,2$ W
Laserleistung	$P_l(946 \text{ nm}) = 265$ mW
differentieller Wirkungsgrad	$\eta_d = 25\%$
Konversionsgrad	8 %
elektrisch-optische Gesamteffizienz	$\eta_{eo} = 3,5 \%$
Laserschwelle	$P_{p,lt} \approx 2200$ mW

Tabelle 1.2: Kenndaten des quasi-monolithischen MISERs bei der vierfachen Wellenlänge des Indiumübergangs.

unterschiedlichen differentiellen Wirkungsgrade sein.

Zu Beginn der Arbeiten mit dem quasimonolithischen Kristall war noch nicht klar, ob es überhaupt möglich sein wird, die Emissionswellenlänge des Lasers auf die vierfache Absorptionswellenlänge des sog. Uhrenübergangs des  $\text{In}^+$ -Ions ( $4 \cdot 236,5 \text{ nm} = 946 \text{ nm}$ ) abzustimmen. Aus diesem Grund wurden die zur Verfügung stehenden Parameter wie Temperatur des Kristalls und der Laserdioden, Strom der Laserdioden, aber auch die Einkopplung der Pumplaserstrahlung in den Laserkristall neu justiert. Zu Beginn wurde dabei das Augenmerk auf die Maximierung der Ausgangsleistung gerichtet, was zu dem Maximalwert von  $P_l(946 \text{ nm}) = 550 \text{ mW}$  führte (siehe noch höhere Werte in [FHTW95, BFTW97]). In einem nächsten Schritt wurde dann versucht die richtige Laserwellenlänge zu erreichen. Dies konnte durch die Veränderung der Kristalltemperatur alleine nicht erreicht werden, weshalb als zusätzlicher Parameter die Einkopplung des Pumplaserlichts in die Resonatormode variiert wurde. Hierbei wurden durch zunehmendes „Dejustieren“ der Einkoppeloptik verschiedene longitudinale Lasermoden angeregt, die nicht mehr im Maximum des Verstärkungsprofils von Nd:YAG liegen. Aus diesem Grund kann die Ausgangsleistung nicht auf ihrem Maximum gehalten werden, so dass in diesem Bereich Abstriche hingenommen werden müssen. Jedoch wird so schließlich die Emission auf der gewünschten Wellenlänge bei einer entsprechenden Kristalltemperatur mit einer verbleibenden Laserleistung von etwa  $P_l(946 \text{ nm}) = 265 \text{ mW}$  erreicht (siehe Abb. 1.6).

Für den monolithischen Kristall gab es hingegen keine Notwendigkeit für eine Abkehr von der maximalen Emissionsleistung von 1,4 W (siehe vergleichbare Werte in [CK91,FTW95,SSM96]). Das Verhältnis von optischer Pumpleistung zur Laserausgangsleistung wird als Konversionsverhältnis oder -wirkungsgrad bezeichnet und liegt bei den in Abbildung 1.6 vorliegenden Werten bei etwa 52% ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) bzw. 8% ( $\lambda = 946 \text{ nm}$ ). Der elektrisch-optische Gesamtwirkungsgrad  $\eta_{eo}$  drückt das Verhältnis zwischen der durch die Pumplaserdioden verbrauchten elektrischen Leistung zu der im monolithischen Kristall erzeugten



Laserleistung aus. Dieser beträgt für diese Messungen etwa 23% ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) bzw. 3,5% ( $\lambda = 946 \text{ nm}$ ). Die Ergebnisse sind in Tabelle 1.2 zusammengefasst.

### 1.4.2 Frequenzabstimmung

Ein großer Teil dieser Arbeit befasst sich mit der Frequenzstabilisierung des beschriebenen quasimonolithischen Ringlasers. Die emittierte Laserfrequenz  $\nu_l$  hängt dabei von der optischen Weglänge  $L_{opt}$  des Laserresonators auf folgende Weise ab:

$$\nu_l = n \cdot \frac{c}{L_{opt}} \quad \text{mit } n \in \mathbb{N} \quad (1.2)$$

Die gezielte Frequenzabstimmung erfordert daher eine exakte Steuerung der optischen Resonatorlänge  $L_{opt} = n_b \cdot L_{geo}$ . Dies lässt sich zum einen über die Temperatur und die damit verbundene Dehnung bzw. Schrumpfung des Laserkristalls und somit der geometrischen Länge  $L_{geo}$  bewirken, zum anderen besteht die Möglichkeit der mechanisch spannungsinduzierten Änderung des Brechungsindex  $n_b$  im Laserkristall.

Jede Temperaturveränderung am MISER bewirkt allerdings neben der gleichzeitigen Änderung der geometrischen Länge des Resonators sowie der Veränderung des Brechungsindex des YAG Materials, auch eine interne Niveaushift. Zunächst soll nur einmal der kombinierte Effekt von Längenausdehnung  $dL_{geo}/dT$  und Brechungsindexänderung  $dn_b/dT$  betrachtet werden, die die Emissionsfrequenz  $\nu_l$  um  $d\nu_l$  verschieben, wobei die Brechungsindexänderung hierbei den dominierenden Einfluss hat:

$$\frac{d\nu_l/dT}{\nu_l} = \frac{dL_{geo}/dT}{L_{geo}} + \frac{dn_b/dT}{n} \quad (1.3)$$

Die relative geometrische Längenänderung  $(dL_{geo}/dT)/L_{geo}$  bei Temperaturänderung entspricht dem linearen Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  des YAG Materials (siehe Tab. 1.1). Die Werte für die geometrische Längenänderung und die Brechungsindexänderung in Gleichung 1.3 eingesetzt, ergibt etwa  $d\nu/dT \approx 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  was bei der Laserfrequenz von  $\nu_l = 3,16 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$  zu einer Änderung von etwa  $d\nu_l = 4,5 \text{ GHz/K}$  führt. Dies stimmt in etwa mit den experimentellen Werten überein (siehe nachfolgenden Abschnitt).

#### Grobabstimmung

In Abbildung 1.7 sind die unterschiedlichen Abstimmverhalten des monolithischen Kristalls bei  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  und des quasimonolithischen Kristalls bei  $\lambda =$

946 nm bezüglich der Temperatur dargestellt. Auffallend ist hierbei das entgegengesetzte Vorzeichen der Änderung der Laseremissionsfrequenz mit zunehmender Temperatur. Der 946 nm-Übergang stellt eine der wenigen Ausnahmen mit einem derartigen Verhalten im Nd:YAG-Kristall dar. Der Grund hierfür liegt darin, dass das untere Laserniveau, welches das oberste Niveau ( $Z_5$ ) der Grundzustandsmannigfaltigkeit ( $^4I_{9/2}$ ) bildet, um einen größeren Betrag zu kleineren Frequenzwerten verschoben wird, als das obere Laserniveau. Die Ursache dafür ist, dass sich die Niveaus der über dem Grundzustand liegenden Mannigfaltigkeiten ( $^4I_{11/2}$  und  $^4I_{13/2}$ ) mit zunehmender Temperatur zu kleineren Frequenzen verschieben und somit ihren Frequenzabstand zum Grundzustand verkleinern [Kus69]. Ebenfalls linear, nur in die entgegengesetzte Richtung, verschiebt sich die Übergangsfrequenz des 1064 nm-Überganges wie die der meisten anderen Nd:YAG-Linien, mit zunehmender Temperatur hin zu kleineren Frequenzen, wofür die  $\text{Nd}^{3+}$ -Ion-Phonon-Wechselwirkung die Ursache ist. Hierbei ist die Abhängigkeit für höhere Niveaus von der Temperatur größer als für die niedrigeren Niveaus [XB88]. Das zeigt, dass sich das Verstärkungsprofil von Nd:YAG für die beiden Linien unterschiedlich verhält. Ebenso unterschiedlich sind auch die Werte der ermittelten Temperaturabstimmkoeffizienten: So lässt sich der 1064 nm-Laser mit  $-1,24 \text{ GHz/K}$  im Mittel über den gesamten Temperaturbereich abstimmen, während der 946 nm-Laser eine geringere mittlere Empfindlichkeit von nur  $0,35 \text{ GHz/K}$  zeigt. Diese Werte stimmen mit den aus Fluoreszenzmessungen evaluierten Werten überein [Kus69].

Dieses unterschiedliche Verhalten der beiden Laserlinien setzt sich im Detail weiterhin fort, so dass der Abstimmbereich ohne Modensprung, abzulesen jeweils an den abfallenden Flanken der Graphen in Abbildung 1.7, für die 946 nm-Linie etwas kleiner ist als der Freie Spektralbereich (FSB) des Laserresonators, der an dem Modensprung der ansteigenden Flanke in Abbildung 1.7 ablesbar ist. Dadurch kommt es nur noch zu einem geringen Gesamt-Frequenzanstieg mit zunehmender Temperatur. Dagegen ist der Unterschied zwischen dem kleineren FSB (ansteigende Flanke) und dem größeren modensprungfreien Abstimmbereich (abfallende Flanke) für die 1064 nm-Linie deutlich zu erkennen. Die Größe der modensprungfreien Abstimmbereiche, wurde aus Messungen mit jeweils einer feineren Temperatureinteilung bestimmt und beträgt für den quasimonolithischen Laserkristall ca.  $4,3 \text{ GHz}$ , für den monolithischen Laserkristall hingegen ca.  $8,5 \text{ GHz}$ . Auch Temperaturabstimmkoeffizienten innerhalb eines solchen modensprungfreien Bereiches zeigen für die beiden Laserübergänge unterschiedliche Werte. Für den 1064 nm-Übergang beträgt dieser  $-2,92 \text{ GHz/K}$ , was gut mit den Literaturwerten übereinstimmt ( $-3,1 \text{ GHz/K}$  für  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  [ZKDB85, KNB87]), während er für den 946 nm-Übergang  $-5,38 \text{ GHz/K}$  beträgt. Die Ursache für die unterschiedliche Größe des modensprungfreien Abstimmbereichs liegt darin, dass die Verschiebung des Verstärkungsprofils von Nd:YAG für den 946 nm-Übergang und die optische Resonatorlängenänderung bezüglich ihrer Temperaturabhängigkeit unterschiedliche Vorzeichen haben. Durch die teilweise Kompensation dieser



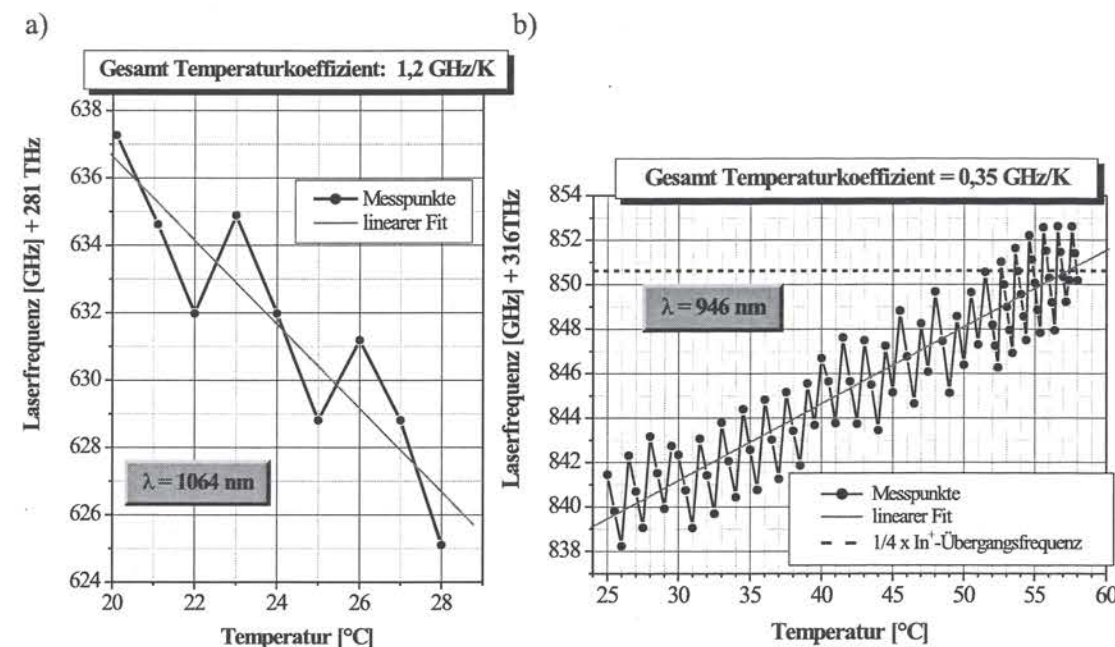


Abbildung 1.7: Temperaturabhängigkeit der Laserfrequenz des a) monolithischen MISER Kristalls bei 1064 nm und b) des quasimonolithischen Kristalls bei 946 nm.

Effekte ergibt sich für die 946 nm-Linie ein kleinerer Frequenzabstimmungsbereich als für die 1064 nm-Linie, bei der die beiden Effekte mit dem gleichen Vorzeichen einher gehen und es somit zu einem größerem modensprungfreien Frequenzbereich kommt.

Die Emissionsfrequenz des 946 nm-Lasers ist somit in nicht allzustarkem Maße von der Kristalltemperatur abhängig, wodurch der Laser im freilaufenden Betrieb eine Drift von nur wenigen MHz pro Minute besitzt. Aufgrund der guten Temperaturstabilisierung des Kristalls und der passiven Stabilisierung durch das Gehäuse ist damit keine weitere aktive Regelung dieses Parameters notwendig.

Aus den reinen geometrischen Abmessungen des Laserresonators ( $L_{\text{geo}} \approx 35 \text{ mm}$ ) lässt sich der zu erwartende Freie Spektralbereich mit Hilfe der Formel  $FSB = c/L_{\text{opt}}$  für beide Kristalle berechnen, was als Ergebnis  $\Delta\nu_{FSB,theo} \approx 4,72 \text{ GHz}$  ergibt. Der aus den Modensprüngen der ansteigenden Flanke gemessene FSB beträgt für den quasimonolithischen Laser ebenfalls  $\Delta\nu_{FSB,exp} = 4,72 \text{ GHz}$  und stimmt damit hervorragend mit dem theoretisch abgeschätztem Wert überein. Der Wert für den monolithischen Kristall kann aufgrund der nicht fein genug aufgelösten Schrittweite in Abbildung 1.7 nur ungenügend abgeschätzt werden, sollte aber aufgrund der selben geometrischen Maße mit dem Wert für den quasimonolithischen Kristall übereinstimmen.

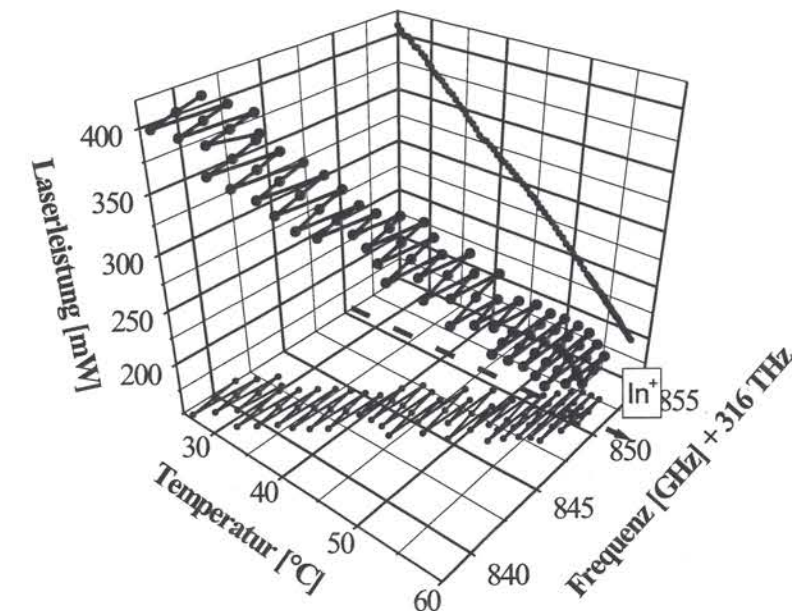


Abbildung 1.8: Temperaturabhängigkeit der Laserfrequenz und der Laserleistung des quasimonolithischen MISERs ( $\lambda = 946 \text{ nm}$ ).

Ziel der Laserabstimmung ist es, die vierfache Wellenlänge des Indiumuhrenüberganges zu erreichen. Dies wird im Zusammenspiel zwischen Temperaturänderung des Nd:YAG Laserkristalls bzw. der Laserdioden zusammen mit der Justage der Pumplaserstrahleinkopplung erreicht. Insgesamt konnte der Laser dadurch über einen Bereich von mehr als 50 GHz abgestimmt werden. Die für den Indium-Uhrenübergang benötigte Frequenz kann erst bei Temperaturen über 50 °C erreicht werden (siehe Abb. 1.8). Die Laserleistung zeigt aufgrund des Quasi-Drei-Niveau Systems und der mit der Temperatur zunehmenden Besetzung des unteren Laserniveaus, was zu Reabsorptionsverlusten führt, ein mit der Temperatur linear abnehmendes Verhalten (vgl. [CKH96]), mit einer Leistungsabnahme von 6,5 mW/K. Dies sorgt letztendlich dafür, dass mit weniger als 50% der im Prinzip zur Verfügung stehenden Laserleistung gearbeitet werden muß.

Die Temperaturwerte sind mit Hilfe eines Temperatursensors<sup>4</sup> direkt auf dem Peltierelement ermittelt worden. Die eingesetzte Regelung erlaubt eine absolute Temperatureinstellung mit 10 mK Genauigkeit und einer Temperaturkonstanz von etwa  $\pm 5 \text{ mK}$ . Temperaturveränderungen können mit einer Schnelligkeit von etwa 1 K/s mit der angegebenen Präzision vorgenommen werden.

<sup>4</sup>Fa: Analog Device, Typ: AD590



### Feinabstimmung

Eine Reduzierung des Frequenzrauschens von Ringlasern erfordert eine präzise und schnelle Frequenzabstimmung, was durch eine auf die Laserkristalloberfläche mit hartem Epoxylebstoff befestigte Piezokeramik geleistet werden kann. Dies ist auch die am häufigsten verwendete Technik zur Frequenzabstimmung von MISERn [OE87, KC88]. Mechanische Spannungen heben die optische Homogenität des Nd:YAG Kristalls auf und bewirken Doppelbrechung. Da die spannungsinduzierte Doppelbrechung den Brechungsindex und damit die optische Länge des Laserresonators ändert, verschiebt sich auch die Emissionsfrequenz. Somit kann mit Hilfe einer aufgeklebten Piezokeramik eine sehr feine Steuerung der Emissionsfrequenz über die angelegte Hochspannung vorgenommen werden. Für einen monolithischen Nd:YAG Laser mit einer Größe von nur  $2 \times 1 \text{ mm}^2$  wurde der Abstimmkoeffizient für zwei orthogonal zueinander polarisierte Longitudinalmoden gemessen und mit den Werten  $\approx 350 \text{ MHz}$  bzw.  $\approx 100 \text{ MHz}$  pro Newton ausgeübter Kraft angegeben [OE87]. Dieser Wert hängt natürlich stark von der Lasergeometrie und der Druckverteilung im Material ab. Der Effekt der geometrischen Dimensionsänderung und damit der Länge  $L_{\text{geo}}$  durch eine ausgeübte Kraft ist ein weiterer Effekt, der hierbei auftritt, allerdings können die Beiträge der unterschiedlichen Effekte nicht separiert und stattdessen nur das Gesamtverhalten analysiert werden. Der Gesamt-Abstimmkoeffizient beträgt im Fall des vorgestellten quasimonolithischen Lasers etwa  $1,3 \text{ MHz/V}$  (vgl. [KC88, FKTW93]). Aufgrund mechanischer Resonanzen ist diese Abstimmung allerdings auf Modulationsfrequenzen unterhalb der ersten starken Resonanzfrequenz des kombinierten Systems aus Piezokeramik und Laserkristall beschränkt, d.h. in der Regel unterhalb von  $100 \text{ kHz}$ . Bei dem vorgestellten Laser liegen starke mechanische Resonanzen bei  $90 \text{ kHz}$  und weitere bei  $120 \text{ kHz}$  und  $190 \text{ kHz}$  vor, d.h. die Bandbreite der Regelung ist auf den darunterliegenden Frequenzbereich beschränkt. Eine weitere Resonanz ist bereits bei  $30 \text{ kHz}$  vorhanden, allerdings reicht hier die Verstärkung des elektronischen Regelkreises noch aus um sie zu unterdrücken. Die angelegte Hochspannung an die Piezokeramik beträgt  $\pm 140 \text{ V}$ , was eine theoretische Abstimmung von  $364 \text{ kHz}$  ermöglichen würde. Bei der Feineinstellung werden Grenzen bei etwa  $1 \text{ mV}$  erreicht, was einer Frequenzgenauigkeit von etwa  $1 \text{ kHz}$  entspricht.

### Technische Störquellen der Frequenzabstimmung

Die Emissionsfrequenz eines Lasers zeigt aufgrund von technischen Störquellen, die sich auf die Resonanzfrequenz des Laserresonators auswirken, ein Rauschspektrum, das unterschiedlich für die verschiedenen Arten von Lasern ist. Im folgenden sollen nun die wesentlichen Ursachen für die durch externe Störungen hervorgerufenen Frequenzschwankungen insbesondere im Hinblick auf monolithische Laser [Dan76, NGB89] beschrieben werden:

Die Veränderung der geometrischen Resonatorlänge aufgrund von Vibrationen und Temperaturinstabilitäten stellt generell ein großes Problem bei Lasern dar, allerdings führt beim MISER die Anregung mechanischer Schwingungen durch Vibrationen oder Schall dazu, dass die Spiegelflächen korreliert schwingen und nicht unabhängig, wie es bei Lasern mit separaten Spiegeln der Fall ist. Temperaturschwankungen bewirken weiterhin Änderungen des Brechungsindex im aktiven Medium, was wiederum eine Veränderung der optischen Resonatorlänge  $L_{\text{opt}}$  bewirkt. Durch eine aktive Temperaturstabilisierung des Laserkristalls und damit des gesamten Laserresonators wird jedoch versucht diese Fluktuationen einzudämmen.

Der gleichzeitige Betrieb eines Lasers auf verschiedenen Moden bewirkt eine Konkurrenz dieser Moden um die Inversion (*mode-competition*) und damit eine zeitlich veränderliche Verteilung der Ausgangsleistung. Die Frequenzschwankungen aufgrund konkurrierender Moden werden allerdings beim MISER dadurch, dass er fast ausschließlich auf einer einzigen Mode läuft, eliminiert.

Eine Rückkopplung von optischer Strahlung in den Laserresonator (*optical feedback*) von einem äußeren parasitären Resonator kann aufgrund seiner regenerativen Verstärkung die Inversion beeinflussen und so die Laseremission stören. Durch die Realisierung einer optischen Diode in Ringresonatoren können diese jedoch sehr unempfindlich gegenüber Strahlung gemacht werden, die in den Resonator zurückkoppelt.

Im freilaufenden Betrieb zeigt der MISER Linienbreiten, die im  $\text{kHz}$ -Bereich liegen [KNB87, BGD88] und somit immer noch weit über dem theoretischen Limit der Schawlow-Townes-Grenze (siehe Kap. 2.1.3). Die Verbreiterung der freilaufenden Laserlinienbreite ist vornehmlich bedingt durch den thermischen Abstimmungskoeffizienten des MISER-Kristalls und durch Fluktuationen der Pumpintensität, die dazu führen, dass es zu einer zeitlichen Änderung der Wärmeerzeugung im Laserkristall und damit zu Brechungsindexfluktuationen kommt. Mindestens  $0,5 \text{ W}$  der mehr als  $3 \text{ W}$  Pumpleistung tragen zur Erwärmung des Kristalls bei. Bei einer angenommenen Leistungsstabilität der Diodenlaser von  $10^{-4}$  sind das noch mindestens  $50 \mu\text{W}$  Schwankungen in der thermischen Heizleistung im Fokus der Pumpstrahlung. Bei einer angenommenen Dauer der Leistungsstörung von  $0,1 \text{ s}$  tritt damit eine Temperaturänderung von knapp  $4 \mu\text{K}$  auf, was bereits zu einer Frequenzverschiebung von  $\Delta\nu_l = 20 \text{ kHz}$  führt. Dieser Wert ist bereits viel größer als der experimentell ermittelte Wert. Allerdings muß hierbei beachtet werden, dass sich die Laserfrequenz aus der mittleren Temperatur des geometrisch einseitig temperaturstabilisierten Laserkristalls ergibt. Aufgrund der großen Wärmekapazität und der geringen Wärmeleitfähigkeit von Nd:YAG (vgl. Tab. 1.1) werden lokale Temperaturstörungen daher ausgeglichen.



### 1.4.3 Die Relaxationsschwingungen

Für konstante Betriebsbedingungen stellt sich in einem Laserresonator, aufgrund der Sättigung des Laserüberganges immer die gleiche mittlere Amplitude für das elektrische Feld im Resonator ein, d.h. auf die Amplitude wirken Rückstellkräfte.

Das beim laufenden Laser im stationären Fall vorhandene Besetzungsgleichgewicht ist mit einer bestimmten, im Resonator gespeicherten Energie verbunden. Wird das Gleichgewicht kurzzeitig gestört, etwa durch eine Fluktuation in der Pumpleistung, wodurch mehr Energie in das atomare System gelangt, so setzt ein Relaxationsprozess ein, der bestrebt ist, dass ursprüngliche Gleichgewicht wieder herzustellen. Wegen der höheren Besetzungsdichte angeregter Atome finden mehr stimulierte Emissionsprozesse statt, d.h. es kommt zu einer erhöhten Photonendichte im Resonator, was die Energie im Resonator erhöht [Sie86]. Dies hat eine Steigerung der stimulierten Emissionsrate zur Folge, bis die Populationsdichte angeregter Atome unter den Gleichgewichtswert gesunken ist, so dass der Prozess gestoppt wird und beginnt sich umzudrehen. Es kann ein Pendeln um die Gleichgewichtslage entstehen, sowohl bei der Energie im Medium, als auch bei der Energie im Resonator, diese Schwingungen werden Relaxationsschwingungen genannt. Wenn Schwingungen auftreten, dann sind sie im allgemeinen gedämpft, so dass sich mit ihrem Abklingen wieder das Gleichgewicht einstellt. Allerdings sorgen die stets vorhandenen kleinen Störungen oder Schwankungen in den Betriebsbedingungen des Lasers dafür, dass der gedämpften Schwingung ständig Energie zugeführt wird. Bei Festkörperlasern ist die Dämpfung der Schwingung i.a. so schwach, dass sich nahezu sinusförmige Oszillationen der Photonendichte um ihren Gleichgewichtszustand ergeben. Die Leistungsmodulation von Nd:YAG-Festkörperlasern durch Relaxationsschwingungen beträgt typisch 0,5 – 2% der mittleren Ausgangsleistung [Sie86]. In der Leistung der aus dem Resonator austretenden Strahlung beobachtet man somit Störungen, die im Spektrum eine Spitze bei einer charakteristischen Frequenz besitzt, die durch die verschiedenen Parameter des Lasers gegeben ist, und die unter anderem von der Leistung im Resonator abhängt: Der Prozess läuft umso schneller ab, je höher die Leistung im Resonator ist. Durch die resonante Überhöhung haben externe Störungen bei der Frequenz der Relaxationsschwingungen somit deutlich größere Auswirkungen auf die Ausgangsleistung eines Lasers als bei anderen Frequenzen.

Die genaue Berechnung zeigt, dass die Frequenz der Relaxationsschwingung mit der Wurzel der Leistung ansteigt [Sie86]:

$$\nu_{rel} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{r-1}{\tau_f \cdot \tau_c}} \quad (1.4)$$

$\tau_f$ : Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus

$\tau_c$ : Verweildauer der Photonen im Resonator =  $L_{opt}/c(T+L)$

$T$ : Spiegeltransmission;  $L$ : resonatorinterne Verluste

$r$ :  $P_{pump}/P_{thres}$

Das ermöglicht es, eine gegebene Schwingung als Relaxationsschwingung zu identifizieren.

Im Bereich von mehreren Hundert kHz wird beim MISER das bis dahin in etwa mit  $1/f^2$ -abfallende Amplitudenrauschspektrum durch die Relaxationsschwingungen bei 309 kHz und 320 kHz dominiert (vgl. 215 kHz bei [DGB92]). Oberhalb der Frequenz der Relaxationsoszillationen fällt die Rauschleistung weiterhin mit  $1/f^2$  ab und geht in die Quantenrauschgrenze über.

Die Überlegung, dass durch den Einsatz von rauscharmen Pumplichtquellen das Amplitudenrauschen des MISERs erheblich verbessert werden könnte, wird bereits theoretisch widerlegt. Berechnungen zeigen nämlich, dass die Relaxationsschwingungen selbst bei Verwendung einer quantenrauschbegrenzt arbeitenden Pumplichtquelle nicht unterdrückt werden können [YMS<sup>+</sup>90]. Daher reicht eine Stabilisierung der Pumpleistung zur Unterdrückung der Relaxationsschwingungen nicht aus. Um allerdings das technische Rauschen im kHz-Bereich zu reduzieren (siehe Messergebnis in Abb. 5.3), befindet sich in dem MISER-Gehäuse ein zusätzlicher kommerzieller Aufbau, ein sogenannter Rauschunterdrücker<sup>5</sup>, der auf einer Photodiode einen Teil der Strahlung des MISERs misst. Die detektierte Spannung ergibt das zur Amplitudenstabilisierung benötigte Regelsignal, das durch eine elektronische Rückkopplung eine Änderung des Stromes durch die Pumpdiode und damit der Pumpleistung bewirkt [HGB<sup>+</sup>94].

## 1.5 Die Erzeugung der höheren Harmonischen der Laserstrahlung

Zur Anregung des  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$  Übergangs im Indium-Ion benötigt man Licht der Wellenlänge 236,5 nm. Um dieses zu erhalten, wird das stabilisierte MISER-Licht bei 946 nm erst mit Hilfe eines periodisch gepolten KTP-Kristalls (PPKTP) zu 473 nm frequenzverdoppelt und anschließend nochmals in einem BBO-Kristall zu 236,5 nm verdoppelt. Das frequenzvervierfachte Licht wird schließlich zur Ionenfalle auf das Ion gelenkt, wobei, wenn keine weiteren frequenzverbreiternden Einflüsse dazu kommen, die Frequenzinstabilität der Grundwellenlänge damit ebenso vervierfacht wird.

<sup>5</sup>Fa. Innolight, Typ: Noise Eater



### 1.5.1 Theorie der Frequenzverdopplung

Optische Nichtlinearitäten in Kristallen können zur Erzeugung der zweiten Harmonischen einer Grundfrequenz genutzt werden [FHPW61]. Die nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung generiert eine nichtlineare Polarisierung im Kristall, welche die räumlich verteilte Quelle für das Feld bei der doppelten Frequenz der anregenden Fundamentalwelle  $\lambda_f$  ist. Die Stärke der Polarisierung in einem Kristall hängt dabei quadratisch von der Feldstärke der Fundamentalen ab. Damit die Harmonische anwächst, müssen sich die Anteile von verschiedenen Orten konstruktiv überlagern. Jedoch kommen die Felder der verschiedenen Frequenzen infolge der Dispersion ( $n_{b,sh} \neq n_{b,f}$ ) des Kristalls nach der Kohärenzlänge  $l_c$  außer Phase und die Leistung der Harmonischen wird durch destruktive Interferenz wieder abgebaut.

$$l_c = \frac{\lambda_f}{4(n_{b,sh} - n_{b,f})} \quad (1.5)$$

Dies kann allerdings vermieden werden, wenn der Wellenvektor  $k_{sh}$  der Harmonischen den selben Betrag hat, wie zweimal der Wellenvektor  $k_f$  der Grundwelle [BK68] (Phasenanpassung):

$$\Delta k = k_{sh} - 2k_f = \frac{2\omega_l}{c}(n_{b,sh} - n_{b,f}) = 0 \quad (1.6)$$

Um diese Phasenanpassung zu erhalten, müssen die Brechungsindizes von fundamentaler und harmonischer Welle gleich sein. Dies kann man mit Hilfe der Doppelbrechung eines Kristalls erreichen. Durch die richtige Wahl der Ausbreitungsrichtung des außerordentlichen Strahls oder durch eine geeignete Kristalltemperatur kann man diese Bedingung erfüllen. Sind die Ausbreitungsrichtungen parallel oder senkrecht zur optischen Achse, so spricht man von unkritischer (Temperatur-) Phasenanpassung, gilt dies dagegen nicht, so spricht man von kritischer (Winkel-) Phasenanpassung. Bei kritischer Anpassung laufen ordentlicher und außerordentlicher Strahl auseinander. Der Winkel  $\phi$ , den die Strahlen einschließen, wird *walk-off* Winkel genannt.

Da sich die Phasenanpassungsbedingung eines Kristalls, wenn überhaupt, nur in einem bestimmten Wellenlängenbereich erfüllen lässt, ist die Auswahl des Kristalls für die Frequenzverdopplung der Fundamentalen im wesentlichen dadurch festgelegt. Weitere Kriterien sind eine hohe Nichtlinearität, Transmission (insbesondere bei der harmonischen Wellenlänge), Belastbarkeit und optische Qualität (niedrige Verluste bei resonatorinterner Verdopplung).

Da die Richtung des Leistungsflusses abhängig ist vom Phasenversatz zwischen der Fundamentalwelle und der Harmonischen, dreht sich dessen Richtung aufgrund der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten regelmäßig um (siehe Abb.

1.9). Das bedeutet, dass sich das Feld der Harmonischen über die Wechselwirkungslänge regelmäßig auf- und wieder abbaut. Die Distanz, nach der sich die relative Phase der zwei Wellen um  $\pi$  ändert, ist die Kohärenzlänge  $l_c$ , die ebenso die halbe Periode des Auf- und Abbauprozesses der Harmonischen ist. Können die Brechungsindizes angepasst werden (Phasenanpassung), z.B. durch das Ausnutzen der Doppelbrechung des Kristalls, so wächst das Feld der zweiten Harmonischen linear mit der Wechselwirkungslänge im Kristall. Somit wächst die Intensität quadratisch an (siehe Abb. 1.9). Eine andere Methode, um das kontinuierliche Anwachsen der Harmonischen zu Erreichen, ist die Quasi-Phasenanpassung (QPA).

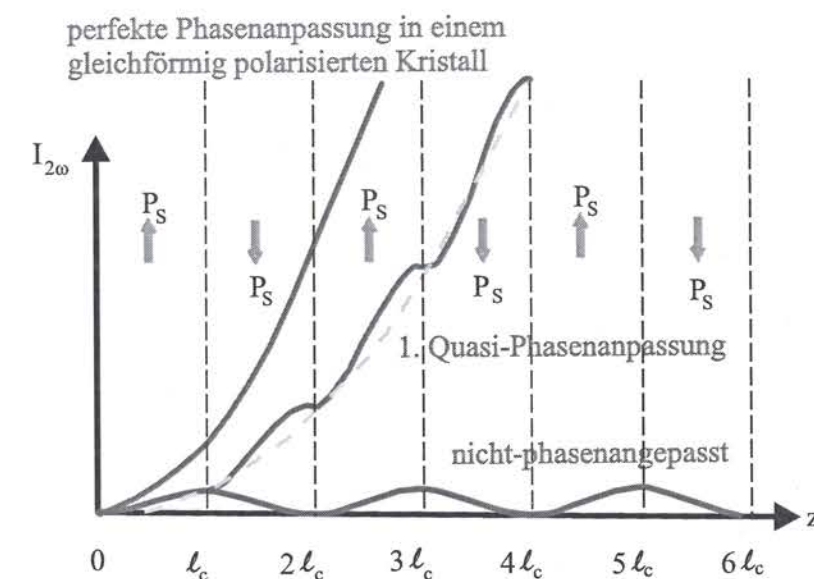


Abbildung 1.9: Vergleich des Anwachsens der Intensität für die Harmonische für einen perfekt phasengepassten einheitlich polarisierten Kristall, für einen nicht-phasengepassten Kristall und einem quasi-phasengepassten Kristall (1.Ordnung).

Quasi-Phasenanpassung ist eine Technik zum Anpassen von nichtlinearen optischen Wechselwirkungen, wie z.B. der Frequenzverdopplung, wobei die relative Phase zwischen der Grundwelle und der Harmonischen in regulären Intervallen korrigiert wird, indem man eine strukturelle Periodizität, wie z.B. das Ändern des Vorzeichens der nichtlinearen Suszeptibilität, in ein nichtlineares Medium einbaut ( $\rightarrow$  periodisches polen) [FMHB92]. Eine derartige Region mit dem selben Vorzeichen der nichtlinearen Koeffizienten wird als Domäne bezeichnet, in Analogie zu den magnetischen Domänen. Diese Domänen können in ferroelektrischen Kristallen durch die periodische Änderung der (spontanen) Polarisierung erreicht werden. Das schnellste Anwachsen der Harmonischen und damit die größte Effizienz wird bei Änderung des Vorzeichens der spontanen Polarisierung nach jeder



Kohärenzlänge  $l_c$  verursacht, da damit die beiden Wellenzüge über die Länge des Kristalls den besten Überlapp haben. Das wird als Quasi-Phasenanpassung 1.Ordnung bezeichnet (siehe Abb. 1.9). Allgemein bedeutet die n.Ordnung der QPA (mit  $n \in \mathbb{N}$ ), dass die Modulation mit der Periode von  $2 \cdot n \cdot l_c$  stattfindet. Dennoch, wie man in Abbildung 1.9 sehen kann, wächst die Harmonische mit QPA, selbst für die niedrigste Ordnung, langsamer an, als für unkritische Doppelbrechungsphasenanpassung. Der große Vorteil von QPA ist dabei, dass sie eine Phasenanpassung in isotropen Materialien oder anderen Materialien ermöglicht, die ansonsten aufgrund ihrer Dispersionsbedingungen für eine bestimmte Wellenlänge nicht in Frage kommen. Außerdem steht damit der Zugang zu den größten nichtlinearen Koeffizienten offen. Damit kann ein periodisch gepolter Kristall hergestellt werden, der unkritisch an die gewünschte Wellenlänge bei einer bestimmten Temperatur angepasst werden kann, und das über den gesamten Transparenzbereich des nichtlinearen Materials.

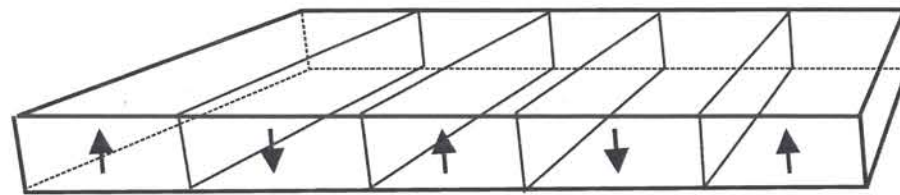


Abbildung 1.10: Domänenstruktur eines periodisch gepolten Kristalls.

### 1.5.2 Die 1.Frequenzverdopplung von IR nach VIS

Für die Frequenzverdopplung von 946 nm nach 473 nm wurde ein speziell angefertigter, periodisch gepolter KTP-Kristall<sup>6</sup> (PPKTP) mit einer Domänenlänge von  $3,04 \mu\text{m}$  erworben (siehe z.B. [ARK<sup>+</sup>98, PL99]). Kalium-Titanoxid-Phosphat ( $\text{KTiOPO}_4$ , KTP) ist ein effizientes nichtlineares optisches Medium, das breite Verwendung für die Frequenzverdopplung, vor allem für Fundamentalwellenlängen bei ca.  $1 \mu\text{m}$ , findet. Es besitzt einen großen Transparenzbereich von  $0,35 \mu\text{m}$  bis  $4,5 \mu\text{m}$ , große nichtlineare optische Koeffizienten und eine hohe optische Zerstörschwelle [BV89].

Zur Erzielung einer hohen Effizienz der Frequenzverdopplung ist es notwendig, den Kristall im Fokus eines Leistungsüberhöhungsresonators zu platzieren [ABD66].

#### Aufbau des Frequenzverdopplungsresonators

Der Verdopplungsresonator ist ein Doppel-Z Ringresonator mit zwei planen und zwei gekrümmten Spiegeln (siehe Abb. 1.11) und dementsprechend auch zwei

<sup>6</sup>Fa. Soreq, Israel

Foki (siehe Abb. 1.12). Ein großer Fokus zwischen den beiden planen Spiegeln erleichtert dabei eine unproblematische Strahleinkopplung. Für den Fokus zwischen den beiden gekrümmten Spiegeln, dem Ort für den Verdopplungskristall, gilt folgendes: Ein kleiner Fokus besitzt eine große Intensität, aber auch eine starke Divergenz, also schlechte Phasenanpassung. Für einen großen Fokus kann gute Phasenanpassung erreicht werden, aber die Intensität ist gering. Es existiert demnach ein optimaler Fokus der theoretisch berechnet werden kann [BK68], oder aber wie im Fall des PPKTP-Kristalls experimentell ermittelt wurde. Dazu wurde der Kristall zunächst ohne Resonator im Einzeldurchgang des Laserstrahls betrieben, später in einen linearen Resonator eingebaut und der Strahlfokus mit Hilfe eines aufgebauten 2-Linsen-Teleskops hinsichtlich der Konversionseffizienz optimiert. Es wurde schließlich eine sehr effektive Konversion bei einer Strahltaile von etwa  $33 \mu\text{m}$  im Kristall ermittelt (Gaußsche Optik [KL66]).

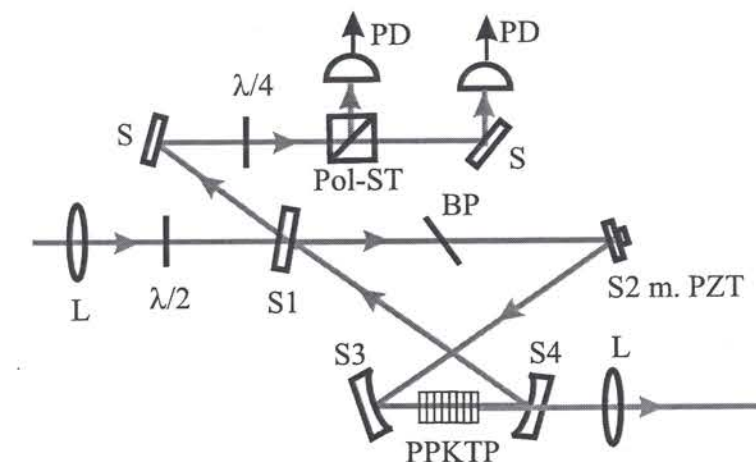


Abbildung 1.11: Schema des experimentellen Aufbaus des Frequenzverdopplungsresonators mit einem PPKTP-Kristall (L: Linse, S: Spiegel, Pol ST: Polarisationsstrahlteiler, PD: Photodetektor).

Die Einkopplung in den Ringresonator erfolgt über einen planen Spiegel (S1,  $d = 25,4 \text{ mm}$ ) mit einer Transmission von 6% bzw. 8%. Der zweite Spiegel (S2 m. PZT,  $d = 5 \text{ mm}$ ) ist hochreflektierend und ist auf eine Piezokeramik zur Abstimmung des Resonators geklebt. Die kleine Masse des Spiegels gestattet dabei eine hohe Regelbandbreite der Stabilisierung. Der erste gekrümmte Spiegel (S3,  $r = 100 \text{ mm}$ ,  $d = 25,4 \text{ mm}$ ) ist ebenfalls hochreflektierend, wohingegen der zweite Hohlspiegel (S4,  $r = 100 \text{ mm}$ ,  $d = 25,4 \text{ mm}$ ) mit einer speziellen Beschichtung für hohe Reflexion bei 946 nm und einer hohen Transmission ( $T = 95\%$ ) bei 473 nm ausgestattet ist. Im kleineren Fokus zwischen den gekrümmten Spiegeln ist der PPKTP-Verdopplungskristall eingefügt. Zur optimalen Anpassung des Kristalls an den Fokus sitzt dieser auf einem 3D-Verschiebetisch in einer temperaturstabilisierten Kristallhalterung. Der Kristall hat die Maße  $l = 13 \text{ mm}$ ,  $b = 5 \text{ mm}$  und



$d = 0,5 \text{ mm}$ . Die in einem solchen Ringresonator umlaufende Mode ist keine reine Gaußmode, sondern leicht astigmatisch [Col64a, Col64b, Han69]. Dies ist durch den Winkel, den der Strahl mit den radialsymmetrischen Spiegeln einschließt, wie auch durch die Brechung des Lichtstrahls an dem eingebauten Brewsterelement bedingt [Sie86]. Die Eigenmode im Ringresonator ist daher nicht transversal rotationssymmetrisch.

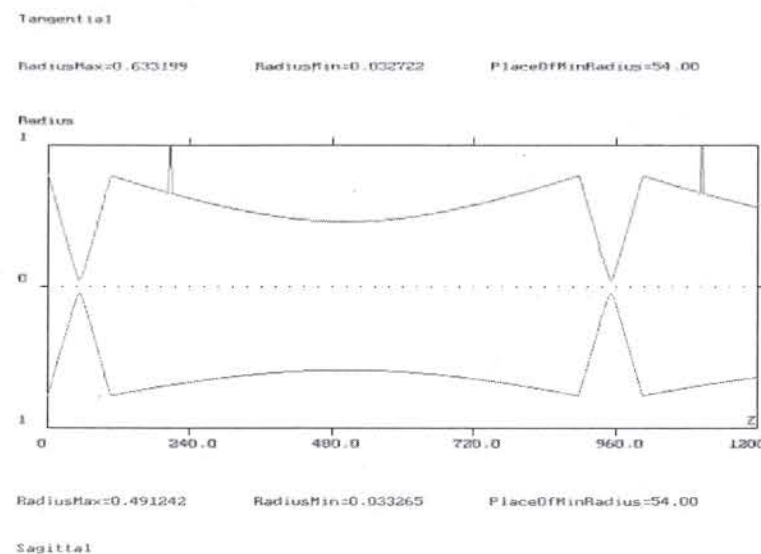


Abbildung 1.12: Berechnung der Größe und Lage der beiden Strahltaillen im Ringresonator des PPKTP-Kristalls.

Die kompletten ABCD-Matrizen [KL66] des Ringresonators wurden mit einem Programm als Funktion der Abstände der gekrümmten Spiegel über den Kristall  $d_1$  und über den langen Weg mit den beiden planen Spiegeln  $d_2$  und des Reflexionswinkels  $\theta$  berechnet. Durch ein Gleichungssystem sind die Abstände  $d_1$ ,  $d_2$  und der Winkel  $\theta$  eindeutig bestimmt. Als feste Parameter gehen in die Rechnung der Brechungsindex  $n_b = 1,8$  und die Länge  $l = 13 \text{ mm}$  des Kristalls, sowie die Krümmungsradien der beiden Spiegel ein. Die Anpassung der Größe des Fokus von etwa  $33 \mu\text{m}$  für den Verdopplungskristall und die Minimierung des Einfallswinkels ( $\theta = 10^\circ$ ) auf die gekrümmten Spiegel zur Vermeidung von Strahlastigmatismus ergab einen Abstand der gekrümmten Spiegel von  $107 \text{ mm}$  und eine Gesamtumlaufänge im Resonator von  $898 \text{ mm}$ . Für den Sekundärfokus zwischen den planen Spiegeln ergibt sich ein Fokus von  $500 \mu\text{m}$ . Der Resonator ist mit diesen Daten und über deren leichte Variation hinaus in einem stabilen Bereich. Sein FSB ( $\text{FSB} = c/l$ ) beträgt  $333 \text{ MHz}$ . Abbildung 1.12 zeigt den berechneten Verlauf des Strahlradius im gesamten Resonator, wobei der Einbruch in der oberen Kurve die Position der Brewsterplatte erkennen lässt. Der Fokus kann bereits durch geringe Verstellwege über einen großen Bereich verändert werden.

So ist die optimale Anpassung der Strahltaille an die Kristall- und Strahlparameter gewährleistet, ohne dafür den Resonator umbauen zu müssen.

### Das Hänsch-Couillaud-Verfahren

Um den Resonator stets in Resonanz mit dem einfallenden Laser zu halten, ist eine aktive Regelung der Resonatorlänge erforderlich [BBH<sup>+</sup>81]. Ein Stellsignal lässt sich mit Hilfe der Hänsch-Couillaud-Methode generieren (HC-Methode), wobei das Fehlersignal aus der vom Resonator reflektierten Intensität gewonnen wird [HC80]. Dazu wird die lineare Polarisation des einfallenden Laserlichts mittels einer  $\lambda/2$ -Platte um einige Grad aus der Horizontalen heraus gedreht (siehe Abb. 1.11). Der senkrecht polarisierte Anteil wird von dem Brewsterelement (Plättchen oder Verdopplungskristall) teilweise aus dem Resonator ausgekoppelt und deshalb nicht überhöht. Deshalb wird dieser Anteil am Einkoppelspiegel fast vollständig reflektiert, im Gegensatz zum, im Resonanzfall, vollständig eingekoppelten horizontal polarisierten Anteil. Die Polarisation des reflektierten Lichts ist somit abhängig von der Verstimmung des Lasers zum Resonator. Die Elliptizität und der Umlaufsinn der Drehung des Feldvektors geben Betrag und Richtung der Frequenzabweichung von der Resonatormode an. Zerlegt man das reflektierte Licht mittels einer  $\lambda/4$ -Platte und eines Polarisations-Strahlteilers in die zirkular polarisierten Anteile, so erhält man im Differenzsignal eine dispersionsförmige Kurve mit einem steilen Nulldurchgang für den Resonanzfall, was sich damit gut für eine Stabilisierung eignet. Die Gefahr des Modensprungs ist hierbei gering, da die Nullstellen des Fehlersignals jeweils im Abstand eines halben Freien Spektralbereichs des Resonators, also typischerweise im Abstand von weit mehr als  $100 \text{ MHz}$  zueinander liegen. Solche enormen Frequenzsprünge treten jedoch selten auf. Zur Ausregelung des Frequenzversatzes zwischen Resonator und Laser wird das Dispersionssignal über einen PI-Regler auf eine Niederspannungspiezokeramik zurückgekoppelt, auf die einer der Resonatorspiegel geklebt ist (siehe S2 m. PZT in Abb. 1.11).

### Messungen zur Frequenzverdopplung

Die normalisierte nichtlineare Konversionseffizienz  $\gamma_{sh}$  der Frequenzverdopplung von  $946 \text{ nm}$  nach  $473 \text{ nm}$  in einem Ringresonator lässt sich theoretisch für eine Gaußsche Grundmode berechnen [BK68, KNB88]:

$$\gamma_{sh} = \frac{P_{sh}}{P_{f,c}^2} = \left( \frac{2 \omega_l^2 d_{eff}^2 k_f}{\pi n_{b,f}^2 n_{b,sh} \epsilon_0 c^3} \right) \cdot l \cdot h(B, \zeta) \quad (1.7)$$

Hierbei stellen  $P_{sh}$  und  $P_{f,c}$  die Leistungen der erzeugten Harmonischen bzw. der im Resonator umlaufenden Fundamentalleistung dar. Weiter ist  $\omega_l$  die Laserfundamentalfrequenz,  $k_f$  die Wellenzahl der Fundamentalwelle,  $l$  die Länge des



Kristalls,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante.  $h(B, \zeta)$  ist der Boyd-Kleinman Faktor [BK68], der hierbei mit 1 angenommen wird, da  $B = 0$  für QPA, da es keinen walk-off Winkel gibt und  $\zeta = \frac{l}{l_{\text{rayleigh}}} \approx 2$  für einen Strahlradius von  $35 \mu\text{m}$ .  $n_{b,f}$  und  $n_{b,sh}$  sind die Brechungsindizes der Fundamentalwelle und der Harmonischen. Diese lassen sich über die Sellmeier-Gleichungen für die z-Richtung in KTP berechnen [FHH<sup>+</sup>87] und ergeben folgende Werte:  $n_{b,f} = 1,8357$  und  $n_{b,sh} = 1,9133$ .  $d_{eff}$  ist der effektive nichtlineare Koeffizient, der sich aus dem bei PPKTP verwendeten größten nichtlinearen Koeffizienten von KTP ( $d_{33} \approx 18 \text{ pm/V}$  [VB92]) berechnet [ARM<sup>+</sup>97]. Damit ergibt sich für  $946 \text{ nm}$  folgender Wert:

$$d_{eff} = \frac{2}{n\pi} \cdot \sin(\pi n D) \cdot d_{33} = 11,4 \text{ pm/V} \quad (1.8)$$

Dabei stellt  $n$  die Ordnung der QPA dar und  $D$  den einheitenlosen Quotienten aus der QPA-Periode und der Länge des Aufbau- und Abbauzykluses der Harmonischen (*duty-cycle*, siehe Abb. 1.9). Für die Berechnung wird von der optimierten Bedingung von  $D = 0,5$  für 1.QPA ausgegangen, d.h.  $n \cdot D = 0,5$ . Letztendlich ergibt sich damit für die Konversionseffizienz in Abhängigkeit von der umlaufenden Leistung ein theoretischer Wert von  $\gamma = 1,74 \text{ \%}/\text{W}$ . Die experimentell ermittelte maximale normalisierte Konversionseffizienz von  $\gamma = 0,45 \text{ \%}/\text{W}$  stimmt mit diesem Wert nicht gut überein (siehe Abb. 1.13), wobei die Ungenauigkeit der experimentellen Intensitätsmesswerte für das erzeugte Licht bei  $473 \text{ nm}$ , wie auch für die umlaufende Licht bei  $946 \text{ nm}$  jeweils mit  $< \pm 5\%$  angesetzt werden kann. Die Ursache für diese Diskrepanz liegt vermutlich hauptsächlich an der im Kristall nicht optimal realisierten Domänenstruktur [PL99]. So ist die Polarisierung der Domänen nicht vollständig und von unterschiedlicher Stärke über die gesamte Domänenlänge. Die Domänengröße variiert dementsprechend von Domäne zu Domäne. Dies führt zu einem veränderten *duty-cycle* (etwa 30% [ege]) und Abweichungen von der 1.Ordnung QPA und somit schließlich zu einer verkleinerten Konversionseffizienz. Ein weiterer Fehler kann die nicht perfekte Fokussierung in den Kristall sein, die den Boyd-Kleinman-Faktor verkleinert und damit ebenso einen verkleinernden Einfluss auf die Effizienz hat.

Abbildung 1.13 zeigt das Temperaturverhalten der normalisierten Konversionseffizienz des PPKTP-Kristalls in dem Ringresonator. Die Kurve stimmt gut mit dem erwarteten Verhalten, einer  $\text{sinc}^2$ -Kurve, überein [FMHB92]. Aus dieser Messung lässt sich neben der Temperatur für die maximale Effizienz bei  $29,3^\circ\text{C}$  auch die Halbwertsbreite von  $\Delta T = 2,4^\circ\text{C}$  der Temperaturkurve für die Phasenanpassung ablesen. Dieser Wert lässt sich auch theoretisch berechnen, wobei folgende Annahme gemacht wird: Für  $T_0$  liegt die optimale Phasenanpassung vor, d.h. die maximale Effizienz, wohingegen für  $T_1$  die Phasen der beiden Wellenzüge einen Versatz von genau  $\pi$  besitzen, so dass die Konversionseffizienz gleich Null ist, d.h.

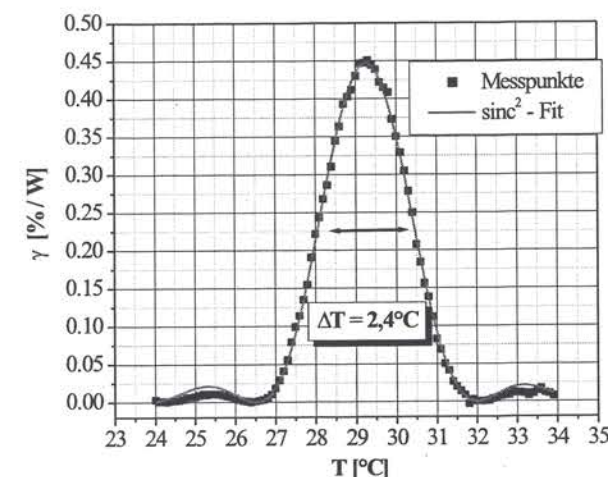


Abbildung 1.13: Temperaturverhalten der normalisierten Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung mit einem PPKTP-Kristall.

$\text{sinc}^2(\frac{\Delta kl}{2}) = 0 \rightarrow \frac{\Delta kl}{2} = \pi$ . Dies lässt sich durch das folgende Gleichungssystem veranschaulichen:

$$\text{bei } T_0 : \quad k_{sh} - 2k_f - k_0 = 0 \quad (1.9)$$

$$\text{bei } T_1 : \quad k_{sh} - 2k_f - k_0 = \frac{2\pi}{1} \quad (1.10)$$

Dabei gilt:  $k_0 = \frac{2\pi}{l_c}$  mit der Domänenlänge  $l_c$ ,  $k_f = \frac{2\pi n_{b,f}}{\lambda_f}$  und  $k_{sh} = \frac{4\pi n_{b,sh}}{\lambda_f}$  mit der Fundamentalwellenlänge  $\lambda_f$ . Durch Umformungen und ineinander Einsetzen der Gleichungen ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$(n_{b,sh} - n_{b,f})_{T_1} - (n_{b,sh} - n_{b,f})_{T_0} = \frac{\lambda_f}{2l} \quad (1.11)$$

In 1.Näherung lässt sich das umformen zu:

$$(T_1 - T_0) \cdot \left( \frac{dn_{b,sh}}{dT} - \frac{dn_{b,f}}{dT} \right) = \frac{\lambda_f}{2l} \quad (1.12)$$

Die temperaturabhängigen Ableitungen der Brechungsindizes der z-Richtung von KTP lassen sich für die Fundamentalwellenlänge und die Harmonische berechnen [WK93] zu:  $\frac{dn_{b,sh}}{dT} = 31,71 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  und  $\frac{dn_{b,f}}{dT} = 15,44 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . Setzt man diese Werte in Gleichung 1.12 ein, so errechnet sich daraus  $T_1 - T_0 = 2,23 \text{ K}$ .



Dieser theoretisch ermittelte Wert stimmt sehr gut mit dem experimentell ermittelten Wert von  $\Delta T = 2,4 \text{ K}$  überein, wenn man experimentelle Fehler durch das einseitige Heizen des Kristalls mitberücksichtigt.

Um die thermische Ausdehnung des Kristalls durch die Temperaturänderung als möglichen Fehler auszuschließen, geht man von folgender Ungleichung aus, wobei der relative lineare thermische Ausdehnungskoeffizient für KTP  $\frac{\Delta l}{l} \frac{dT}{dT} = 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  beträgt:

$$\frac{dk_0}{dT} \cdot (T_1 - T_0) \ll \frac{2\pi}{l} \quad (1.13)$$

Dies lässt sich schreiben als:

$$\frac{dk_0}{dT} = \frac{2\pi}{l_c^2} \cdot \frac{dl_c}{dT} = \frac{2\pi}{l_c} \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \ll \frac{2\pi}{l} \cdot \frac{1}{\Delta T} \quad (1.14)$$

Setzt man eine Temperaturdifferenz von  $2,4^\circ\text{C}$  bzw. eine Domänenlänge von  $10 \mu\text{m}$ , so ist die Ungleichung für Kristallgrößen  $< 1 \text{ m}$ , also insbesondere für den vorliegenden Fall, hinreichend erfüllt.

Im folgenden wurde nun im Hinblick auf eine optimierte Ausnutzung der Konversionseffizienz die Transmission des Einkoppelspiegels in den Resonator für eine ideale Impedanzanpassung evaluiert. Für diesen Fall muß die Transmission ( $T_{in} = 1 - R_{in}$ ) so gewählt werden, dass die internen Verluste genau ausgeglichen werden, damit wird die Leistung der einfallenden Fundamentale  $P_{i,f}$  vollständig in den Resonator eingekoppelt. Da allerdings die internen Verluste durch die normalisierte Konversionseffizienz von der umlaufenden Leistung abhängen, hängt die Impedanzbedingung von der ankommenden Leistung der Fundamentale und der Konversionseffizienz ab. Die resonante Fundamentalwelle und die Erzeugung der Harmonischen können abhängig von der Kristalltransmission  $T_{cry}$  und den drei Resonatorspiegelreflektivitäten  $R_{hr}^3$  berechnet werden. Hierzu ist es sinnvoll, den Faktor  $R_m = 1 - L = R_{hr}^3 \cdot T_{cry} \cdot (1 - \gamma_{sh} \cdot P_{c,f})$  mit den Gesamtverlusten  $L$  zu definieren, der den Anteil der resonant erhöhten Fundamentalleistung nach einem Umlauf im Resonator darstellt. Die Überhöhung der Fundamentalleistung  $P_{c,f}$  im Resonator im Resonanzfall ist gegeben durch [ABD66]:

$$\frac{P_{c,f}}{P_{i,f}} = \frac{1 - R_{in}}{(1 - \sqrt{R_{in}(1 - L)})^2} \quad (1.15)$$

Damit ist sowohl die umlaufende Fundamentalleistung, wie auch die generierte Leistung der Harmonischen festgelegt. Diese Gleichung lässt sich am besten numerisch lösen, wobei zunächst die Abhängigkeit der umlaufenden Fundamentalleistung  $P_{c,f}$  von der einfallenden Fundamentalleistung  $P_{i,f}$  berechnet wurde.

Hierfür wurden zunächst für die restlichen Parameter folgende Werte gewählt:  $R_{in} = 8\%$ ,  $R_{hr} = 99,965$  und  $\gamma_{sh} = 0,45\%/W$ . Der Wert für die Transmissionsverluste für den Kristall wurde durch Anpassen der theoretischen an die experimentellen Werte für die umlaufenden Fundamentalleistungen zu  $2\%$  ermittelt (siehe Abb. 1.14a)). Mit der Festlegung der Verluste im Resonator kann die generierte Leistung der Harmonischen in Abhängigkeit der einfallenden Leistung berechnet und mit den experimentellen Werten verglichen werden (siehe Abb. 1.14b)).

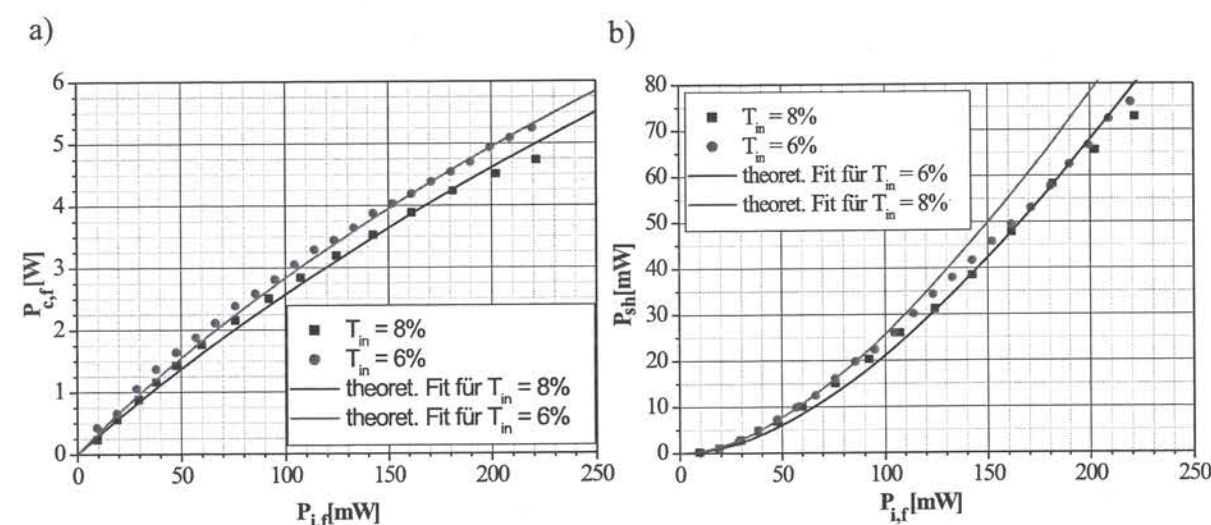


Abbildung 1.14: Vergleich der theoretischen Werte für a) die umlaufende Fundamentalleistung  $P_{c,f}$  und b) die generierte Leistung der Harmonischen  $P_{sh}$  mit den experimentellen Werten für zwei verschiedene Transmissionswerte für den Resonatoreinkoppelspiegel.

Die Rechnungen wurden dazu für die zwei zur Verfügung stehenden Transmissionskoeffizienten (6% und 8%) des Einkoppelspiegels vorgenommen. Es zeigt sich, dass mit zunehmender Fundamentalleistung die experimentellen Werte gegenüber den theoretisch erwarteten Werten divergieren, was anscheinend durch sich ändernde Verluste im Inneren des Resonators oder eine abnehmende Effizienz (z.B. durch thermische Linse) bedingt ist. Hierbei kann es vor allem durch eine sich ändernde Absorption des PPKTP-Kristalls und den damit verbundenen Aufheizeffekten sowie Temperaturgradientenausbildung zu einer Abweichung der experimentellen Werte kommen. Die maximale experimentelle Gesamtkonversionseffizienz beträgt für eine einfallende Fundamentalleistung von  $220 \text{ mW}$  etwa  $35\%$ .

In einem letzten Schritt wurde die optimale Transmission des Einkoppelspiegels  $T_{in}$  unter den ermittelten Randbedingungen hinsichtlich der generierten Leistung



der Harmonischen evaluiert. Die Variation der Transmission ergab für  $T_{in} = 4\%$  eine maximale Leistung der Harmonischen. Da ein Einkoppelspiegel mit dieser Transmission allerdings nicht zur Verfügung stand, wurde weiterhin mit einem 6%-Spiegel gearbeitet, was bedeutet, dass die obige Anforderung einer Impedanzanpassung im Experiment nicht vollständig erfüllt ist.

### 1.5.3 Die 2.Frequenzverdopplung von VIS nach UV mit BBO

Der Aufbau der 2.Frequenzverdopplungsstufe erfolgte mit einem brewstergeschnittenen BBO-Kristall ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, beta-Barium-Borat) als Frequenzverdoppler. Mit diesem Kristall ist aufgrund der geringen Temperaturabhängigkeit seiner Brechungsindizes nur eine Winkelphasenanpassung möglich. Der Kristall ist ebenfalls in dem kleineren Fokus eines Ringresonators platziert, der mit Hilfe der HC-Stabilisierungstechnik der Fundamentalfrequenz folgt. Die Beschichtungen der Spiegel sind entsprechend auf die Frequenzverdopplung von 473 nm  $\rightarrow$  236,5 nm gewählt. Die Rechnungen und der Aufbau der Resonatorgeometrie sind bereits von G. Hollemann ausführlich in [hol] vorgestellt worden. Die Resonatorverluste sind im wesentlichen durch Streu- und Absorptionsverluste an den Brewster-Flächen des BBO-Kristalls verursacht. Diese sind mit der Zeit angewachsen, wobei die Verschlechterung der optischen Oberflächen auf die Hygroskopizität von BBO zurückzuführen ist. Optische Beschichtungen bzw. Heizen des Kristalls können diesen Prozess allerdings verlangsamen. Das Heizen geschieht am einfachsten mit einem Kaltleiter. Der durch eine Feder eingespannte Kristall liegt dabei auf einer 3D-Verschiebeeinrichtung, die im weiteren die Möglichkeit zur Optimierung von zwei Winkeln erlaubt, um eine sehr akkurate Einstellung der maximalen Konversionseffizienz zu erzielen. Aufgrund des großen walk-off Winkels von 4,5° und der kleinen Strahltaile ergibt sich im Fernfeld ein stark astigmatisches Strahlprofil, dessen Intensitätsverteilung aufgrund von Beugung eine komplizierte streifenartige Feinstruktur aufweist [KAB66].

Nach einem Kristallaustausch und einer völligen Neujustierung des Resonators konnten aus 125 mW bei 473 nm vor dem Resonator, etwa 750  $\mu$ W bei 236,5 nm erzeugt werden, was einer Gesamtkonversionseffizienz von 0,6% entspricht.

## 2 Grundlagen der Laserfrequenzstabilisierung

Jeder Laser zeigt Schwankungen in der Frequenz der emittierten Strahlung. Die auftretenden Rauschtermen sind nach ihrer Ursache in zwei Klassen eingeteilt. Einerseits existieren fundamentale Rauschquellen, die durch die spontane Emission im Laserresonator und durch die Quantennatur des Lichts verursacht sind. Diese begrenzen prinzipiell die Frequenzstabilität, die mit einem freilaufenden Laser erreicht werden kann. Andererseits liegen die Linienbreiten realer Laser aufgrund technischer Rauschquellen wie z.B. mechanischer Erschütterungen oder Schwankungen der Länge oder Dichte des aktiven Mediums deutlich oberhalb dieser fundamentalen Grenzen. Um die für viele Bereiche der Physik benötigten schmalen Laserlinienbreiten dennoch zu erhalten, kann eine aktive Laserfrequenzstabilisierung angewendet werden, die das Frequenzrauschen des Lasers minimiert.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst sowohl die Amplituden-, wie auch die Frequenzmodulation und die Grenze der erreichbaren Frequenzstabilität von freilaufenden Laserresonatoren behandelt. Anschließend wird auf die Methode zur aktiven Laserfrequenzstabilisierung nach Pound-Drever-Hall mit Hilfe von optischen Resonatoren eingegangen, die auch im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurde. Die aktive Stabilisierung eines Lasers erfordert dabei den Aufbau eines entsprechenden Regelkreises, der im Anschluss zusammen mit einigen Grundlagen ausführlich diskutiert wird. Eine natürliche Grenze der Stabilisierung der Laserfrequenz stellt das Schrotrauschen des Laserlichtes auf dem Photodetektor dar. Dieses wird abschließend in einem eigenen Abschnitt behandelt.

### 2.1 Ursachen von Frequenzinstabilität

Die fundamentalen Ursachen für Frequenzschwankungen in einem Laserresonator sind Veränderungen seiner momentanen Amplitude und Phase, hervorgerufen durch spontane Emission von Photonen im Resonator, Fluktuationen der Resonatorlänge sowie Änderung der Amplitude der Pumplaserstrahlung. Da sich ein idealer Laser durch einen harmonischen Oszillator beschreiben lässt, sollen die Auswirkungen von Amplituden- und Phasenmodulationen auf die Frequenz des Lasers hier zunächst an diesem einfachen Modell diskutiert werden.



Die zeitliche Entwicklung der elektrischen Feldstärke  $E(t)$  eines idealen harmonischen Oszillators gehorcht der Funktion:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{i\phi(t)} + k.k. \quad (2.1)$$

Dabei ist  $E_0$  die Amplitude der elektrischen Feldstärke,  $\phi(t)$  ihre Phase und  $k.k.$  bezeichnet den komplex konjugierten Teil. Die momentane Frequenz  $\omega(t)$  des Oszillators ist die zeitliche Ableitung seiner Phase  $\phi(t)$ :

$$\omega(t) = \frac{d\phi}{dt} \quad (2.2)$$

Für einen idealen harmonischen Oszillator ist die Frequenz  $\omega_0 = \omega(t = t_0)$  eine Konstante und damit beliebig genau bestimmt. Nun unterliegt der Laseroszillator wie erwähnt jedoch Fluktuationen der Amplitude und Phase, die Auswirkungen auf seine Frequenz haben. Diese Änderungen sind i.a. langsam im Vergleich zur Frequenz des Oszillators, so dass sich die zeitliche Entwicklung seiner Amplitude in folgender Form darstellen lässt:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} (1 + a(t)) \cdot e^{i(\omega_0(t) + \phi(t))} + k.k. \quad (2.3)$$

Dabei beschreibt  $E_0$  die Amplitude des ungestörten Oszillators,  $E_0 \cdot a(t)$  die Amplituden- und  $\phi(t)$  die Phasenmodulationen. Weiterhin soll für diese Störungen gelten:

$$|a(t)| \ll 1 \quad \text{und} \quad \left| \frac{d\phi(t)}{dt} \right| \ll \omega_0 \quad (2.4)$$

### 2.1.1 Amplitudenmodulation

Es soll nun diskutiert werden, welche Auswirkungen eine Modulation der Amplitude auf die Frequenz des Oszillators (Trägerfrequenz  $\omega_0$ ) hat. Da beliebige Störungen durch eine Fourierzerlegung auf sinusförmige Störungen zurückgeführt werden können, wird hier zunächst nur eine spezielle periodische Amplitudenmodulation der Form  $a(t) = a_0 \cos(\Omega t)$  mit dem Hub  $a_0$  und der Frequenz  $\Omega$  betrachtet. Die Amplitude des Oszillators hat nun die Form:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} (1 + a_0 \cos(\Omega t)) e^{i\omega_0 t} + k.k. = \frac{E_0}{2} \left[ e^{i\omega_0 t} + \frac{a_0}{2} e^{i(\omega_0 + \Omega)t} + \frac{a_0}{2} e^{i(\omega_0 - \Omega)t} \right] + k.k. \quad (2.5)$$

Das Spektrum des gestörten harmonischen Oszillators enthält neben der Trägerfrequenz  $\omega_0$  zwei Seitenbänder, im Abstand der Modulationsfrequenz  $\Omega$ . Die Intensitäten von Trägerfrequenz und Seitenband stehen im Verhältnis  $1/a_0$ . Bei kleinen Modulationsfrequenzen und entsprechendem Hub, ist es möglich, dass die Seitenbänder nicht mehr aufgelöst werden, was dann zu einer Verbreiterung der spektralen Breite des Trägers führt. Da die Amplituden der erzeugten Seitenbänder das gleiche Vorzeichen haben, kann die Amplitudenmodulation mit einer Photodiode nachgewiesen werden. Neben dem Gleichstromanteil wird ein Wechselstromanteil bei der Frequenz  $f = \Omega/2\pi$  detektiert, der als Schwebungssignal zwischen Trägerband und Seitenband interpretiert werden kann.

### 2.1.2 Phasenmodulation

Zunächst betrachten wir eine rein harmonische Frequenzmodulation mit dem Hub  $\Delta\omega$  bei der Frequenz  $\Omega$ .

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega \cdot \cos(\Omega t) \quad (2.6)$$

Für die Phase gilt dann nach Gl. 2.2:

$$\phi(t) = \left[ \omega_0 t + \frac{\Delta\omega}{\Omega} \cdot \sin(\Omega t) \right] \quad (2.7)$$

Die Größe  $m = \Delta\omega/\Omega$ , d.h. das Verhältnis aus Modulationsamplitude und Modulationsfrequenz ist dabei der Modulationsindex  $m$ . Eine monochromatische Laseroszillation, die dieser Frequenzmodulation unterliegt, lässt sich nun nach Besselfunktionen  $J_n(m)$  entwickeln, wobei die Amplitude des Oszillators unverändert bleibt:

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{i(\omega_0 t + m \sin(\Omega t))} = \frac{E_0}{2} \cdot \left[ J_0(m) e^{i\omega_0 t} + \sum_n (J_n(m) e^{i(\omega_0 + n\Omega)t} - J_n(m) e^{i(\omega_0 - n\Omega)t}) \right] \quad (2.8)$$

Da die modulierte Größe  $\phi(t)$  im Argument einer harmonischen Funktion steht, ist die Frequenzmodulation ein nichtlinearer Prozess. Außer den ersten Seitenbändern bei  $\omega = \omega_0 \pm \Omega$  erhält man bei genügend hohem Modulationsindex  $m$  eine Fülle von weiteren Seitenbändern bei den Frequenzen  $\omega = \omega_0 \pm n \cdot \Omega$ , deren Anzahl in etwa dem Modulationsindex entspricht. Die Amplituden der ersten beiden Seitenbänder  $\omega_0 \pm \Omega$  haben im Unterschied zur Amplitudenmodulation entgegengesetztes Vorzeichen, wodurch sich die Schwebungssignale der beiden Seitenbänder



mit dem Trägerband durch ihre unterschiedlichen Vorzeichen aufheben. Dadurch läßt sich eine derartige Phasenmodulation durch eine Intensitätsmessung mit einem Photodetektor nicht nachweisen.

Die Bandbreite des frequenzmodulierten und eigentlich infinitesimal schmalen Trägers hängt somit letztendlich von den Modulationsindizes der vorhandenen Störungen ab [SDB82]. Die Intensitäten von Trägerfrequenz und erstem Seitenband stehen im Verhältnis  $I_{SB}/I_0 = (m/(2))^2$  für kleine Modulationsindizes.

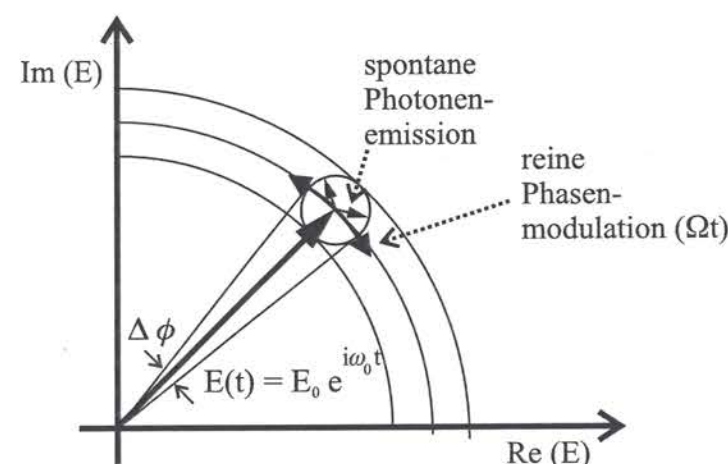


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Auswirkung einer Phasenmodulation und einer spontanen Emission eines Photons auf den Feldstärkevektor einer Laseroszillation.

Im Phasorendiagramm (siehe Abb. 2.1) ist die Amplitude der elektrischen Feldstärke  $E(t) = E_0 e^{i\phi(t)} = E_0 e^{i\omega_0 t}$  in der komplexen Ebene eines mit der Laserfrequenz rotierenden Bezugssystems dargestellt [Cav86]. Eine Phasenmodulation kann nun als eine periodische Bewegung (mit der Frequenz  $\Omega$ ) der Phasorenspitze auf einem kleinen Kreisabschnitt verstanden werden, mit der Einschränkung auf einen kleinen Modulationsindex. Dabei ändert sich die Länge des Feldstärkevektors nicht.

### 2.1.3 Die Schawlow-Townes-Grenze

Nachdem die Auswirkungen von Amplituden- und Phasenmodulation auf das Frequenzspektrum eines harmonischen Oszillators untersucht wurden, sollen die dabei abgeleiteten Ergebnisse auf die Verhältnisse in einem Laserresonator übertragen werden. Grundsätzlich verhält sich ein idealer Laser wie ein harmonischer Oszillator. Die Kohärenz von Laserlicht ist eine Folge der phasenrichtigen Verstärkung der elektromagnetischen Welle im aktiven Medium durch stimulierte Emission. Prinzipiell läßt sich also eine genau definierte Phase erzeugen. Die

spontane Emission eines Photons, induziert durch Vakuumfluktuationen, addiert jedoch jeweils einen statistisch verteilten Beitrag zur momentanen Amplitude und Phase des Laserfeldes, dargestellt durch die kleinen Pfeile im Phasorendiagramm (siehe Abb. 2.1). Unter Vernachlässigung von Amplitudenmodulation, führt dies schließlich zu einer Phasendiffusion. Die spektrale Dichte der dadurch entstehenden Frequenzfluktuationen  $S_{\Delta\nu}$  (siehe Kap. 4.1.1) ist für alle Fourierkomponenten konstant und beträgt in  $[\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}]$  [DGB92]:

$$S_{\Delta\nu} = \Delta\nu_{tr} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot h\nu_l}{P_l}} \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\Delta\nu_{tr}$  die Linienbreite des Laserresonators,  $P_l$  die Ausgangsleistung des Lasers und  $h\nu_l$  die mittlere Laserphotonenenergie. Dieses weiße Frequenzrauschen führt zu einem lorentzförmigen Spektrum im Frequenzraum mit einer bestimmten vollen Halbwertsbreite (*full width half maximum, FWHM*)  $\Delta\nu_{ST}$  erzeugt, die als Schawlow-Townes-Grenze bezeichnet wird. Sie ergibt sich zu [ST58, DGB92]:

$$\Delta\nu_{ST} = \pi \cdot S_{\Delta\nu}^2 = 2\pi \cdot \Delta\nu_{tr}^2 \frac{h\nu_l}{P_l} \quad (2.10)$$

Die Schawlow-Townes-Linienbreite des Lasers ist also umgekehrt proportional zu seiner Ausgangsleistung  $P_l$ , da mit wachsender Leistung die maximale Phasenänderung  $\Delta\phi$  pro spontanem Emissionsprozess kleiner wird. Sie ist die theoretische Grenze der Linienbreite eines freilaufenden Lasers. Allerdings kann diese Grenze innerhalb der Bandbreite des für die Stabilisierung zuständigen Regelkreises unterschritten werden [SBM<sup>+</sup>89] (siehe Kap. 5.1). Mit den Daten für den vorliegenden Laser (Ausgangsleistung: 250 mW) ergibt sich eine Schawlow-Townes Linienbreite von  $\Delta\nu_{ST} = 15 \text{ mHz}$ .

## 2.2 Aktive Stabilisierung der Laserfrequenz

Selbst ein MISER mit seiner bereits sehr großen inhärenten Frequenzstabilität, ist noch mehrere Größenordnungen entfernt von der für die Indiumspektroskopie erforderlichen Stabilität (siehe Einleitung), weshalb also eine aktive Stabilisierung der Laserfrequenz notwendig ist. Generell ist zur Stabilisierung der Frequenz eines Lasers ein Frequenzdiskriminator erforderlich, der die Frequenzabweichungen des Lasers misst, in dem er die momentane Laserfrequenz mit der Referenzfrequenz des Diskriminators vergleicht. Des weiteren ist eine Regelelektronik notwendig, die aus dem Diskriminatorsignal ein Regelsignal erzeugt. Schließlich wird dieses Regelsignal auf ein oder mehrere Stellelemente zurückgeführt, um die Laserfrequenz nachzuregulieren. Damit übernimmt der Laser im Rahmen der Regelbandbreite des Frequenzregelkreises die Frequenzstabilität des Diskriminators. Sowohl optische Resonatoren als auch Atome und Moleküle (z.B.  $J_2$  [ASGB92, MKNU00])



bieten optische Resonanzen, die als Frequenzdiskriminatoren zur Stabilisierung nutzbar sind. Während atomare Resonanzen den Vorteil der gut kontrollierbaren Absolutstabilität bieten, ist ihr Signal-zu-Rausch Verhältnis im allgemeinen schlechter als bei Resonanzen in optischen Resonatoren. Das Fehlersignal muß generell die Information über die Größe und die Richtung der Abweichung der Laserfrequenz von der Soll-Frequenz enthalten. Aus diesem Grund sollte es bei der Soll-Frequenz null sein, sowie in der Umgebung des Nullpunktes einen linearen Zusammenhang zwischen seiner Amplitude und der Laserfrequenzabweichung haben. Eine besonders geeignete Methode zur Stabilisierung auf optische Resonanzen ist hierbei die Pound-Drever-Hall Methode [Pou46,DHK<sup>+</sup>83], die am Ende dieses Abschnitts ausführlich beschrieben wird.

### 2.2.1 Optische Referenzresonatoren

Es gibt eine Reihe von Vor- und Nachteilen von passiven optischen Resonatoren (beispielsweise eines Fabry-Perot-Interferometers, das aus zwei parallel stehenden Spiegeln besteht) gegenüber einer atomaren oder molekularen Referenz. Als vorteilhaft erweist sich die Tatsache, dass keine Intensitätsverbreiterung der Resonanzlinien auftritt, wodurch sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis mit der Laserleistung stets erhöht. Weiterhin bietet der passive Resonator eine nahezu unbegrenzte Anzahl von Resonatormoden als Referenzfrequenz für die Stabilisierung an, deren Abstand im Bereich von Radiofrequenzen liegen. Außerdem sind Resonatoren mit schmalbandigen Resonanzen ( $< 10$  kHz) und damit hohen Güten realisierbar. Nachteilig ist die Tatsache, dass akustische und seismische Vibrationen von Resonatoren für nicht unerhebliche Frequenzfluktuationen sorgen, was durch eine entsprechend aufwendige Vibrationsisolierung soweit als möglich gedämpft werden muß. Außerdem führen Temperaturkoeffizienten der als Abstandshalter zwischen den Spiegeln verwendeten Materialien zu einer starken Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzen. Diese läßt sich durch Verwendung geeigneter Materialien wie etwa Zerodur oder ULE (siehe Kap. 3.1) und einer zusätzlichen aufwendigen Temperaturstabilisierung bzw. -isolierung weiter verringern. Jedoch verbleibt letztendlich immer eine Abhängigkeit von äußeren Einflüssen, die den ausschließlichen Einsatz von optischen Resonatoren für die absolute Frequenzstabilisierung nahezu ausschließt [DGB92]. Eine Stabilisierung auf atomare bzw. molekulare Resonanzen kann hingegen eine absolute Stabilisierung erlauben, die in deutlich geringerem Maße von den äußeren Umgebungsbedingungen abhängt. Aus all dem ergibt sich, dass schlussendlich nur die Kombination aus optischem Resonator zur Erreichung einer hohen Kurzzeitfrequenzstabilität und einer atomaren Resonanz, verantwortlich für die Langzeitstabilität, die Möglichkeit gibt einen auf (fast) allen Zeitskalen stabiles optisches Frequenznormal zu realisieren.

Durch die Stabilisierung eines Lasers auf ein stabiles Fabry-Perot-Interferometer hoher Finesse können die spektralen Eigenschaften des Lasers erheblich verbes-

sert werden, da damit die Frequenzstabilität des Fabry-Perot-Resonators vom Laser übernommen wird [SGB93, Hal94]. Mit der Ankopplung eines monolithischen Ringlasers, dessen Frequenz durch eine Piezokeramik aktiv stabilisiert wird, an einen Fabry-Perot-Resonator hoher Finesse konnten mehrere Gruppen die Linienbreite des Lasers bereits erheblich reduzieren [DGB90,DGB92,UU93,SGB93] (siehe auch Kap. 5.5).

Für die Stabilisierung ist dabei neben einem Stellelement für die Frequenz, wie beispielsweise eine Piezokeramik, ein Regelsignal notwendig, das Abweichungen der momentanen Frequenz von einer vorgegebenen Soll-Frequenz beschreibt und das Stellelement ansteuert, um die Frequenzabweichung zu korrigieren (siehe Kap. 2.3).

Die Eigenfrequenzen der Resonatormoden erhält man aus der Bedingung, dass die Phasenänderung  $\Delta\phi$  bei einem vollen Resonatorumlauf gleich einem ganzzahligen Vielfachen von  $2\pi$  sein muß. Moden anderer Frequenzen interferieren im Resonator zu null. Die Eigenmoden dagegen bilden stehende Wellen aus. Die Eigenfrequenzen der  $TEM_{qlm}$ -Moden in einem Resonator aus zwei sphärischen Spiegeln liegen bei [KL66,Sie86]:

$$\nu_{qlm} = \frac{c}{2L} \left[ q + (l + m + 1) \frac{\pm \arccos \sqrt{g_1 g_2}}{\pi} \right] \quad (2.11)$$

$$\text{mit:} \quad g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad (2.12)$$

Der Parameter  $g$  wird als Stabilitätsparameter bezeichnet und berechnet sich aus dem Spiegelabstand  $L$  und dem entsprechenden Spiegelkrümmungsradius  $R_i$ . Stabile Moden können sich nur in Resonatoren ausbilden, deren Stabilitätsparameter die Ungleichung  $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$  erfüllen.  $q$  wird als longitudinale Modenzahl bezeichnet. Der Frequenzabstand zweier benachbarter longitudinaler Moden ( $\Delta q = 1, l = 0, m = 0$ ) wird als freier Spektralbereich  $FSB$  bezeichnet. Für einen linearen Resonator berechnet sich dieser zu:

$$FSB = \frac{c}{2n_b L} \quad (2.13)$$

Dabei ist  $n_b \cdot L$  die optische Länge  $L_{opt}$  des Resonators. Im Spezialfall des konfokalen Resonators ( $g_1 = g_2 = 0$ ) ergibt sich ein entartetes Modenspektrum. Diese Entartung ist in der Praxis allerdings nicht perfekt, wodurch es durch Anregung mehrerer Moden zu einer Verbreiterung der Resonanzmoden kommt. Aus diesem Grund wurde für die Resonatoren, die in dieser Arbeit verwendet werden, ein stark nicht-konfokales Design gewählt.

Wenn die Strahlung eines Lasers in einen optischen Resonator eingekoppelt wird, dann sind Leistung und Phase des transmittierten bzw. reflektierten Lichts von



der Laserfrequenz und den Resonanzfrequenzen des passiven Resonators abhängig. Ihr Transmissions- und Reflexionsspektrum wird durch eine Airy-Funktion beschrieben, die im Frequenzraum periodisch wiederkehrende Resonanzen bildet [You00]:

$$I_t(\nu_l) = I_0 \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(2\pi(n_b L) \nu_l / c)} \quad (2.14)$$

Dabei sind  $I_0$  und  $I_t$  die einfallende und die transmittierte Intensität des Laserlichts,  $R$  die Spiegelreflektivität und  $(n_b L)$  die optische Weglänge im Resonator. Bei passender Wahl der optischen Weglänge finden sich immer mehrere Resonanzen im Abstimmbereich des Lasers. Maximale Transmission ergibt sich, wenn die Laserfrequenz  $\nu_l$  mit einer Resonanzfrequenz übereinstimmt.

Die volle Linienbreite bei halbem Maximum der reflektierten bzw. transmittierten Intensitätsverteilung, die als die Linienbreite  $\Delta\nu_c$  des Resonators bezeichnet wird, beträgt:

$$\Delta\nu_c = \frac{c}{2n_b L} \cdot \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} = \frac{FSB}{\mathcal{F}} \quad (2.15)$$

Mit der Definition für  $\mathcal{F}$ :

$$\mathcal{F} := \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{FSB}{\Delta\nu_c} \quad (2.16)$$

Das Verhältnis von freiem Spektralbereich zur Linienbreite heißt Finesse  $\mathcal{F}$  und bestimmt das Auflösungsvermögen  $\nu/\nu_c$  [Sve98], das der Resonator als Interferenzspektrometer hätte. Gleichzeitig verknüpft die Finesse  $\mathcal{F}$  die Reflektivität  $R$  der Spiegel mit der „Lichtspeicherzeit“  $\tau_c$  des passiven Resonators, die umgekehrt proportional ist zu den Gesamtverlusten im Resonator. In die Gesamtverluste gehen neben den in der Regel dominierenden Transmissionsverlusten, noch die Beugungsverluste im Resonator, sowie die Absorptionsverluste in den Spiegelbeschichtungen ein. Vor allem für Resonatoren mit sehr hohen Finessen, d.h. hohen Spiegelreflektivitäten, können die Absorptionsverluste vergleichbar mit den Transmissionsverlusten werden. Schaltet man das einkoppelnde Laserfeld ab, so entweicht die im Resonator gespeicherte Energie, da bei jeder Reflexion an den Spiegeln ein Bruchteil transmittiert bzw. absorbiert wird. In einem Resonator mit geringen Verlusten ( $1-R=T \ll 1$ ) verläuft der Zerfall exponentiell. Er kann über die transmittierte Intensität verfolgt werden [AFM84, Sve98].

$$I_t(t) = I_0 \exp^{-\frac{t}{\tau_c}} \quad (2.17)$$

Bei Betrachtung des Fourier-Spektrums des zerfallenden Laserfeldes im Resonator an, findet man eine lorentzförmige Intensitätsverteilung mit der Linienbreite [Sve98]:

$$\Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi\tau_c} \quad (2.18)$$

Setzt man nun Gleichung 2.18 zusammen mit Gleichung 2.13 in die Definition der Finesse (Gleichung 2.16) ein, so erhält man:

$$\mathcal{F} = \pi \cdot \frac{c\tau_c}{L_{opt}} \quad (2.19)$$

Daraus läßt sich wiederum ein Zusammenhang zwischen der Zerfallszeit des Resonators  $\tau_c$  und der Spiegelreflektivität  $R$  herstellen:

$$\tau_c = \frac{L_{opt}}{c} \cdot \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.20)$$

### 2.2.2 Die Pound-Drever-Hall Stabilisierungstechnik

Bereits 1946 verwendete R.V. Pound die Resonanzfrequenz eines Resonators als Referenz für die elektronische Stabilisierung von Mikrowellenresonatoren [Pou46]. Der Resonator diente dabei als empfindlicher Frequenzdiskriminator zur Erzeugung eines Regelsignals. Die ersten Techniken der Frequenzstabilisierung von Lasern auf einen passiven, optischen Resonator erzeugten das Regelsignal durch Messung der vom Resonator transmittierten Intensität bei einer entsprechenden Modulation der Laserfrequenz [Whi65, BSH73]. Nachdem gezeigt wurde, dass das am Referenzresonator reflektierte Signal ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis und eine höhere Empfindlichkeit besitzt [Tro78], entwickelte man zwei in Reflexion arbeitende Stabilisierungstechniken.

Das Hänsch-Couillaud-Verfahren misst die Änderung der Polarisation des reflektierten Lichts eines Resonators mit Hilfe von resonatorinternen polarisationsabhängigen Verlusten [HC80]. Die Stabilisierung über die Polarisationsanalyse gewährleistet eine Regelung über einen großen Frequenzbereich, hat aber den Nachteil, dass polarisationsselektive optische Komponenten im Resonator benötigt werden, die in der Regel zusätzliche Verluste im Resonator erzeugen.

Drever et al. griffen auf das von R.V. Pound für Mikrowellensysteme entwickelte Phasenmodulationsverfahren zurück [DHK<sup>+</sup>83]. Hierbei ist die Regelsignalerzeugung nicht wie bei der Transmissionsstabilisierung durch die Antwortzeit (Zerfallszeit)  $\tau_c$  des Resonators begrenzt, was eine große Bandbreite der elektronischen Regelung ermöglicht. Darüberhinaus ist eine phasenempfindliche Detektion im MHz-Bereich möglich, also jenseits des technischen Rauschens. Als Methode der



Laser-Frequenzstabilisierung stellt es eine spezielle Anwendung der Laserspektroskopie mit phasenmoduliertem Licht dar [SDB82, BLLO83].

### Schematischer Aufbau

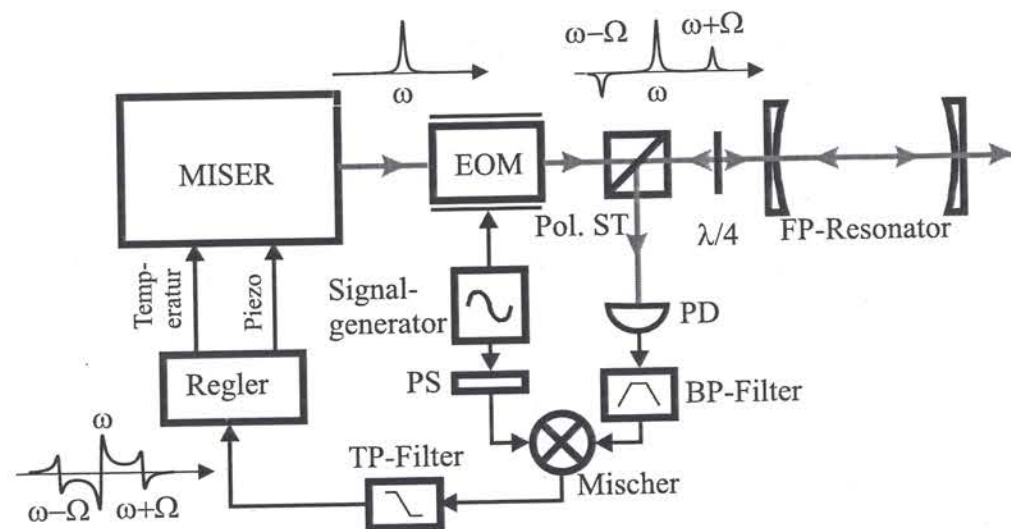


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Regelsignalerzeugung für das Pound-Drever-Hall Verfahren. Pol. ST: Polarisationsstrahlteiler, EOM: Elektro-optischer-Modulator, PD: Photodetektor, FP: Fabry-Perot, PS: Phasenschieber, BP: Bandpass, TP: Tiefpass.

Der allgemeine Aufbau der Pound-Drever-Hall (PDH) Stabilisierungstechnik ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Dem einrequenten Laserlicht des MISERs werden in einem Phasenmodulator (EOM) durch die Ausnutzung des transversalen elektrooptischen Effektes in bestimmten Kristallen wie beispielsweise Kaliumdeuteriumphosphat (KD\*P) oder Lithiumtantalat (LiTaO<sub>3</sub>) zwei Seitenbänder mit einer relativen gegenseitigen Phasenverschiebung von  $\pi$  aufgeprägt. Legt man eine Spannung entlang einer der Hauptachsen des Kristalls an, so erfährt die Lichtwelle eine Phasenverzögerung. Durch Anlegen einer sinusförmigen Modulation an den Elektroden, erhält man so eine sinusförmige Phasenmodulation der Lichtwelle (siehe Kap. 2.1.2). Bevor das Licht auf den Resonator trifft, passiert es einen Polarisationsstrahlteiler zur Festlegung der Polarisation und danach ein  $\lambda/4$ -Plättchen, dass das linear polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht umwandelt. Der vom Resonator reflektierte Anteil tritt dann erneut durch das  $\lambda/4$ -Plättchen hindurch und wird dadurch wieder zu linear polarisiertem Licht umgewandelt mit  $90^\circ$  gedrehter Polarisation. Dadurch wird es nun an dem Polarisationsstrahlteiler von dem einfallenden Licht absepariert und auf einen Photodetektor gelenkt.

### Funktionsprinzip

Da die Seitenbänder weit außerhalb der Linienbreite des Resonators liegen, werden sie direkt am Einkoppelspiegel reflektiert, wobei sie sich mit dem aus dem Resonator austretendem Signal bei der Trägerfrequenz überlagern, was insgesamt zu zwei Schwebungssignalen führt. Das Prinzip der Regelsignalerzeugung mit Hilfe der PDH-Technik beruht nun auf der Amplitudenabhängigkeit dieser Schwebungssignale von der Frequenzdifferenz zwischen eingestrahlttem Licht (Trägerfrequenz) und der Resonanz des Fabry-Perot-Interferometers. Die erzeugten Schwebungssignale zwischen Trägerfrequenz und Seitenbänder werden mit dem um  $90^\circ$  phasenverschobenen Referenzsignal (Lokalszillator) bei der Modulationsfrequenz  $\Omega/2\pi$  gemischt und somit der daraus resultierende Gleichspannungsanteil am Mischerausgang mit einem Tiefpass herausgefiltert. Die Phasenlage des Referenzsignals relativ zum Messsignal wird mit einem elektronischen Phasenschieber eingestellt. Bei richtiger Wahl der Phase (Phasenversatz von  $90^\circ$ ) ergibt sich das für die Frequenzstabilisierung besonders geeignete dispersionsförmige Regelsignal.

Für schnelle Änderungen im Vergleich zur Zerfallszeit  $\tau_c$  macht sich in diesem Verfahren die lichtspeichernde Eigenschaft des Resonators bemerkbar [SHH88, DGB92]. Das Licht im Resonator setzt sich aus allen während der Speicherzeit eingefallenen Frequenzen zusammen, d.h. der Resonator mittelt demnach über die hochfrequenten Schwankungen. Somit kommt es zu einem Fehlersignal, dessen Amplitude von dem Phasenunterschied zwischen dem aus dem Resonator austretendem und dem einfallendem Licht abhängt und damit schließlich zu einer Stabilisierung der Phase (*phase lock*). Für langsame, kleine Schwankungen der Laserfrequenz um die Resonanzfrequenz des Fabry-Perot-Interferometers kann das Licht im Resonator der Frequenz des einfallenden Lichtes folgen und es handelt sich um eine Frequenzstabilisierung (*frequency lock*). Dieser Übergang von Phasen- zu Frequenzmessung geschieht im Bereich der halben Halbwertslinienbreite der Resonatorresonanz ( $\frac{1}{2}\Delta\nu_c$ ). Als Folge dieses Überganges weist die Übertragungsfunktion des Frequenzdiskriminators für  $f > \frac{1}{2}\Delta\nu_c$  einen  $1/f$ -Abfall auf.

### Anschauliche Erklärung

Anschaulich kann die Regelsignalerzeugung wie folgt verstanden werden: Wenn die Laserfrequenz in der Nähe der Resonanz des Resonators eingestrahlt wird, dann werden die weit außerhalb der Resonanz liegenden Seitenbänder mit einer konstanten Phasenverschiebung von  $\pi$  an den dielektrischen Schichten des Einkoppelspiegels reflektiert. Das Trägerband wird in den Resonator eingekoppelt und das am Resonator reflektierte Licht erfährt in dem Fall eine Phasenverschiebung, die stark abhängig von der Frequenz des Trägers ist und in Resonanz



genau  $\pi$  beträgt (entspricht Phasenversatz bei Reflexion). Genau auf der Resonanz haben auch die beiden Schwebungssignale die gleiche Amplitude, aber entgegengesetztes Vorzeichen aufgrund ihrer gegenseitigen Phasenverschiebung von ebenfalls  $\pi$ , d.h. die Signale bei der Modulationsfrequenz interferieren vollständig destruktiv. Bei Verstimmung der Trägerfrequenz gegen die Resonanzfrequenz erzeugt die Phasenverschiebung des reflektierten Strahls hingegen eine Asymmetrie in den Schwebungssignalen, die nun nicht mehr vollständig destruktiv interferieren. Die Amplitude der Schwebungssignale gibt daher direkt eine Information über die aktuelle Laserfrequenz. Aufgrund der unterschiedlichen Amplitudenvorzeichen der Seitenbänder erhält das Regelsignal entweder Dispersionsform oder eine Absorptionsform, abhängig vom Phasenversatz zwischen Fehler- und Lokalszillatorsignal. Das generierte Dispersionsignal kann nun einem PID-Regler zugeführt werden, der eine entsprechende Stellgröße ansteuert und die Laserfrequenz auf den Null-Durchgang des Fehlersignals stabilisiert.

### Mathematische Behandlung

Im folgenden wird nun mathematisch erläutert, wie mit Hilfe des oben beschriebenen Aufbaus ein Regelsignal erzeugt wird. Die Phasenmodulation der Trägerfrequenz des Laserlichtes  $\omega_0/2\pi$  mit einem kleinem Modulationsindex ( $m < 1$ ) erzeugt Seitenbänder im Abstand der Modulationsfrequenz  $\Omega/2\pi$  zur Trägerfrequenz ( $\phi = m \cdot \sin(\Omega t)$ ). Das modulierte Laserfeld sieht nun folgendermaßen aus:

$$E = \frac{E_0}{2} e^{i(\omega_0 t + m \sin(\Omega t))} + k.k. \quad (2.21)$$

Der Phasenterm kann nun in eine Fourierentwicklung übergeführt werden (siehe Kap. 2.1.2):

$$e^{i(m \sin(\Omega t))} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (i)^n J_n(m) e^{in\Omega t} \quad (2.22)$$

$J_n$  ist dabei die Besselfunktion n-ter Ordnung. Wählt man  $m < 1$ , so dass  $J_0(m) \approx 1$ ,  $J_{\pm 1}(m) = \pm \frac{m}{2}$  und alle anderen Terme  $J_{\pm 2, \pm 3, \dots}(m) \approx 0$  sind, dann besteht der modulierte Lichtstrahl aus einem starken Träger bei der Frequenz  $\omega_0/2\pi$  und zwei schwachen Seitenbändern bei  $(\omega_0 \pm \Omega)/2\pi$ , die betragsgleich sind, aber unterschiedliche Vorzeichen aufweisen [BLLO83].

$$E(t) = \frac{E_0}{2} \left[ -\frac{m}{2} e^{i(\omega_0 - \Omega)t} + e^{i\omega_0 t} + \frac{m}{2} e^{i(\omega_0 + \Omega)t} \right] + k.k. \quad (2.23)$$

Der Referenzresonator mit der Umlauflänge  $2L$  besitzt zwei hochreflektierende Spiegel mit der Reflektivität  $R = r^2$  ( $R$ : Intensitätsreflektivität;  $r$ : Amplitudenreflektivität). Wird Licht in den Resonator eingestrahlt, dann setzt sich die

Feldstärke des reflektierten Lichts aus zwei Komponenten zusammen, zum einen aus der Amplitude, die direkt am Spiegel reflektiert wird und zum anderen aus der Amplitude der Strahlung, die aus dem Resonator austritt. Bei Einstrahlung von Laserlicht gilt allgemein für das Verhältnis der reflektierten Feldamplitude der Trägerfrequenz  $E_{r,\omega_0}(t)$  zur einlaufenden Feldamplitude der Trägerfrequenz  $E_{i,\omega_0}$  und unter Vernachlässigung von Verlusten [Sie86, BW86, Dem98]:

$$\frac{E_r}{E_i} = r \left[ \frac{1 - e^{2i\omega_0\tau_u}}{1 - r^2 \cdot e^{2i\omega_0\tau_u}} \right] \quad (2.24)$$

$\omega_0\tau_u$  entspricht dabei der Phasenverschiebung  $\Phi$ , die das Licht im Resonator pro Resonatorumlauf erhält. Dieser Phasenversatz ist von der Umlaufzeit des Lichtes im Resonator  $\tau_u = 2L/c$  und der Trägerfrequenz  $\omega_0/2\pi$  abhängig. Genau diese Frequenzabhängigkeit der Phasenverschiebung wird dabei zur Erzeugung eines Regelsignals genutzt. Die reflektierte Feldstärke ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung 2.24 in Gleichung 2.23 zu [SDB82]:

$$|E_r|^2 = |E_0|^2 \cdot \frac{m}{2} [A(\Delta\omega_0) \cdot \cos(\Omega t) - D(\Delta\omega_0) \cdot \sin(\Omega t)] \quad (2.25)$$

Das gesamtreflektierte Signal  $E_r$  enthält die Modulationsfrequenz  $\Omega/2\pi$ , d.h. die Differenzfrequenz zwischen der Trägerfrequenz und den Seitenbändern. Das Absorptionssignal  $A(\Delta\omega_0)$  (siehe Abb. 2.3a)) wird mit einem um  $\pi/2$  phasenverschobenen Referenzsignal nachgewiesen und entsteht durch unterschiedliche Intensitäten der Seitenbänder und ist daher erst bei einer großen Abweichung der Laserfrequenz gegenüber der Referenzfrequenz des Resonators merklich von Null verschieden. Das Dispersionsignal  $D(\Delta\omega_0)$  (siehe Abb. 2.3b)) wird in Phase mit dem Modulationssignal  $\sin(\Omega t)$  nachgewiesen und ist bereits gegenüber sehr kleinen Frequenzunterschieden empfindlich. Beide Terme sind von der Resonatorlinienbreite  $\Delta\omega_0$  abhängig.

Das rückreflektierte Laserlicht liefert auf der Photodiode mit der Quanteneffizienz  $\eta$  einen der Lichtleistung proportionalen Strom  $I_{pd}$ . Durch die Multiplikation mit der Modulationsfrequenz werden aus diesem moduliertem Photostrom nur die Frequenzanteile herausgefiltert und demoduliert, die gleich der Modulationsfrequenz  $\Omega/2\pi$  sind. Die Intensität ergibt sich durch die Multiplikation des reflektierten Feldes mit seinem komplex konjugiertem Feld ( $q$ : Elementarladung,  $h$ : Plancksches Wirkungsquantum) [HJGD88]:

$$I_{pd} = \frac{\eta q}{h\omega_0} \cdot |E_r|^2 \quad (2.26)$$

Der zentrale Nulldurchgang besitzt in einem begrenztem Bereich einen annähernd linearen Zusammenhang zwischen Frequenzabweichung und Signalamplitude, der sich wegen seiner großen Steigung auszeichnet als Fehlersignal für



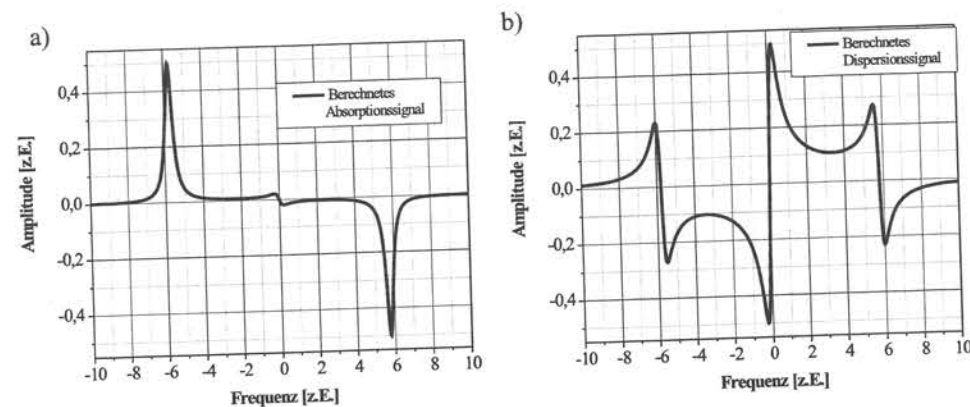


Abbildung 2.3: Berechnetes a) Absorptions- und b) Dispersionssignal beim PDH-Verfahren.

eine Frequenzstabilisierung eignet. Die maximale Steigung wird im Fall von Impedanzanpassung bei einem Modulationsindex von  $m = 1,08$  erreicht ([DGB92]). Die Flankensteilheit und die Maximalwerte des Regelsignals nehmen dabei mit abnehmender Linienbreite des Resonators zu, weshalb man versucht Resonatoren mit möglichst hoher Finesse zu verwenden. Die Steigung ist in 1. Ordnung unabhängig von der Änderung der Modulationsfrequenz. Die Stabilisierung auf den Nulldurchgang eliminiert dabei auch Abhängigkeiten von Intensitätsschwankungen, außerdem ermöglicht es eine hohe Verstärkung und damit eine hohe Frequenzstabilität.

## 2.3 Frequenzregelkreis

Allgemein basiert die Regelung einer Laserfrequenzstabilisierung auf der Gegenkopplung und damit der Kompensation einer Frequenzabweichung von der Referenzfrequenz durch eine Veränderung der optische Weglänge des Laserresonators und damit seiner emittierten Laserfrequenz. Eine durch äußere Störungen verursachte Schwankung der Laserfrequenz verwandelt der Diskriminator in ein elektronisches Fehlersignal, welches über eine Verstärkerstufe negativ an die Stillelemente im Laserresonator rückgekoppelt wird. Damit wird eine Annäherung des Ist-Wertes der Laserfrequenz an den Soll-Wert der Diskriminator-Resonanzfrequenz bewirkt (*feedback loop*). Dies zeigt die entscheidende Bedeutung des Diskriminators für den geschlossenen Regelkreis [DGB92]. Das anfängliche Rauschen des freilaufenden Lasers ist im Idealfall schließlich nur noch durch die spektralen Eigenschaften des Diskriminators bestimmt. In einem optimierten Regelkreis wird dabei die spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen des Lasers nur noch durch das Quantenrauschen im Signal des Photodetektors bestimmt.

### 2.3.1 Grundbegriffe der Regeltechnik

Das Verhalten des Regelkreises lässt sich beschreiben, indem man dem Diskriminator, der Verstärkerstufe und den Stillelementen lineare Transferfunktionen zuordnet. Diese sind allgemein als Verhältnis der Amplituden des Ausgangssignals zum Eingangssignal bei einer vorgegebenen Frequenz und damit als Funktion der Frequenz definiert. Die Signale werden komplex dargestellt, so dass neben der Amplitude auch die Phase erfasst wird. Der Betrag der Transferfunktion gibt die frequenzabhängige Verstärkung des Eingangssignals und der Winkel gegen die Realachse gibt die Phasenänderung des Ausgangssignals wieder. Mit den Bezeichnungen  $D(f)$ ,  $V(f)$  und  $A(f)$  für die Transferfunktionen des Diskriminators, des Verstärkers und des Aktuators (Stellgliedes) wird das Regelprinzip in Abbildung 2.4 veranschaulicht. Das Produkt aus diesen Transferfunktionen ist die Transferfunktion des Gesamtsystems. Ihr Betrag heißt die Schleifenverstärkung des offenen Regelkreises  $|D(f) \cdot V(f) \cdot A(f)| = T_o(f)$ . Die Einheiten der Transferfunktionen sind so gewählt, dass deren Produkt einheitenlos ist ( $D$ : [V/Hz];  $V$ : [V/V];  $A$ : [Hz/V]).

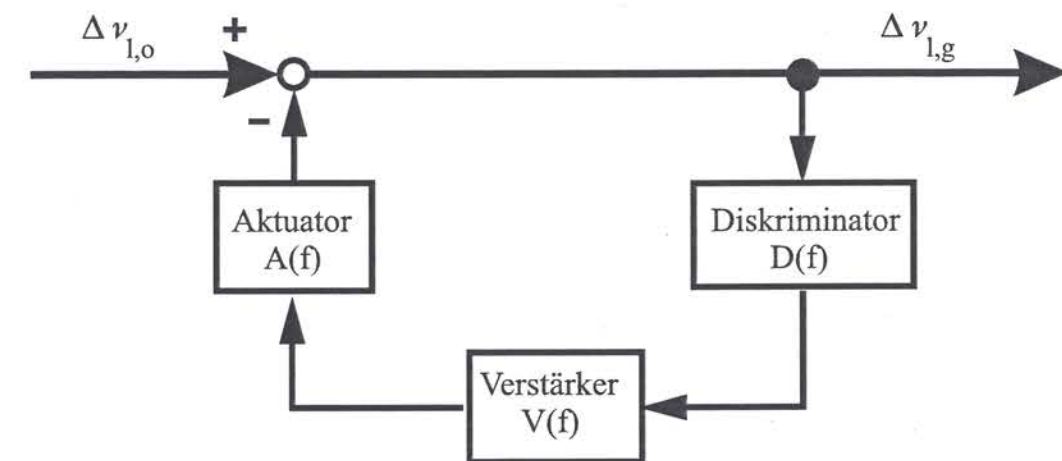


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Regelkreises für die Frequenzstabilisierung.

Eine durch eine äußere Störung herbeigeführte Frequenzänderung wird bei geöffneter Regelschleife als  $\Delta\nu_{l,o}$  bezeichnet. Bei der geschlossenen Regelschleife beobachtet man dagegen eine Änderung der Laserfrequenz um [Dor81]:

$$\Delta\nu_{l,g} = \Delta\nu_{l,o} - (T_o(f) \cdot \Delta\nu_{l,g}) \quad (2.27)$$

Das Verhältnis der Frequenzfluktuationen  $\Delta\nu_{l,g}$  bei geschlossener Regelung zu denjenigen im offenen Regelkreis  $\Delta\nu_{l,o}$  ist ein Maß für die Güte des Regelkreises. Eine Umformung von Gl. 2.27 ergibt [DGB92]:



$$\frac{\Delta\nu_{l,g}}{\Delta\nu_{l,o}} = \frac{1}{1 + T_o(f)} =: T_g(f) \quad (2.28)$$

Die Funktion  $T_g(f)$  heißt Übertragungsfunktion des geschlossenen Regelkreises. Je größer nun der Betrag von  $T_o(f)$  ist, desto besser werden externe Störungen unterdrückt und desto kleiner sind die verbleibenden Frequenzschwankungen des Lasers. Bei der Regelverstärkung ist jedoch darauf zu achten, dass der Regelkreis nicht instabil wird und eine Mitkopplung anstelle einer Gegenkopplung auftritt. Das Regelverhalten wird durch den Frequenz- und Phasengang (Bode-Diagramm) der offenen Regelschleife charakterisiert.

Allerdings ist diese Anschauung etwas vereinfacht, da Gleichung 2.28 davon ausgeht, dass die einzige Störquelle im Regelkreis das Frequenzrauschen des Lasers selbst ist, was in der Realität natürlich nicht ausschließlich der Fall ist. Realistischer wäre es, die Rauschbeiträge jedes einzelnen Elements im Regelkreis zu vermessen und dadurch zu einer Gesamtaussage zu gelangen. Das Laser- und das Aktuatorrauschen sind untrennbar zu einer spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen (siehe Kap. 4.1.1)  $S_{\Delta\nu,l}$  zusammengefasst.  $S_{\Delta\nu,D}$  und  $S_{\Delta\nu,V}$  sind die spektralen Dichten des Spannungsrauschens des Diskriminators und des Verstärkers. Die spektrale Dichte des Frequenzrauschens des geschlossenen Regelkreises  $S_{\Delta\nu,g}$  setzt sich aus den Einzelrauschdichten folgendermaßen zusammen [DGB92]:

$$S_{\Delta\nu,g} = \frac{\sqrt{S_{\Delta\nu,l}^2 + |AS_{\Delta\nu,V}|^2 + |AVS_{\Delta\nu,D}|^2}}{|1 + AVD|} \quad (2.29)$$

Für einen sehr großen Verstärkungsfaktor  $V$  dominiert damit das Diskriminatorrauschen über alle anderen Rauschbeiträge und die minimale Rauschleistungsdichte des geschlossenen Regelkreises  $S_{\Delta\nu,g,min}$  ergibt sich zu:

$$S_{\Delta\nu,g,min} = \frac{S_{\Delta\nu,D}}{D} \quad (2.30)$$

Die Schwankungen der Diskriminatorsteigung zusammen mit dem Schrotrauschen auf dem Photodetektor geben somit ein Limit für das minimal erreichbare Frequenzrauschen des Lasers vor. Damit wird die bedeutende Rolle des Diskriminators, in diesem Fall des Fabry-Perot-Resonators, für die Frequenzstabilität des Lasers deutlich.

Die Stabilität des geschlossenen Regelkreises wird durch die Phase  $\Phi$  von  $T_o(f)$  in der Umgebung der Transitfrequenz  $\nu_T$  ( $|T_o(f)| = 1$ ) bestimmt, wie auch dessen Zeitverhalten dadurch bestimmt ist [Dor81]. Die Transitfrequenz (*unity gain*) wird als Bandbreite des Regelkreises bezeichnet. Ist  $\Phi = 90^\circ$  bei  $\nu_T$ , so fällt die Funktion  $T_o(f)$  proportional zu  $f^{-1}$  ab und das System ist stabil. Es weist nach

einer externen Störung eine aperiodische Annäherung des Ist-Wertes der Laserfrequenz an den durch den Referenzresonator vorgegebenen Soll-Wert auf. Für den Fall  $\Phi = 180^\circ$  gilt  $T_o(f) = -1$  und es liegt eine Singularität in  $T_g(f)$  vor und der Regelkreis schwingt ungedämpft. Der Bereich  $90^\circ < \Phi < 180^\circ$  ist durch Oszillationen des Systems bei der Transitfrequenz gekennzeichnet, deren Dämpfung mit wachsendem  $\Phi$  abnimmt. Zu niedrigeren Frequenzen hin ( $\approx \frac{1}{6} \cdot \nu_T$  [Dor81]) sind auch steilere Frequenzgänge als proportional zu  $f$  ohne Beeinträchtigung der Stabilität möglich.

### 2.3.2 Die Transferfunktion

Aus den Eigenschaften des offenen Regelkreises lässt sich später das Verhalten des geschlossenen Regelkreises ableiten. Zunächst wird daher die relative Transferfunktion des offenen Regelkreises in Abhängigkeit von der Frequenz untersucht. Hieraus kann auch der Phasengang als Funktion der Frequenz bestimmt werden. Die Graphen in Abbildung 2.5 zeigen den Verlauf der relativen Gesamt-Transferfunktion des Regelkreises bestehend aus Verstärker  $V(f)$ , Diskriminator  $D(f)$  und Aktuator  $A(f)$ , die für das vorgestellte Experiment verwendet werden.

Die elektronische Schaltung des Verstärkers ist ein Proportional-Integral-Regler (PI-Regler), der aus zwei Integratorstufen, sog. lead-lag Stufen, und einer rauscharmen Verstärkerstufe besteht. Dieser Regler integriert die niederfrequenten Anteile des Fehlersignals auf und verstärkt die höherfrequenten Anteile proportional und korrigiert so Driften, wie auch schnelle Frequenzfluktuationen des Lasers. Wie in der Abbildung 2.5a) gut zu erkennen ist, arbeiten im unteren Frequenzbereich zunächst beide Integratorstufen, was zu einem  $f^{-2}$ -Abfall (40 dB/Dekade) der Verstärkung führt. Bei einer Abschneidefrequenz (*cut-off frequency*) von  $\nu_{co}(I_1) = 4,5$  kHz wird eine I-Stufe abgeschaltet, so dass nur ein  $f^{-1}$ -Abfall (20 dB/Dekade) der Transferfunktion verbleibt. Die zweite I-Stufe wird schließlich bei  $\nu_{co}(I_2) = 5$  kHz ebenfalls ausgesetzt, etwa dort wo der Diskriminator, in diesem Fall realisiert durch einen optischen Fabry-Perot-Resonator, ebenfalls als einfacher Integrator einsetzt (d.h.  $f^{-1}$ -Verhalten). Der Grund für dieses Verhalten ist, dass der Resonator aufgrund seiner endlichen Speicherzeit  $\tau_c$  Frequenzschwankungen, die in kürzeren Zeiten als  $\tau_c$  auftreten, nicht folgen kann (siehe Kap. 2.2.2). Dadurch dient er in diesem Fall für das einfallende Licht als Phasenreferenz, d.h. das Diskriminatorsignal gibt Auskunft über die Abweichung der augenblicklichen Phase gegenüber der im Resonator gespeicherten mittleren Phase. Somit kann also ohne eine Verzögerung durch die Speicherzeit stets ein Fehlersignal erzeugt werden. Dieses weist allerdings für Frequenzen, die größer sind als die halbe Linienbreite des Resonators  $f > \nu_c = 1/(4\pi\tau_c)$ , eine mit  $f^{-1}$  abfallende Empfindlichkeit auf. Dadurch wird das  $f^{-1}$ -Verhalten des elektronischen Integrators von dem optischen Integrator übernommen und auch ohne weitere Begrenzung fortgeführt.



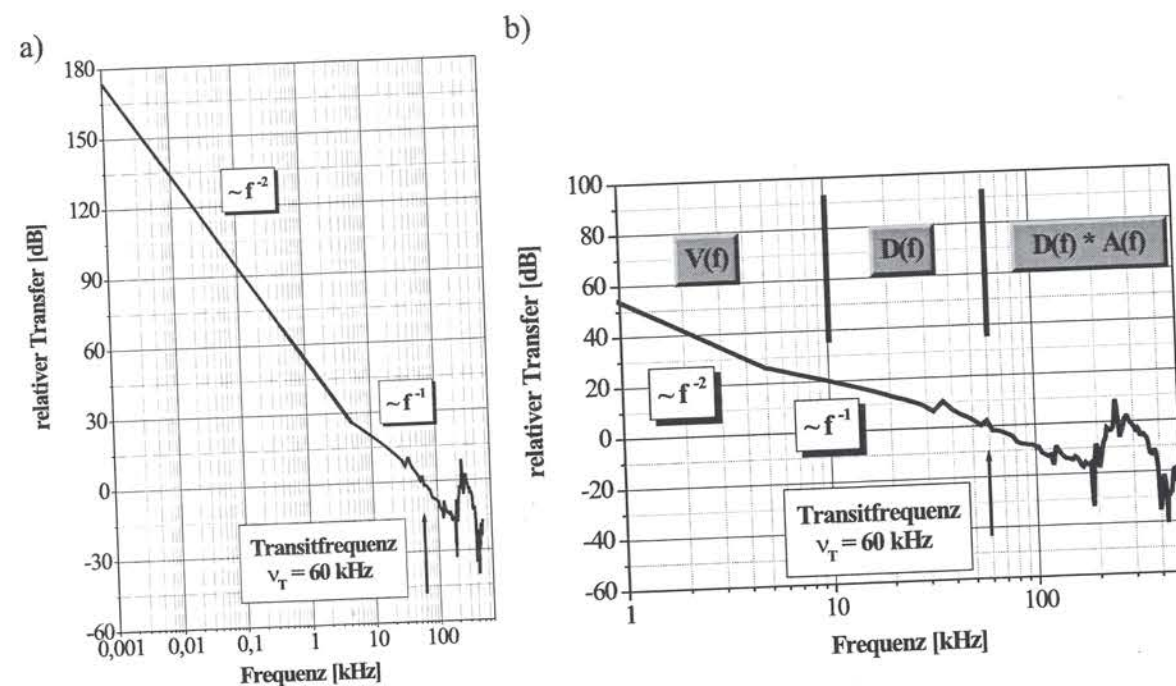


Abbildung 2.5: Relative Gesamt-Transferfunktion des offenen Regelkreises für die Frequenzstabilisierung, a) im Bereich von 1 Hz bis 140 kHz und b) im Bereich von 1 kHz bis 140 kHz.

Als Stellelemente für die Frequenzregelung stehen im MISER-System prinzipiell eine auf dem Laserkristall aufgeklebte Piezokeramik, sowie die Temperatur des MISER-Kristalls selbst zur Verfügung (siehe Kap. 1.4.2). Außerdem gibt es noch die Möglichkeit der Pumpdiodenstromregelung, da der Strom die emittierte Pumpleistung verändert und damit wiederum die Temperatur des MISER-Kristalls. Aufgrund der damit verbundenen starken Amplitudenmodulationen und auch der Erkenntnis, dass dieser Zweig in unserem Fall alleine nicht ausreichen würde, um eine vollständige aktive Frequenzkontrolle über den Laserkristall auszuüben, wurde dieser Weg nicht weiter verfolgt.

Die Temperaturregelung des MISER-Kristalls selbst wird meist manuell vorgenommen, da die temperaturbedingte Drift hinreichend klein ist, um auch über längere Zeitskalen (im Bereich von Stunden) stabil arbeiten zu können. Die Piezokeramik stellt somit das einzig verbleibende und auch attraktivste aktiv geregelte Stellelement dar (siehe Kap. 1.4.2). Mit zunehmender Frequenz weicht dieser allerdings stark von seinem linearen Verhalten ab (Abstimmkoeffizient 1,3 MHz/V) und zeigt ein zum Teil kräftiges Oszillationsverhalten bei seinen Resonanzfrequenzen  $\approx 30$  kHz,  $\approx 60$  kHz und  $\approx 125$  kHz. Bei Frequenzen über 200 kHz zeigt sich ein breites Band von Resonanzen, die sich aus Piezokeramik-Resonanzen und

auch Relaxationsoszillationen (siehe Kap. 1.4.3) im Nd:YAG-Kristall zusammensetzt (siehe z.B. auch [NSKO94b]). Da die Resonanzspitzen in diesem Bereich eine Verstärkung größer als 1 aufweisen, ist ein Abschwächen mit Notch-Filtern notwendig, um Oszillationen zu unterdrücken.

Aus dem positiven Teil der Hochspannungs-Transferfunktion im offenen Regelkreis lässt sich die Unterdrückung von Laserfrequenzfluktuationen mit Hilfe der Piezokeramik, die über einen Verstärker angesteuert wird, über den Frequenzbereich ablesen. Sehr langsame Störungen (im Hz-Bereich) werden so z.B. mit bis zu 180 dB, d.h. um neun Größenordnungen unterdrückt. Die Unterdrückung wird entsprechend den Integratorstufen abgeschwächt und erreicht schließlich bei der Transitfrequenz  $\nu_T \approx 60$  kHz den Wert Eins (*unity*). Diese relativ geringe Regelbandbreite reicht aufgrund der großen passiven Frequenzstabilität des MISERs jedoch aus, was die Konstruktion eines derartigen elektronischen Schaltkreises somit erheblich erleichtert (vgl. ähnliche Regelbandbreite in [DGB92]).

Prinzipiell werden natürlich die verbleibenden Frequenzschwankungen um so kleiner, je höher die Transitfrequenz und je größer deren Anstieg zu niedrigeren Frequenzen ist. Allerdings hätte in dem vorliegenden Fall eine weitere Verschiebung der Transitfrequenz zu höheren Frequenzwerten zu noch größerer Verstärkung der Resonanzen jenseits von 200 kHz geführt, wodurch diese nicht mehr mit elektronischen Filtern, unter die Einheitslinie gedrückt werden hätten können, was somit zu heftigen Oszillationen in der Laserfrequenz geführt hätte. Eine Kompromisslösung unter diesen Randbedingungen war es, die Transitfrequenz und damit die Bandbreite auf 60 kHz zu begrenzen. Der Grund für das frühe Abschneiden der zweiten elektronischen I-Stufe liegt darin begründet, dass es in der Nähe der Transitfrequenz keinen Phasenversatz von  $180^\circ$  geben darf, was ebenfalls zu Oszillationen und damit zur Instabilität des Regelkreises führen würde (siehe Kap. 2.3.1).

Zur Messung der relativen Transferfunktion der Piezokeramik wurde ein kleiner Fabry-Perot-Hilfsresonator mit niedriger Finesse aufgebaut, dessen Länge mit Hilfe eines auf einer Piezokeramik sitzenden Spiegels verändert werden konnte. Anschließend wurde dieser Diskriminator so abgestimmt, dass das MISER-Licht frequenzmässig auf der Flanke der ca. 100 MHz breiten Resonanz liegt, wobei das Laserlicht in Transmission beobachtet wurde und somit eine Umwandlung der Frequenzmodulation in eine detektierbare Amplitudenmodulation stattfand. Mit Hilfe eines Netzwerkanalysators<sup>1</sup> wurde anschließend die relative Transferfunktion  $A(f)$  der MISER-Piezokeramik gemessen. Die Transferfunktionen des Verstärkers  $V(f)$  bzw. des Diskriminators  $D(f)$  wurden aufgrund der bekannten Parameter nachträglich eingetragen bzw. dienten als Multiplikator.

<sup>1</sup>Fa. Rhode & Schwarz, Typ: ZVR



## 2.4 Verbleibende Frequenzinstabilität: Die Schrotrauschgrenze

Die Fluktuationen im Photostrom sind idealerweise bedingt durch die Quantennatur des Lichts und ununterscheidbar von klassischem Schrotrauschen, weshalb das Rauschen sowohl Schrotrauschen, als auch Quantenrauschen genannt wird. Dieses Rauschen bestimmt das Standard-Quanten-Limit (SQL) des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, das auf dem Photodetektor erreicht werden kann [Cav81, BF89]. Im Idealfall ist das gemessene Fehlersignal des Diskriminators nur noch durch das Schrotrauschen des Photodetektors begrenzt. Allerdings verhindern die endliche Analysebandbreite und die ebenso endliche Verstärkung und schließlich die nicht zu vernachlässigenden Laufzeiteffekte ein rein schrotrauschbegrenztes Fehlersignal (*shot-noise limited performance (SNLP)* [MA97]). Da die spektrale Dichte des Frequenzrauschens unabhängig ist von der Frequenz [BF89], ist das Schrotrauschen somit ein weißes Rauschen (siehe Kap. 4.1.1).

Es ist nicht möglich, das Schrotrauschen, das durch die auf der Photodiode auftreffenden Photonen verursacht wird, von einem wirklichen Frequenzfehler zu unterscheiden. Die Regelung interpretiert dieses Rauschen ebenso als Frequenzfluktuation und überträgt es auf die Laserfrequenz. Die dadurch entstehenden Frequenzfluktuationen werden vom Diskriminator wiederum in ein Fehlersignal umgewandelt und können deshalb vom Regelkreis wieder reduziert werden, jedoch nicht vollständig unterdrückt werden (Gleiches gilt für das elektronische Rauschen, z.B. das thermische Rauschen der Widerstände, Verstärkerrauschen und Einstreuung der Netzfrequenz). Das Schrotrauschen führt somit grundsätzlich zu einer Begrenzung der erreichbaren Laserfrequenzstabilität. Für die Stromschwankungen durch Schrotrauschen in einer elektronischen Bandbreite  $\Delta f_{el-bw}$  gilt ( $e$ : Elektronenladung):  $\Delta I = \sqrt{2eI\Delta f_{el-bw}}$  [BF89]. Über die Diskriminatorsteigung  $D(f)$  ist somit eine direkte Bestimmung der einer Rauschamplitude äquivalenten Frequenzfluktuation möglich.

Aus der spektralen Rauschleistungsdichte der Frequenzfluktuationen des Lasers, läßt sich die allgemeine Schrotrausch-limitierte und lorentzförmige Laserlinienbreite  $\Delta\nu_{l,sn}$  [SHH88] wie folgt berechnen:

$$\Delta\nu_{l,sn} = \pi S_{\Delta\nu} = 2\pi \cdot \Delta\nu_c^2 \frac{h\nu_l}{\eta P_l} \quad (2.31)$$

Dabei beschreibt  $\Delta\nu_c$  die Linienbreite des Resonators,  $\eta$  die Quanteneffizienz des Detektors,  $P_l$  die auf den Photodetektor auftreffende Laserleistung und  $h\nu_l$  die Energie der Laserphotonen.

Beindet sich die Laserfrequenz in Resonanz mit dem impedanzangepassten Referenzresonator, so trägt nur noch der Gleichspannungsanteil der Seitenbandintensität  $2J_1^2(m)P_l$  zum Schrotrauschen auf dem Photodetektor bei. Aus der mini-

malen spektralen Rauschleistungsdichte der Frequenzfluktuationen des Diskriminators läßt sich für den geschlossenen Regelkreis der PDH-Stabilisierungsmethode, die nur noch durch das Schrotrauschen auf dem Photodetektor, der das Fehlersignal des Fabry-Perot-Interferometers detektiert, begrenzt ist, die minimale schrotrauschbegrenzte Laserlinienbreite berechnen [DGB92]:

$$\Delta\nu_{l,sn,min} = \pi S_{\Delta\nu,min} = 2\pi \cdot \Delta\nu_c^2 \frac{h\nu_l}{16\eta P_l J_0^2(m)} \quad (2.32)$$

Dabei ist  $J_0^2(m)$  die Besselfunktion 0.Ordnung in Abhängigkeit vom Modulationsindex  $m$ . Setzt man die Werte aus dem Experiment in Gleichung 2.32 ein ( $\Delta\nu_c \approx 5$  kHz;  $\nu_l = 3,16 \cdot 10^{14}$  Hz;  $\eta \approx 0,9$ ;  $P_l \approx 1$  mW;  $J_0(m \approx 1) = 0,9$ ), so erhält man eine schrotrauschbegrenzte Laserlinienbreite von  $\Delta\nu_{l,sn,min} \approx 3$  nHz. Ein Wert, der noch Größenordnungen entfernt liegt von der technischen Realisierbarkeit.

Ein Vergleich mit Gleichung 2.9 zeigt, dass die minimale Rauschleistungsdichte für das Schrotrauschen ähnlich der für das Schawlow-Townes-Gesetz abgeleiteten Rauschleistungsdichte ist. Wesentlich ist dabei der Austausch von  $\Delta\nu_{lr}$  durch den in der Regel um mehrere Größenordnungen kleineren Wert  $\Delta\nu_c$ . Durch die Verwendung eines Fabry-Perot-Resonators mit sehr schmalbandigen Resonanzen kann somit das Frequenzrauschen innerhalb der Regelbandbreite unter die Schawlow-Townes-Grenze gedrückt werden [MA97].

Die spektrale Rauschdichte skaliert mit dem Inversen der Quadratwurzel der auf der Photodiode auftreffenden Lichtleistung, was dazu verleitet, möglichst hohe Lichtleistungen zu verwenden. Allerdings gibt es wiederum Argumente die gegen höhere Laserleistungen sprechen, wie z.B. Aufheizeffekte in den Resonatorspiegeln (siehe Kap. 6.1) und Strahlungsdruckrauschen.



### 3 Die Referenzresonatoren

Im Rahmen des Aufbaus eines frequenzstabilen Lasers für ein Indium-Frequenznormal werden Eigenmoden von Fabry-Perot-Resonatoren hoher Güte als optische Referenzfrequenzen bzw. Frequenzdiskriminatoren verwendet. Durch einen elektronischen Regelkreis (siehe Kap. 2.3) wird die Laserfrequenz an die Frequenz einer optischen Resonanz, d.h. einer Eigenmode des Resonators angebunden. Limitierend für die Frequenzstabilität des Lasers ist dabei die Stabilität des Referenzresonators: Jegliche Änderung der Resonatorlänge führt unmittelbar zu Schwankungen der geregelten Laserfrequenz, ohne das dies am Fehlersignal des Regelkreises zu erkennen wäre. Deshalb muß der Resonator möglichst gut gegen Störungen aus der Umgebung, die eine Längenänderung bewirken, abgeschirmt werden. Für die Verwendung des Lasers als Uhrenlaser ist nicht nur eine gute Kurzzeitstabilität in Bereich von Sekunden notwendig, es bedarf auch einer guten Stabilisierung mit mittleren Zeitbereich über mehrere zehn Sekunden.

Das Kapitel beginnt mit einer Diskussion über das richtige Resonatormaterial. Anschließend werden die Auswirkungen von Temperatur- und Druckänderungen auf die Resonanzfrequenz des Resonators behandelt. Im weiteren wird der entscheidende Einfluss von externen Vibrationen diskutiert. Der Abschnitt stellt in diesem Zusammenhang die passive und aktive Vibrationsisolierung vor. Im Anschluss werden die vier verschiedenen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Referenzresonatoren und deren Aufbau vorgestellt. Außerdem werden die beiden im Rahmen dieser Arbeit bezogenen Labors vorgestellt.

Eine sehr wichtige und in diesem Kapitel immer wieder verwendete Beziehung ist der Zusammenhang zwischen einer Frequenzverschiebung des Lasers  $\Delta\nu_l$  und einer optischen Längenänderung des Referenzresonators  $L_{opt}$ :

$$\frac{\Delta\nu_l}{\nu_l} = \frac{\Delta L_{opt}}{L_{opt}} \quad (3.1)$$

Das bedeutet, um eine Frequenzstabilität von sub-Hertz bei einer Frequenz im nahen IR zu erreichen, darf sich die optische Länge des Resonators nur um weniger als  $10^{-15}$  m ändern, was in etwa der Atomkerngröße eines der Atome auf der Beschichtung der Hoch-Finesse Spiegel entspricht.



### 3.1 Material

Um in möglichst geringer Weise von äußeren Temperaturschwankungen abhängig zu sein, ist die Wahl des Materials entscheidend. Für ein System, das bei Raumtemperatur betrieben wird, kommen dabei nur zwei Materialien in Frage: Zerodur und ULE (*Ultra Low Expansion*).

Zerodur ist ein durch die Fa. Schott patentierter, anorganischer, porenfreier Werkstoff, der eine kristalline Phase und eine Restglasphase enthält [sch]. Der kristalline Teil, der etwa 75% des Materials ausmacht, hat eine negative thermische Längenausdehnung, während der Restglasanteil einen positiven Ausdehnungskoeffizienten besitzt. Die spezielle Zusammensetzung dieser Phasen führt zu einem Material mit einem extrem niedrigen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, der in bestimmten Temperaturbereichen sogar Null werden kann [LP85, BW88, HKPR89]. Allerdings sind diese Temperaturbereiche nicht so einfach in einem Experiment realisierbar. Zerodur kann sehr homogen hergestellt werden und zeigt auch bei größeren Materialstücken kaum Schwankungen der thermischen und mechanischen Eigenschaften. Außerdem besitzt Zerodur durch die sehr kleinen Kristalle und die geringe Brechzahldifferenz zwischen Kristall- und Glasphase eine gute Transparenz im Spektralbereich von 400 nm bis 2300 nm, wodurch es sich auch als Transmissionsspiegelmaterial eignet. Zusätzlich besitzt es eine völlig richtungsfreie Struktur und weist eine porenfreie Oberfläche auf. Die chemischen Eigenschaften und die Härte von Zerodur sind mit denen von anderen optischen Gläsern vergleichbar, so dass es ähnlich leicht zu bearbeiten ist.

	Zerodur	ULE
Lin. T.-Ausd.-K. $\alpha$ [ $10^{-6}/K$ ]	+0,032 (20 °C)	0,00 $\pm$ 0,03 (5 °C – 35 °C)
Youngs Modul $E$ [GPa]	90,3	67,6
Poisson Koeffizient $\mu$	0,243	0,17
Dichte $\rho$ [ $g/cm^3$ ]	2,53	2,21
Knoophärte	620	460

Tabelle 3.1:

Materialkonstanten für Zerodur und ULE (nach [BHDE85, sch, cor]).

ULE ist ein reines Glas, aus den Bestandteilen  $SiO_2$  (92,5%) und  $TiO_2$  (7,5%), das durch die Firma Corning patentiert ist [cor]. Der Temperaturexpansionskoeffizient von ULE ist von derselben Größenordnung, wie derjenige von Zerodur ( $\alpha \approx 10^{-8}/K$ ), hat aber den Vorteil, dass er im Bereich von 5 °C – 35 °C die Nulllinie schneidet. Die Kurve für  $\alpha$  in Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abbildung 3.1a) dargestellt [cor]. Der Schnittpunkt mit der Nulllinie ist auf die Mitte des besagten Temperaturbereichs gelegt. Durch eine Anpassung mit einem Polynom

### 3.1 Material

4. Ordnung, kann ein guter Überlapp mit der Datenblattkurve erzielt werden. Für die Längenänderung  $\Delta L_{opt}$  des Resonators innerhalb des Temperaturintervalls  $\Delta T = T_2 - T_1$  gilt nun:

$$\Delta L_{opt} = \int_{T_1}^{T_2} dL_{opt} = \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T) \cdot L_{opt,0} dT = L_{opt,0} \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T) dT \quad (3.2)$$

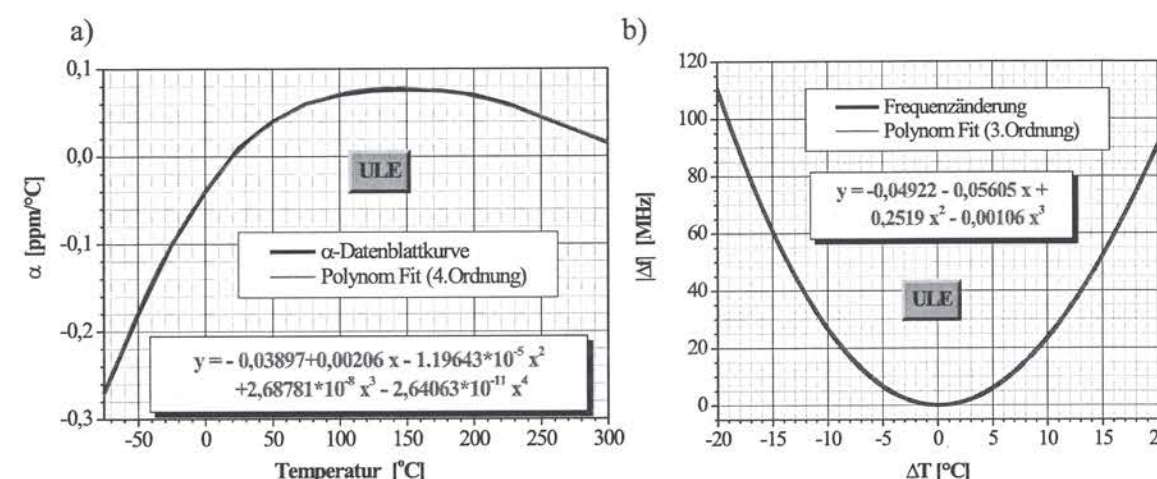


Abbildung 3.1: a) Linearer thermischer Temperaturexpansionskoeffizient  $\alpha$  von ULE nach [cor] und b) die sich daraus ergebende Frequenzverschiebung für die Laserfrequenz bei  $\lambda = 946$  nm.

Mit Gleichung 3.1 lässt sich somit die absolute Frequenzänderung bei  $\lambda = 946$  nm in Abhängigkeit der Temperaturdifferenz zwischen eingestellter und  $\alpha = 0$  - Temperatur berechnen (siehe Abb. 3.1b)). Die Anpassung mit Hilfe eines Polynoms 5. Ordnung ergibt einen Zusammenhang zwischen der zu erwartenden Frequenzänderung bei einer gewissen Temperaturabweichung. Allerdings reduziert sich der Ausdruck für die Anpassung auf die ersten drei Ordnungen. Für den Fall, dass man den Resonator genau auf der Temperatur des Nullausdehnungskoeffizienten halten kann, bewirken Temperaturfluktuationen von  $\pm 2$  mK eine Frequenzfluktuation von  $\pm 0,5$  Hz. Heizt man den Resonator dagegen auf 30 °C, wie das mit den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Resonatoren geschieht und unter der Annahme, dass der Nullausdehnungskoeffizient bei etwa 20 °C liegt, so reichen bereits Temperaturfluktuationen von  $\pm 100$  nK um eine ebenso große Frequenzverschiebung zu erreichen. Betrachtet man den unvorteilhaftesten Fall, dass nämlich die Nullausdehnungstemperatur bei 5 °C liegt, während sich der Resonator auf einer Temperatur von 30 °C befindet, so reichen bereits  $\pm 50$  nK aus, um eine Frequenzabweichung von  $\pm 0,5$  Hz zu bewirken.



ULE kann ebenso einfach wie Zerodur auch in größeren Mengen homogen hergestellt werden und anschließend mechanisch bearbeitet und poliert werden. Die Transparenz von ULE erstreckt sich von 280 nm bis etwa 2500 nm, was es ebenfalls als Spiegelmaterial für Resonatoren verwendbar macht.

Beide Materialien zeigen jedoch durch ihren Glascharakter einen monotonen Kristallisationseffekt (*creep*) oder auch Diffusionsprozess (Zerodur: [BH87]), der sich als Langzeitänderung in der Resonatorlänge bemerkbar macht. Dieser Kristallisationseffekt hat für ULE ( $1,2 \cdot 10^{-16}$ ) einen um etwa eine Größenordnung geringeren Wert als für Zerodur (Zerodur:  $\Delta L/L = 2 - 4 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ ) [HH89]. Ein weiterer Punkt ist die Vorhersagbarkeit dieser Kristallisation. Dies ist auch der tatsächliche Vorteil des ULE Materials, da dieser Kristallisationsprozess hierbei sehr monoton vonstatten geht [Hal94], im Gegensatz zu Zerodur, wo es zu zufälligen Sprüngen in kurzen Zeitabständen kommen kann [HH89, Hal94].

### 3.2 Temperatur- und Druckkontrolle

Da selbst Längenausdehnungskoeffizienten im Bereich von  $10^{-8}/\text{K}$  bei einer Temperaturänderung von  $\Delta T = 1 \text{ K}$  für das optische Frequenzspektrum immer noch zu Frequenzänderungen im MHz-Bereich führen (siehe Abb. 3.1), ist eine ausge-reifte aktive Temperaturstabilisierung notwendig. Eine erste passive Isolierungsstufe stellt die Lagerung des Resonators in einem Vakuumtank dar, da sich in diesem die Temperaturänderungen nur noch in Form von Wärmestrahlung ausbreiten können; abgesehen von den Auflagekontakten des Resonators, die nach wie vor eine Wärmebrücke zur Außenwelt darstellen. Aus diesem Grund muß auch hierfür eine besondere Auswahl des Materials erfolgen und weiterhin der Kontakt so gering wie möglich gehalten werden. Die Zeitkonstante für durchdringende Temperaturänderungen kann somit sehr groß werden (z.B. 24 h in [BIW94]).

Dabei gilt für die verbleibenden Temperaturfluktuationen durch das als Tiefpass wirkende Vakuum folgender Wert:

$$\Delta T_v \approx \frac{\Delta T_u}{f \tau} \quad (3.3)$$

Wobei  $\Delta T_u$  bzw.  $\Delta T_v$  die Temperaturänderungen in der Umgebung bzw. im Vakuum darstellen, die mit der Frequenz  $f$  bei der Zeitkonstanten des Systems  $\tau$  auftreten. Das bedeutet, dass sich beispielsweise, bei einer angenommenen Zeitkonstanten von 24 h, eine Temperaturfluktuation von 0,1 K innerhalb 1 min in der Umgebungstemperatur, vom Resonator im Vakuum nur mehr etwa 15 000-fach verringert wahrgenommen wird, was die dadurch hervorgerufenen Frequenzänderungen in den Bereich von einigen hundert Hz senkt. Das ist immer noch zuviel für die angestrebte Frequenzstabilität im sub-Hertz Bereich, aus diesem Grund ist

eine weitergehend aktive Temperaturregelung der Umgebungsbedingungen notwendig. Deshalb wird die Vakuumkammer von einer bzw. später mehreren Boxen umschlossen, deren Temperatur jeweils aktiv geregelt wird.

Eine Kontrolle des Luftdrucks im Resonator ist notwendig, da der Brechungsindex der Luft druckabhängig ist ( $n_b(p)$ ), was sich in der optischen Länge des Resonators bemerkbar macht [BIW94]. Die Lagerung im Vakuum bietet daher einen Schutz vor den, durch beispielsweise akustische Störungen hervorgerufenen, Längenänderungen. Es gilt folgende Abhängigkeit für die Änderung des Brechungsindex  $dn_b/dp$  [BIW94]:

$$\frac{dn_b}{dp} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1} \quad (3.4)$$

Was schließlich zu folgender relativer Frequenzänderung  $\Delta \nu_l / \nu_l$  führt:

$$\frac{\Delta \nu_l}{\nu_l} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1} \cdot \Delta p \quad (3.5)$$

Druckänderungen können wiederum durch Temperaturänderungen auftreten (für ein ideales Gas). In den Vakuumkammern für die Resonatoren herrscht ein Druck von etwa  $10^{-8} \text{ mbar} = 10^{-6} \text{ Pa}$ , bei etwa  $T = 303 \text{ K}$ . Eine Temperaturfluktuation von 10 mK hat eine Druckänderung von etwa  $3 \cdot 10^{-11} \text{ Pa}$  zur Folge, was wiederum eine Frequenzverschiebung von  $\Delta \nu_l \approx 30 \mu\text{Hz}$  bei 946 nm bewirkt (zum Vergleich, der direkte Einfluss der Temperaturänderung auf den Resonator beträgt  $\Delta \nu_l \approx 95 \text{ kHz}$ ). Eine weitere Ursache für Druckänderungen können statistische Teilchenfluktuationen sein. In einem bestimmten Volumen befinden sich  $N$  Gasatome, die Standardabweichung dieser Zahl beträgt  $\sqrt{N}$ , was sich in einer Druckänderung bemerkbar macht. Die Frequenzänderungen die allerdings dadurch hervorgerufen werden, halten sich bei  $p = 10^{-6} \text{ Pa}$  auf einem ebenso vernachlässigbaren Niveau.

### 3.3 Vibrationskontrolle

Die Linienbreite eines Lasers hängt von den Amplituden des Frequenzrauschens und deren Fourier-Frequenzen ab. Es ist das Verhältnis dieser beiden Größen, der Modulationsindex, der die Leistung des Lasers neben der Trägerfrequenz bestimmt und damit die Linienbreite. Die Konsequenz daraus ist, dass eventuell eine große Rauschamplitude bei hohen Frequenzen weniger zur Linienbreite beiträgt als eine kleinere Rauschamplitude bei niedrigen Frequenzen.

Prinzipiell sind zwei unterschiedliche Effekte zu unterscheiden: höher frequenten Vibrationen ( $> 100 \text{ Hz}$ ), welche fundamentale mechanische Eigenmoden des



Für den Bereich  $\omega/\omega_0 > \sqrt{2}$  tritt schließlich der gewünschte Isolationseffekt durch den quadratischen Abfall der Kraftübertragung ein. Jedoch zeigt sich auch hier wiederum eine starke Abhängigkeit vom Dämpfungsfaktor, da die Isolationseigenschaft mit zunehmender Dämpfung verringert wird. Somit muß man in der Praxis einen Kompromiss schließen zwischen einer niedrigen Resonanzamplitude und einer ausreichenden Isolation bei höheren Frequenzen ( $\gamma > 1$ : überdämpft,  $\gamma = 1$ : kritische Dämpfung,  $\gamma < 1$ : unterdämpft). Für die vorgestellte Transferfunktion ist eine viskose Dämpfung angenommen, d.h. eine geschwindigkeitsabhängige Dämpfung. Eine Wirbelstrombremse ist eine ideale Näherung für Geschwindigkeitsdämpfung [TAK<sup>+</sup>93]. Man kann auch eine Reibungsdämpfung anwenden, was aber sehr schwierig ist.

Beim Bau eines passiven System besteht Interesse daran, die Resonanzfrequenz so niedrig wie möglich zu halten, da nur oberhalb dieser eine Vibrationsisolierung ( $T < 1$ ) auftritt:

$$T \approx \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \quad \text{bei } \omega \gg \omega_0 \quad (3.7)$$

Allerdings gibt es hierfür praktische Begrenzungen. So ist z.B. die Länge eines Pendelsystems wie auch der gedehnte Federzustand (siehe Gl. 3.8 und Gl. 3.9) limitiert durch die Höhe des Vakuumtanks oder die Laborhöhe.

Die Resonanzfrequenzen für ein Pendel bzw. eine Feder berechnen sich folgendermaßen:

$$\text{Pendel: } \omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (3.8)$$

$$\text{Feder: } \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.9)$$

Für eine Feder mit statischer Ausdehnung  $\delta l$  gilt für die Rückstellkraft:  $k \delta l = m g$ . Somit berechnet sich die Resonanzfrequenz dafür:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{\delta l}} \quad (3.10)$$

Um eine niedrige Resonanzfrequenz für eine Feder zu bekommen, ist es somit notwendig, eine große statische Ausdehnung zu erreichen. Man kann die Gleichung für die Resonanzfrequenz eines Federsystems auch in Abhängigkeit von Materialkonstanten schreiben. Für ein gedehntes Seil gilt:  $k = AE/l$  mit der Querschnittsfläche  $A$ , mit dem Young Modul  $E$  und der Länge  $l$ . Die notwendige Querschnittsfläche des Seils ist bestimmt durch die Dehnbarkeit des Materials

und der aufgehängten Masse ( $A = kl/E = mg/\sigma$  mit der Spannung  $\sigma = F/A$ ). Zusammen ergibt sich für die Resonanzfrequenz:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{gE}{l\sigma}} \quad (3.11)$$

Um ein Federsystem zu bauen mit einer niedrigen Resonanzfrequenz, ist es notwendig, Materialien zu finden, die einen kleinen  $E/\sigma$ -Koeffizienten haben, d.h. sehr dehnbar sind für eine vorgegebene Spannung. Elastomere haben diesbezüglich die besten Spezifikationen [MP71].

Die Idee einer Mehrfach-Isolation kann dazu benutzt werden, dass System im höheren Frequenzbereich zu verbessern. Für ein  $i$ -faches System sieht die Transferfunktion folgendermaßen aus [MAC<sup>+</sup>91, Bra91]:

$$T(\omega) = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{2i} \quad \text{bei } \omega \gg \omega_0 \quad (3.12)$$

In so einem System ist die Gesamt-Resonanzfrequenz  $\omega_0$  ungefähr gleich der Resonanzfrequenz des individuellen Systems mit der niedrigsten Resonanzfrequenz und deshalb verbessert auch eine mehrfache Isolierung nicht die Spezifikation im unteren Frequenzbereich. Erst jenseits der nächsthöheren Resonanzfrequenzen der individuellen Systeme, die das Gesamtsystem bilden, tritt eine verbesserte Vibrationsdämpfung ein. Ein Limit für Hochfrequenzisolierung ist durch die internen Resonanzen der Struktur selbst gegeben [MAC<sup>+</sup>91, Vei91].

Diese Art der Isolierung wird neben dem Einsatz bei Gravitationswellendetektoren [MB91], auch bei der Vibrationsisolierung der Referenzresonatoren von Lasern eingesetzt (siehe z.B. [DNWW92, NKO95]), allerdings sind hier vor allem die niederen Frequenzen ausschlaggebend, da deren potentiell größeren Modulationsindizes einen erheblichen Einfluss auf die Resonanzfrequenzen des Referenzresonators haben können.

Zur Messung von Vibrationen stehen prinzipiell zwei Arten von Geräten zur Verfügung. Zum einen gibt es Beschleunigungsmessaufnehmer (*accelerometer*), zum anderen Seismometer, die die Geschwindigkeit des Systems messen. Allerdings lassen sich die gemessenen Rauschspektren mit Hilfe folgender Beziehungen ineinander umrechnen.

$$\sqrt{S_a(f)} = \frac{\sqrt{S_v(f)}}{2\pi f} = \frac{\sqrt{S_d(f)}}{(2\pi f)^2} \quad (3.13)$$

mit:  $S_a(f)$  als spektrale Beschleunigungsdichte,  $S_v(f)$  als spektrale Geschwindigkeitsdichte und  $S_d(f)$  als spektrale Auslenkungsdichte



### Passive Vibrationsisolierung mit einem minus-k System

Die Idee dieses Systems ist es, die Wirkung von zwei Federn oder Pendeln so zu balancieren, dass ein Nettosystem mit einer sehr kleinen Federkonstanten produziert wird (siehe Abb. 3.4). Dies geschieht dadurch, dass ein Federsystem eine negative Federkonstante im Vergleich zu dem anderen aufweist und es dadurch zu einer Verkleinerung der Federhärte des Gesamtsystems kommt, was wiederum zu einer verringerten resultierenden Resonanzfrequenz  $\omega_0$  führt, die sich folgendermaßen berechnet ( $k_i$ : Federhärte;  $m$ : Probenmasse):

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_1 + (-k_2)}{m}} \quad (3.14)$$

Derartige Systeme sind bereits vor langem, speziell als Spiegelhalterung bei Gravitationswellendetektoren entwickelt worden. Zunächst als eindimensionale Systeme [BLMJ94], später auch für zwei Dimensionen [WB96]. In der Zwischenzeit ist ein mehrdimensionales System auch kommerziell von der Fa. Minus-k Technology erhältlich (siehe Abb. 3.5).

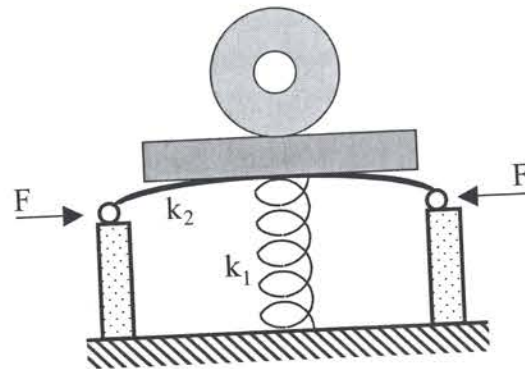


Abbildung 3.4: Vereinfachtes Schema eines Systems mit sich kompensierenden Federkonstanten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein derartiges System untersucht, um zu testen, inwieweit es sich zur Vibrationsisolierung eignet. Da ein solches minus-k System (MK-System) zeitlich später als die im nächsten Kapitel vorgestellten aktiv vibrationsisolierenden Systeme angeschafft wurde, war es möglich dessen Isolations-eigenschaft mit einem aktiven System zu vergleichen. Schließlich sollte auch die Praktikabilität im täglichen Betrieb untersucht werden.

Bei Betrachtung der spezifizierten Transferfunktion in Abbildung 3.5 fällt vor allem die niedrige Resonanzfrequenz dieses Systems auf, was eine gute Isolations-eigenschaft bereits bei sehr niedrigen Vibrationsfrequenzen verspricht. Dies wird jedoch nur gewährleistet für eine genaue Einhaltung der Belastungsgrenze ( $m_{max} = 280 \text{ kg}$ ), wie auch durch eine sehr akkurate Massenverteilung auf der

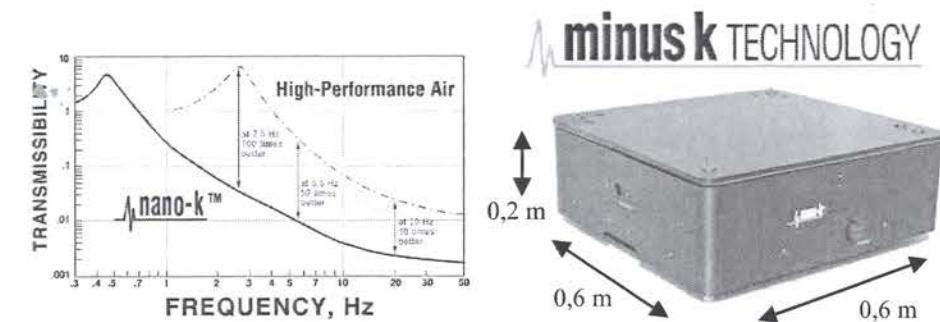


Abbildung 3.5: Kommerzielles minus-k system der Fa. Minus-k zusammen mit der spezifizierten Transferfunktion.

Oberfläche der MK-Arbeitsplatte. Mit Hilfe von Probemassen wurden die optimalen Massebedingungen ausgelotet. Das Ergebnis des Beschleunigungsspektrums der auf dem MK-System verbleibenden Vibrationen wurde mit einem sehr empfindlichen Seismometer<sup>1</sup> gemessen (siehe Abb. 3.6). Das Seismometer wurde vor der Messung mit Hilfe einer Plattform kalibriert, die auf drei Piezokeramiken sitzt und gleichzeitig einen befestigten Spiegel für ein Fabry-Perot-Interferometer besitzt. Durch eine Ausdehnung der Piezokeramiken über einen freien Spektralbereich des FP-Interferometers bei verschiedenen Frequenzen, konnte die absolute Amplitude des Seismometersignals bei den entsprechenden Frequenzen gemessen werden und somit ein Zusammenhang zwischen Seismometersignal und Auslenkung hergestellt werden.

In Abbildung 3.6a) ist speziell der Bereich dargestellt, bei dem die ersten Resonanzfrequenzen des MK-Systems auftreten, der mit einer sehr hohen Auflösung gemessen wurde [ENSZ03b]. Man erkennt deutlich, dass es gelungen ist, die vertikale Resonanzfrequenz auf etwa  $f_{0,vert} = 0,3 \text{ Hz}$  einzurichten. Die mit Hilfe der Massenverteilung noch schwieriger einzujustierende horizontale Resonanzfrequenz bei  $f_{0,hor} = 1,0 \text{ Hz}$  ist in seiner Amplitude etwa um eine Größenordnung größer als die vertikale. Die Vibrationen bei 7 Hz und 10 Hz sind weitere interne Resonanzen des Systems. Die restlichen Vibrationsspitzen sind bedingt durch die Laborumgebung (für eine detailliertere Beschreibung siehe Kap. 3.28). Insgesamt erwies sich dieses Isolationssystem allerdings als sehr unpraktisch, was zum einen auf die Einhaltung der Belastungsgrenzen und die exakt gleichmäßige Massenverteilung zurückzuführen ist. Zum anderen auch darauf, dass das MK-System nur eine sehr geringe Dämpfung aufweist, wodurch es nach jeder Bewegung sehr lange nachschwingt und nur sehr schwer zur Ruhe kommt. Deshalb wurde dieses System auch nicht weiter im Laseraufbau verwendet.

<sup>1</sup>Typ: KS 2000, Fa. Geotech



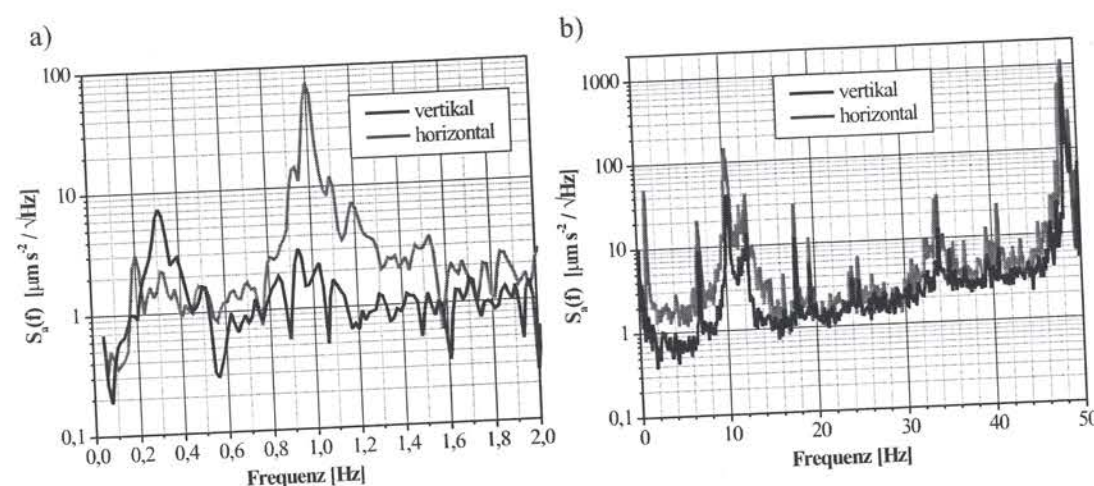


Abbildung 3.6: Spektrale Dichte der Beschleunigung auf einem kommerziellen MK-System der Fa. Minus-k. a) im unteren Frequenzbereich und b) im weiter gefassten Frequenzbereich.

### 3.3.2 Aktive Vibrationsisolierung

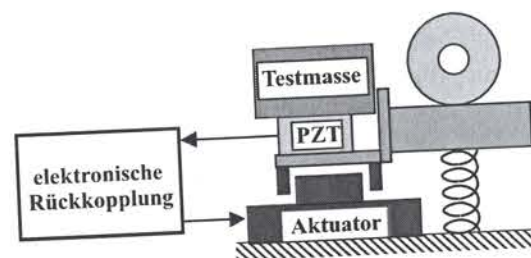


Abbildung 3.7: Vereinfachtes Schema eines aktiv vibrationsisolierenden (AVI) Systems, wie es im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendet wurde [San87].

Ein aktiv vibrationsisolierendes System, kurz AVI-System, besteht allgemein aus einer Kombination von einem Beschleunigungsmesser, der die relative Bewegung einer Plattform misst, und einem elektromechanischen Aktuator [Sau91]. Bei dem Gerät, das im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, sieht der schematische Aufbau (siehe Abb. 3.7) folgendermaßen aus: Der Beschleunigungsmesser selbst beinhaltet eine Testmasse, die auf einer Piezokeramik ruht. Diese Konstruktion wiederum ruht auf einem Rahmen, der fest mit der zu isolierenden Plattform

verbunden ist. Das Fehlersignal dieses Beschleunigungsmessers wird gefiltert, verstärkt und an einen elektromechanischen Aktuator (z.B. ein modifizierter Lautsprecher) angelegt, der es erlaubt, eine variable Kraft auf die Unterseite des Rahmens auszuüben und damit die Bewegung der Plattform zu kompensieren. Die gemessene Beschleunigung bzw. deren Kompensation verlaufen kollinear. Parallel dazu befindet sich eine Feder, die das Gewicht der Plattform samt Aufbau trägt.

Die niedrigste Resonanzfrequenz eines AVI-Systems im geschlossenen Kreis hängt von der Verstärkung ab und ist durch das Eigenrauschen des Beschleunigungsmessers begrenzt [Sau84]. Eine weitere praktische Begrenzung des Isolationsverhaltens sind die internen passiven Resonanzen und die gegenseitige Wechselwirkung der verschiedenen Freiheitsgrade. Dies kann zum Teil durch eine falsche Justierung des Überlapps zwischen Mess- und Aktuatorrichtung entstehen. Nach der ersten Resonanz folgt das AVI-System einer  $1/f^2$ -Abhängigkeit und erreicht schließlich einen konstanten Wert (siehe Abb. 3.8) bei der Eigenfrequenz des passiven Systems, die die Verstärkung und die Bandbreite des aktiven Systems begrenzt [NRN+97]. Bis zu diesem Punkt verhält sich ein AVI-System wie ein passives System, dessen virtuelle Pendellänge durch die elektronische Verstärkung gegeben ist [GPS86]. Ein AVI-System kann dadurch bei sehr niedrigen Frequenzen bereits eine effiziente Vibrationsisolierung liefern, ohne die geometrischen Dimensionen des Aufbaus stark zu vergrößern. Außerdem können AVI-Systeme auch Vibrationen dämpfen, z.B. akustisches Rauschen, die direkt auf der Plattform entstehen.

Wiederum kamen die ersten Entwicklungen auf diesem Gebiet aus dem Bereich der Gravitationswellendetektoren, wobei auch hier zunächst Systeme mit der aktiven Kontrolle eines Freiheitsgrades entwickelt wurden [RDKH82, Sau84, GPS86]. Ähnliche Entwicklungen wurden später auch im Bereich Laserfrequenzstabilisation [Hal94] und der Atominterferometrie gemacht [HPC99]. Die Weiterentwicklung auf mehrere Dimensionen wurde erneut von den Gravitationswellenexperimenten angestoßen [Sau91, NRN+97].

Eine Linearkombination der Horizontalsensoren bzw. Aktuatoren macht es möglich, Beschleunigungen entlang der Achsen  $x$  und  $y$ , sowie Rotationen um die  $z$ -Achse zu detektieren und damit zu kompensieren. Ähnlich ist es mit Beschleunigungen in der  $z$ -Achse und in den verbleibenden Kippwinkeln, die durch eine Linearkombination der vertikalen Sensoren und Aktuatoren detektiert und kompensiert werden können. Jedoch limitiert hier insbesondere das Koppeln der verschiedenen Freiheitsgrade die endgültige Leistungsfähigkeit. Aus diesem Grund ist es für ein AVI-System, das mehrere Freiheitsgrade dämpft, notwendig, dass es mit unabhängig voneinander agierenden servo-kontrollierten Aktuatoren arbeitet [Sau91, NRN+97].

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete kommerzielle System (siehe Abb. 3.8) wird von den Firmen Halcyonics und HWL angeboten. Insgesamt wurden drei



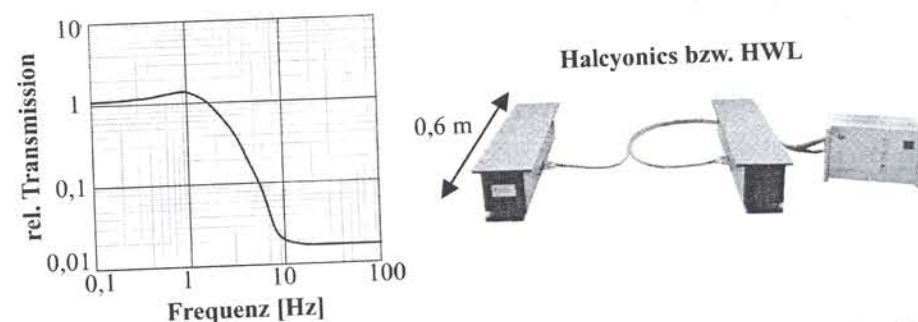


Abbildung 3.8: Kommerzielles aktiv vibrationsisolierendes System (MOD 2) der Fa. Halcyonics bzw. HWL zusammen mit der spezifizierten Transferfunktion.

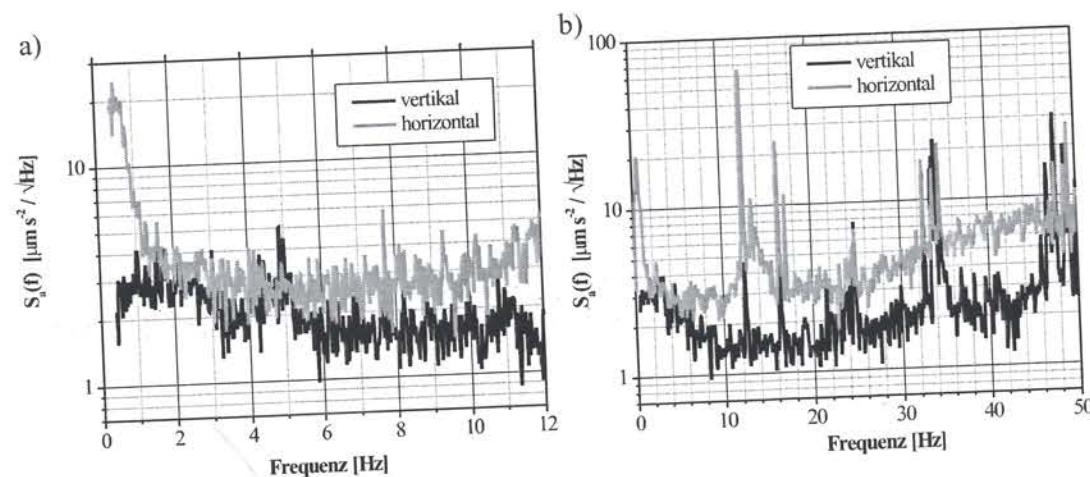


Abbildung 3.9: Spektrale Dichte der Beschleunigung auf dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten aktiv vibrationsisolierendem System (MOD 2) der Fa. Halcyonics. a) im unteren Frequenzbereich und b) im weiter gefassten Frequenzbereich.

dieser Systeme im Laufe der Zeit angeschafft, wobei sich deren Kompaktheit (siehe Abb. 3.8) und Einfachheit der Bedienung als sehr vorteilhaft im Laboralltag erwiesen. Außerdem ermöglichte die flexible Belastungsgrenze von bis zu 280 kg, wobei die Massenverteilung hierbei so gut wie keine Rolle spielte, einen großen Spielraum für die Aufbauten.

Die gemessenen verbleibenden spektralen Dichten der Beschleunigung auf dem AVI-System sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Es fällt vor allem das Ausbleiben einer starken Resonanz im unteren Frequenzbereich für die vertikale Richtung auf. In der horizontalen Ebene zeichnet sich dagegen eine sehr deutliche Resonanz bei etwa 0,5 Hz ab (siehe Abb. 3.9a)). Die Vibrationsspitzen im weiteren Frequenzverlauf (siehe Abb. 3.9b)) sind ausschließlich auf nicht unterdrückte Vibrationen der Laborumgebung zurückzuführen (für eine detailliertere Beschreibung siehe Kap. 3.5.2). Insgesamt sind die horizontalen Freiheitsgrade weniger gut gedämpft gegenüber äußeren Vibrationen, als die vertikalen.

### 3.4 Aufbau der Referenzresonatoren

In den ersten Experimentaufbauten wurden ein Zerodur und ein ULE Fabry-Perot-Resonator verwendet, die auch in dieser Reihenfolge bereits vor Beginn dieser Arbeit angeschafft worden sind und dementsprechend als alte Resonatoren bezeichnet. Für den neuen Messaufbau wurden zwei ULE-Resonatoren eingesetzt, die im Rahmen dieser Arbeit angeschafft worden sind. Die Aufbauten der alten bzw. der neuen Resonatoren sind jeweils identisch und werden deshalb auch im Singular beschrieben.

Die Resonatoren bestehen jeweils aus zwei Hohlspiegeln (Krümmungsradius: 50 cm) und einem im Vergleich zum Krümmungsradius kürzeren zylindrischen Abstandshalter zwischen diesen, wobei alle Teile, zum Zweck der optischen Kontaktierung, aus dem gleichen Material gefertigt sind (Zerodur bzw. ULE). Die Resonatorgeometrie ist nicht-konfokal, so dass die Entartung der Moden aufgehoben ist und eine gute Einkopplung bzw. eine gute Stabilisation auf die Fundamentalmode ( $TEM_{00}$ ) gegeben ist. Der Abstandshalter dient zur Stabilisierung des räumlichen Abstands zwischen den beiden Spiegeln. Dieser besitzt eine 1 cm lange Bohrung entlang der Achse des Zylinders, welche den Lichtweg darstellt. Eine weitere, dazu senkrechte Bohrung, auf der halben Länge des Zylinders, ebenfalls mit einem Durchmesser von 1 cm, dient zur Evakuierung des Resonators. Die plan-konkav geschliffenen Spiegel sind optisch an die polierten Endflächen des zylindrischen Abstandshalters kontaktiert, wobei die planen Seiten der Spiegel unter einem Winkel von  $1^\circ$  zur Normalen geschliffen sind. Das optische Ankontaktieren der Spiegel bedeutet, dass die Van-der-Waals Kräfte greifen und somit aus den vormals diskreten Elementen, (sprich Spiegel und Abstandshalter) ein monolithisches Ganzes entsteht. Voraussetzung für optisches Ansprengen ist,



dass sämtliche Oberflächen (plan gezogener Rand der Spiegelsubstrate und Endflächen des Abstandshalters) poliert und gründlichst gereinigt sind. Geringste Verunreinigungen verhindern ein vollständiges Kontaktieren der Spiegel mit dem Abstandshalter. Aus diesem Grund wurde dieser Vorgang bei den beiden Hoch-Finesse Resonatoren aus Zerodur und ULE von der Fa. REO<sup>2</sup> übernommen. Für einen hier nicht näher betrachteten Niedrig-Finesse Resonator aus Zerodur hingegen wurde dieser Vorgang mehrmals selbst durchgeführt. Nach gewährleisteter Polierung der Oberflächen und einer ausgiebigen Reinigung erfolgt das Ansprennen durch langsames und an einer Ecke beginnendes Andrücken eines Resonatorspiegels. Von diesem Punkt ausgehend führt man den Druck gleichmäßig um den Rand des Spiegelsubstrats herum, wobei die ankontaktierte Fläche dabei mitläuft bzw. sogar vorausläuft, bis sie den kompletten Umfang des Substrats umfasst. Das ist an dem Verschwinden der optischen Interferenzstreifen zu erkennen, die nur so lange sichtbar sind, wie ein Abstand zwischen dem Spiegelsubstrat und dem Abstandshalter vorhanden ist.

### 3.4.1 Resonatorkennndaten

#### Der Zerodur-Resonator

Die spezifizierten geometrischen Abmessungen des Zerodur-Abstandshalters sind wie folgt: Länge: 26,8 cm und Durchmesser: 10 cm.

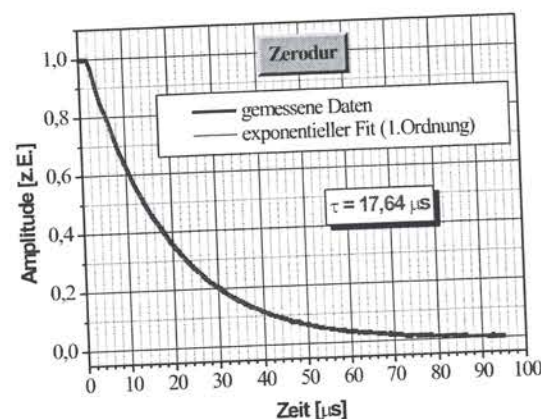


Abbildung 3.10: Zerfall des gespeicherten Lichtfeldes in dem Zerodur-Resonator.

Aufgrund des Zusammenhangs der Finesse eines Resonators und der Zerfallszeit

<sup>2</sup>Research Electro Optics, Boulder, USA

seines optischen Feldes (siehe Kap. 2.2.1), kann durch eine entsprechende Messung, die Bestimmung der Finesse vorgenommen werden. Dazu wird der zeitliche Verlauf der vom Resonator transmittierten Intensität nach dem Abschalten des Laserfeldes gemessen (siehe z.B. [RTKL92]). Diese klingt exponentiell ab, wie in Abb. 3.10 deutlich zu sehen ist. Das Abschalten erfolgt mit Hilfe eines TTL-gesteuerten schnellen (Schaltzeit viel kürzer als Resonatorzerfallszeit) Schalters<sup>3</sup>, der die 1.Ordnung eines AOMs vor dem Resonator an- und ausschaltet. Das transmittierte Signal wird mit einer schnellen Photodiode und einem getriggerten Speicheroszilloskop detektiert. Das Schalten erfolgt dabei mit einer Frequenz von 1 Hz. Während der Messung läuft auch die Stabilisierungselektronik mit, so dass nach dem Wiedereinschalten der 1.Ordnung des AOMs der Laser wieder eingefangen wird und wieder in Resonanz mit dem Resonator gebracht wird. Dadurch können viele Messungen hintereinander durchgeführt werden, was zu einem gemittelten Signal führt, wie es in Abbildung 3.10 zu sehen ist. Die Auswertung der Messkurve ergibt eine Zerfallszeit von  $\tau_{c,ZER} = (17,644 \pm 0,002) \mu s$ . Daraus folgt für die Linienbreite  $\Delta\nu_{c,ZER}$ :

$$\Delta\nu_{c,ZER} = \frac{1}{2\pi\tau_{c,ZER}} = (9020,3 \pm 1) \text{ Hz} \quad (3.15)$$

Der freie Spektralbereich wurde experimentell durch Messung des longitudinalen Modenabstandes bestimmt zu  $FSB = (559,1534 \pm 0,0002) \text{ MHz}$ , woraus die optische Länge des Zerodur-Resonators  $L_{c,ZER}$  mit Hilfe von Gleichung 2.13 ermittelt werden kann:

$$L_{c,ZER} = \frac{c}{2 \cdot FSB_{ZER}} = (26,80771 \pm 0,00001) \text{ cm} \quad (3.16)$$

Schließlich ergibt sich der wichtige Wert der Finesse  $\mathcal{F}_{ZER}$  des Zerodur-Resonators (siehe Gleichung 2.16) zu:

$$\mathcal{F}_{ZER} = \frac{FSB}{\Delta\nu_{c,ZER}} = (61990 \pm 7) \quad (3.17)$$

Für die Spiegelreflektivität  $R_{c,ZER}$  gilt mit Gleichung 2.20:

$$R_{c,ZER} = \frac{1}{1 + \frac{L_{c,ZER}}{c\tau_{c,ZER}}} = 0,99994 \quad (3.18)$$

Mit den Näherungen, dass die Absorptionsverluste  $A$  in den Spiegeln klein gegenüber der Transmission ( $A < T \rightarrow R + T = 1$ ) sind und die Reflektivität fast Eins ist ( $R \approx 1 \rightarrow \sqrt{R} \approx R$ ), gilt für die Spiegeltransmission  $T_{c,ZER}$  der beiden Spiegeln:

<sup>3</sup>Fa. Mini-Circuits, Typ: ZYSWA-2-50DR



$$T_{c,ZER} = 1 - R_{c,ZER} = 5,06 \cdot 10^{-5} = 51 \text{ ppm} \quad (3.19)$$

Durch die häufigen Umbauten und die damit verbundenen Belüftungsaktionen der Vakuumkammer für den Zerodur-Resonator erfolgte eine Verschlechterung der Gesamttransmission des Resonators, was auf zunehmende Absorptionsverluste an den Spiegeln zurückzuführen ist. Dies kann zum einen durch die Verschlechterung der Spiegelbeschichtungen bei dem Kontakt mit Umgebungsluft, sowie durch Schmutzablagerungen auf denselben verursacht werden. So fielen anfängliche akzeptable Resonatortransmissionswerte von 20% auf Werte von etwa 2% ab.

### Der alte ULE-Resonator

Um die absolute Frequenzstabilität des auf den Zerodur-Resonator stabilisierten Lasers zu überprüfen, war es notwendig, einen zweiten Resonator als unabhängigen Frequenzdiskriminator aufzubauen (siehe Kap. 4.2). Für den zweiten Resonator wurde nun ULE sowohl als Abstandshalter-, wie auch als Spiegelmaterial eingesetzt. Der Abstandshalter hatte dabei eine Länge von 20 cm und einen Durchmesser von 7,5 cm. Desweiteren waren sie mit einer spezifizierten Transmission von  $10 \text{ ppm} < T < 20 \text{ ppm}$  bei 946 nm versehen. Seine Linienbreite  $\Delta\nu_{c,aULE}$  konnte mit Hilfe des auf den Zerodur-Resonators frequenzstabilisierten Lasers direkt vermessen werden.

Die gemessene Linienbreite des alten ULE-Resonators beträgt  $\Delta\nu_{c,aULE} = (12\,300 \pm 100) \text{ Hz}$ . Der Freie Spektralbereich wurde ebenso experimentell ermittelt zu  $\text{FSB} = (749,6992 \pm 0,0002) \text{ MHz}$ . Daraus kann direkt die Finesse  $\mathcal{F}_{aULE}$  des alten ULE-Resonators bestimmt werden zu:

$$\mathcal{F}_{aULE} = \frac{\text{FSB}_{aULE}}{\Delta\nu_{c,aULE}} = (61\,000 \pm 500) \quad (3.20)$$

Die Länge  $L_{c,aULE}$  des Resonators läßt sich berechnen zu:

$$L_{c,aULE} = \frac{c}{2 \cdot \text{FSB}_{aULE}} = (19,99418 \pm 0,00001) \text{ cm} \quad (3.21)$$

Für die Spiegelreflektivität  $R_{c,ULE}$  gilt:

$$R_{c,aULE} = \frac{1}{1 + \frac{L_{c,aULE} \cdot 2\pi \Delta\nu_{c,aULE}}{c}} = 0,999 \quad (3.22)$$

Auch für den alten ULE-Resonator ergab sich mit der Zeit eine zunehmende Verschlechterung der Transmission, was vermutlich ähnliche Gründe hat, wie im

Fall des Zerodur-Resonators. Die gemessenen Transmissionswerte überstiegen am Ende kaum mehr die 2%-Grenze (Anfangswert: 12%). Die schlechten Transmissionswerte dieser beiden Resonatoren waren wesentlicher Grund für den Entschluss der Neuanschaffung von Resonatoren mit neuen Spiegeln und damit erheblich höheren Transmissionswerten.

### Die neuen ULE-Resonatoren

Die neuen Resonatoren sind wiederum aus ULE hergestellt und besitzen folgende spezifizierten geometrischen Abmessungen: Länge: 20 cm, Durchmesser: 10 cm. Das Verhältnis aus Durchmesser zu Länge der Resonatoren wird idealerweise nahe bei 1 gewählt, um eine große Steifigkeit und damit hohe mechanische Resonanzfrequenzen zu erreichen. Aus diesem Grund wurde zunächst auch über die Anschaffung eines Abstandshalters, in Form eines „rugby“-Balls nachgedacht, da durch die veränderte Massenverteilung die Resonanzen der transversalen Resonatorschwingungen zu höheren Frequenzen verschoben und damit auch besser durch ein vibrationsisolierendes System gedämpft sind [BBF<sup>+</sup>95, BFMB96]. Außerdem wird das Gewicht reduziert, was wiederum zu einer geringeren Empfindlichkeit gegenüber äußeren Vibrationen führt. Wie sich allerdings in anderen Experimenten zeigte, brachte diese spezielle Form keine messbaren Verbesserungen auf die Frequenzstabilität der Moden gegenüber der normalen Zylinderform [ber].

Das Material wurde als *premium grade*, d.h. als speziell selektiertes ULE-Material mit einem linearen relativen Temperatursdehnungskoeffizienten von  $\alpha = 0 \pm 3 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-1}$  in einem Temperaturbereich von  $25^\circ\text{C} - 30^\circ\text{C}$  von der Firma Corning bestellt. Allerdings mußte diese nach monatelangen Verhandlungen eingestehen, dass deren Methode zur Bestimmung des „Nullausdehnungspunktes“ mit Hilfe von Ultraschallmessungen nicht genau genug durchgeführt werden konnte. Es konnte lediglich der Temperaturbereich von  $5^\circ\text{C}$  bis  $35^\circ\text{C}$  für den Schnittpunkt von  $\alpha$  mit der Temperaturachse angegeben werden. Demnach ist es also zufallsbedingt, ob ein ULE Material geliefert wird, dessen Nulldurchgang von  $\alpha$  unter oder oberhalb der Labortemperatur liegt, was zu unterschiedlichen Vorgehen führt, um diesen Punkt zu stabilisieren. Die 1 cm großen Bohrungen für den Lichtweg und die Evakuierung des Resonators konnten von Corning ebenfalls nicht durchgeführt werden, weshalb hierfür eine andere Firma<sup>4</sup> beauftragt wurde. Anschließend wurden die gebohrten Abstandshalter zurück zur Firma REO<sup>5</sup> geschickt, wo deren Endflächen jeweils poliert wurden. Anschließend wurden die ebenfalls von der Firma REO angefertigten ULE Hoch-Finesse Spiegel mit der spezifizierten Transmission von  $(17 \pm 3) \text{ ppm}$ , einer spezifizierten Absorption von  $< 10 \text{ ppm}$  auf die Abstandshalter aufkontaktiert.

<sup>4</sup>Berliner Glas, Berlin

<sup>5</sup>Research Electro Optics, Boulder, USA



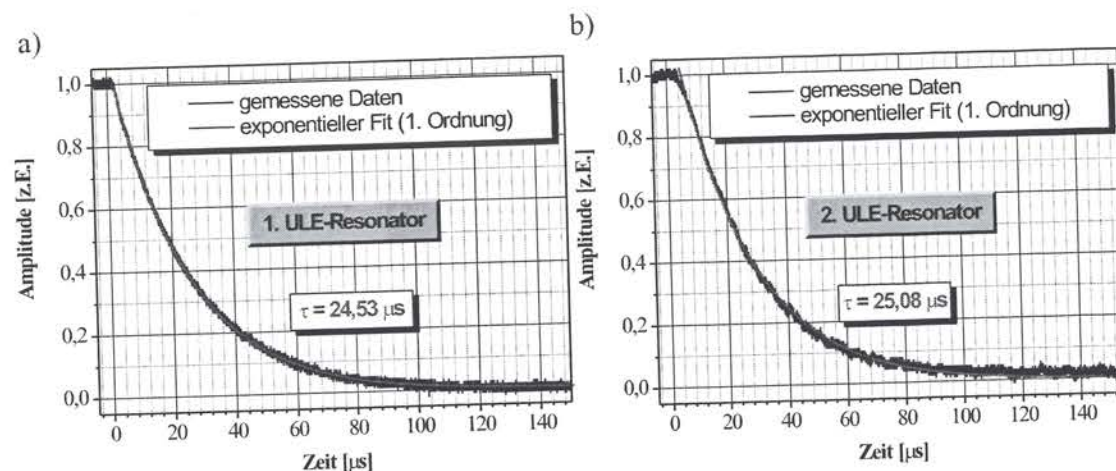


Abbildung 3.11: Zerfälle der gespeicherten Lichtfelder in den beiden neuen ULE-Referenzresonatoren (a) und b)).

Die Bestimmung der Finesse kann wiederum, wie bereits im Fall der Zerodur-Resonators, auf eine Messung der Zerfallszeit des optischen Feldes im Resonator zurückgeführt werden (siehe Kap. 2.2.1). Abbildung 3.11 zeigt die gemittelten Zerfallskurven. Die Auswertung der Messkurven ergibt Zerfallszeiten von  $\tau_{c,ULE1} = (24,527 \pm 0,006) \mu s$  bzw. von  $\tau_{c,ULE2} = (25,080 \pm 0,014) \mu s$ . Daraus folgt:

$$\Delta\nu_{c,ULE1} = \frac{1}{2\pi\tau_{c,ULE1}} = (6488 \pm 2) \text{ Hz} \quad (3.23)$$

und

$$\Delta\nu_{c,ULE2} = \frac{1}{2\pi\tau_{c,ULE2}} = (6345 \pm 4) \text{ Hz} \quad (3.24)$$

Der freie Spektralbereich wurde experimentell durch Messung des longitudinalen Modenabstandes bestimmt zu  $FSB_{ULE1} = (804,7616 \pm 0,0002) \text{ MHz}$  und  $FSB_{ULE2} = (805,1373 \pm 0,0002) \text{ MHz}$ , woraus für die Länge der Resonatoren  $L_{c,ULE1}$  und  $L_{c,ULE2}$  folgt:

$$L_{c,ULE1} = \frac{c}{2 \cdot FSB_{c,ULE1}} = (18,626165 \pm 0,000004) \text{ cm} \quad (3.25)$$

und

$$L_{c,ULE2} = \frac{c}{2 \cdot FSB_{c,ULE2}} = (18,617474 \pm 0,000005) \text{ cm} \quad (3.26)$$

Damit ergeben sich schließlich die Werte der Finesse für die ULE-Resonatoren (siehe 2.16):

$$\mathcal{F}_{ULE1} = \frac{FSB}{\Delta\nu_{c,ULE1}} = 124038 \pm 38 \quad (3.27)$$

und

$$\mathcal{F}_{ULE2} = \frac{FSB}{\Delta\nu_{c,ULE2}} = 126893 \pm 80 \quad (3.28)$$

Für die Spiegelreflektivitäten  $R_{c,ULE1}$  und  $R_{c,ULE2}$  gilt mit Gleichung 2.20:

$$R_{c,ULE1} = \frac{1}{1 + \frac{L_{c,ULE1}}{c\tau_{c,ULE1}}} = 0,99997 \quad (3.29)$$

und

$$R_{c,ULE2} = \frac{1}{1 + \frac{L_{c,ULE2}}{c\tau_{c,ULE2}}} = 0,99997 \quad (3.30)$$

Mit den Näherungen, dass die Reflektivität nahe bei Eins ist ( $R \approx 1 \rightarrow \sqrt{R} \approx R$ ) ergibt sich für die Spiegeltransmissionen der beiden Spiegel der Resonatoren ULE 1 und ULE 2:

$$T_{c,ULE1} = 1 - R_{c,ULE1} = 25,3 \cdot 10^{-5} = 25 \text{ ppm} \quad (3.31)$$

und

$$T_{c,ULE2} = 1 - R_{c,ULE2} = 24,8 \cdot 10^{-5} = 25 \text{ ppm} \quad (3.32)$$

### 3.4.2 Lagerung der Resonatoren

Die Resonatoren liegen zur Abschirmung von Luftdruckschwankungen, Schall und Temperaturfluktuationen in einem Vakuumtank im Hochvakuum. Die Durchmesser der Vakuumkammern sind genormt (alte Resonatoren: CF 250, neue Resonatoren: CF 150) und wurde so gewählt, dass ausreichend Platz für die Lagerung des jeweiligen Resonators im Inneren gewährleistet ist. Die beiden Flansche der Vakuumkammern sind jeweils mit einer zentrierten Bohrung mit ge-



neigtem angefrästen Rand ( $d = 2,8 \text{ cm}$ ,  $\beta = 5^\circ$ ) versehen, in die wiederum AR-beschichtete (AR für 946 nm) Fenster mit einem speziellen Hoch-Vakuum Kleber<sup>6</sup> spannungsfrei eingeklebt wurden. Die Fenster selbst haben die Abmessungen  $d = 2,5 \text{ cm}$ ,  $h = 1,25 \text{ cm}$ , wobei die beiden Endflächen ebenfalls zueinander geneigt sind ( $\beta = 7'$ ). Der Grund dafür ist, dass sich durch parallel stehende optische Flächen im Strahlengang des Lasers parasitäre Etaloneffekte bilden, die sehr störend wirken und daher vermieden werden sollen [TNB95]. Nach einem gewährleisteten Vorvakuum und einem entsprechendem Ausheizvorgang wird jeweils die angeflanschte (CF 50) Ionengetterpumpe<sup>7</sup> mit einer Saugleistung von 25 l/min hinzugeschaltet. Der Druck in der Vakuumkammer kann über den angelegten Kathodenstrom in der Ionengetterpumpe verfolgt werden, die in guter Näherung einen linearen Zusammenhang besitzen. Es zeigt sich ein anfängliches schnelles exponentielles Absinken des Druckes (bedingt durch die exponentiell abfallende Ausgasungsrate der im Vakuum verwendeten Materialien) mit einem Übergang in die Sättigung der Pumpleistung. Nach einigen Monaten Pumpzeit stellte sich jeweils ein Vakuum in der Größenordnung von  $10^{-8} \text{ mbar}$  ein.

Wie in Kapitel 3.3 behandelt, ist ein wesentlicher Punkt beim Aufbau von Referenzresonatoren, die Art und Weise der Lagerung der Abstandshalter im Vakuum.

### Die alten Resonatoren

Die Lagerungen der beiden alten Resonatoren im Vakuum hat mehrere Entwicklungsstufen durchgemacht, wobei die Veränderungen nicht immer zeitgleich an beiden Resonatoren vorgenommen wurden. Jedoch wurde bei all den Aufbauten streng darauf geachtet, dass der Resonator immer zentrisch im Vakuumtank zu liegen kam.

**Der hängende Resonator** Die erste Art der Lagerung des Referenzresonators beruhte auf einer passiven Schwingungsisolierung, wobei der Resonator in einer mit kleinen Glaskugeln ( $d = 3 \text{ mm}$ ) gefüllten „Wiege“ aus Aluminium lag und diese Wiege wiederum mit Hilfe von acht Stahl-Spiralfedern (siehe hierzu [MP71]), jeweils zwei hintereinander geschalteten Federn pro Ecke, innerhalb des Vakuumtanks aufgehängt war (siehe Abb. 3.12). Das Bett aus Glaskugeln sorgte für eine gleichmäßige Unterstützung des Resonators über seine gesamte Länge, um lokale Druckpunkte und damit Verspannungen des Resonators zu vermeiden. Die Aufhängungen an 8 cm + 2 cm langen Spiralfedern, die nur eine sehr geringe Dämpfung aufwiesen, führte zu einer vertikalen Resonanzfrequenz der Wiege von  $f_0 \approx 2,1 \text{ Hz}$  und einer horizontalen Resonanzfrequenz von  $f_0 \approx 3 \text{ Hz}$ .

<sup>6</sup>Fa. Torr-Seal

<sup>7</sup>Fa. Varian



Abbildung 3.12: Fotos der Lagerung des Zerodur bzw. des alten ULE-Resonators in einer mit Glaskugeln gefüllten Wiege, die wiederum mit insgesamt acht Spiralfedern im Vakuumtank aufgehängt ist.

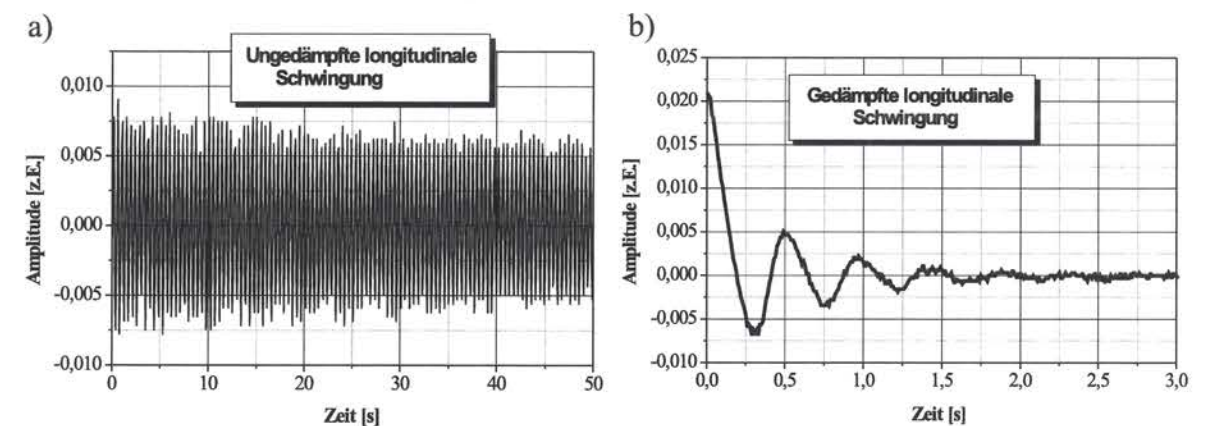


Abbildung 3.13: a) Ungedämpfte und b) mit starken Permanentmagneten gedämpfte Schwingung der Wiege für den Resonator.

In einem weiteren Ausbauschritt wurde durch den Einbau von starken Permanentmagneten (NdFeB) eine künstliche Dämpfung eingeführt, die sowohl auf vertikale, wie auch horizontale Bewegungen der Aluminiumwiege mit der Induzierung von Strömen in dem bewegten Metall reagiert und damit nach dem Prinzip der Wirbelstrombremse (*eddy current brake*) arbeitet (siehe auch [TAK<sup>+</sup>93, NKO95]). Die Dämpfung konnte durch Einstellen des Abstandes zwischen den Permanentmagneten und der Wiege eingestellt werden. Damit konnte die Bewegung in der horizontalen Ebene stark gedämpft werden (siehe Abb. 3.13). Die Messungen zur Frequenzstabilität des Lasers zeigen jedoch, dass die Bewegung niemals völlig zum Stillstand kam und es dadurch immer einen negativen Einfluss durch den Dopplereffekt und veränderte Strahleinkoppelbedingungen gab. Dies ist auch bei einer detaillierten Betrachtung von Abbildung 3.13b) zu erkennen.



**Der hängende Aufbau** Eine davon ausgehende weitergehende Entwicklung war es, den Resonator gegenüber dem einzukoppelnden Laserstrahl zu fixieren und dafür den gesamten Aufbau, d.h. Laser inklusive Referenzresonator passiv zu isolieren (siehe auch [YCIB99]). Aus diesem Grund wurde der Resonator – weiterhin in einer Halbschale gefüllt mit Glaskugeln liegend – auf Vitonringen<sup>8</sup> am Boden der Vakuumkammer aufgelegt. Dabei wurde versucht, die thermische Kontaktfläche so gering wie möglich zu halten. Aufgrund der hohen Resonanzfrequenz des Vitonaufbaus war der Resonator nunmehr fast starr gegenüber dem einzukoppelnden Licht des Lasers fixiert.



Abbildung 3.14: Foto des mit Gummi-Seilen an der Labordecke aufgehängten Breadboards mit dem gesamten Aufbau.

Der gesamte Aufbau, d.h. der Laser mit dem zugehörigen Resonator, die optische Stabilisierungseinheit, eine Fasereinkopplung mit Frequenzstabilisierung und eine Verdopplungseinheit mit erneuter Fasereinkopplung und zugehöriger Frequenzstabilisierung, wurden deshalb zunächst auf einem Breadboard (120 cm × 90 cm) montiert. Dieses wurde mit Hilfe von jeweils an allen vier Ecken doppelt geführten Gummi-Seilen an der 3,5 m hohen Decke befestigt, so dass es etwa 0,5 m über den Boden hing (siehe Abb. 3.14). Dies führte zu einer vertikalen Resonanzfrequenz von  $f_0 = 0,4$  Hz und zu einer horizontalen Resonanzfrequenz von  $f_0 = 0,3$  Hz.

<sup>8</sup>DuPont

Allerdings blieb das Pendel in der transversalen Ebene nahezu ungedämpft, so dass es fast unmöglich war, einen Zustand der Ruhe zu erreichen. Aus diesem Grund wäre es nötig gewesen, sowohl eine zusätzliche passive Dämpfung in der transversalen Ebene, wie auch eine aktive Kontrolle der Seillänge einzuführen (siehe [YCIB99]). Allerdings wurden diese Schritte nicht weiter verfolgt, da sich mit dem in der Zwischenzeit angeschafften aktiv vibrationsisolierendem System eine weitaus praktischere und einfachere zu handhabende System abzeichnete.

**Der aktiv vibrationsisolierte Aufbau** In einem nächsten Schritt wurde ein Aktive Vibrationsisolierung (AVI) erstmals in unserem Labor verwendet. Es standen dafür zwei verschiedene Systeme (MOD 1 und MOD 2) der Firma Halcyonics bzw. der Firma HWL zur Verfügung, die im Rahmen dieser Arbeit ausgiebig getestet wurden. Das MOD 1 System ( $f_0 = 2$  Hz) ist ein rechteckiger Kasten mit den Maßen  $l = 60$  cm,  $b = 60$  cm und  $h = 20$  cm, in dem eine aktive Vibrationsisolierung untergebracht war und die obere Platte gleichzeitig als Aufbaufläche dient. Auf diesem System wurde der alte ULE-Referenzresonator ausgebaut. Insgesamt war die Fläche für den optischen Aufbau, aufgrund des bereits großen Platzanspruchs des ULE-Resonators mit seinen umgebenden, der Temperaturstabilisierung dienenden Boxen, auf eine Fläche von 60 cm × 20 cm begrenzt. Dieser Platz mußte ausreichen, um die Auskopplung aus einer optischen Faser samt Faserstabilisierung (siehe Kap. 5.3) und die für die Stabilisierung des ankommenden Laserlichts auf den ULE-Resonator notwendigen optischen Aufbauten, samt der Möglichkeit der Schwebungssignalmessung, unterzubringen. Außerdem erreichte dieser Aufbau sehr bald die für das MOD 1 System spezifizierte Belastungsgrenze von 80 kg. Als ein weiterer deutlicher Nachteil stellte sich mit der Zeit heraus, dass das Netzgerät dieses AVI-Systems zu einer lokalen Erwärmung der Aufbauplatte führte. Unglücklicherweise war die Position dieses Netzgerätes unter dem Aufbau für den Referenzresonator, so dass davon ausgehend große Drifteffekte der Resonanzfrequenz des ULE-Resonators beobachtet wurden.

Das MOD 2 System besteht aus zwei Barren (Maße für einen Barren:  $l = 60$  cm,  $b = 9$  cm,  $h = 11$  cm) (siehe Abb. 3.8), auf die ein Breadboard (z.B. mit den Maßen: 120 cm × 90 cm) befestigt werden kann, was damit als Aufbaufläche zur Verfügung steht. Hierauf wurde der MISER mit seinem Zerodur-Referenzresonator, der zugehörigen Stabilisierungsoptik, einer Frequenzverdopplungsstufe und zwei optischen Fasereinkopplungen (für 946 nm und 473 nm) samt deren Stabilisierungseinheit untergebracht. Damit verblieb noch ein ganzes Stück Spielraum bis die spezifizierte Obergrenze für das MOD 2 System von etwa 280 kg erreicht war. Die Hersteller-Spezifikationen für das MOD 2 System geben eine gedämpfte Resonanz bei etwa  $f_0 = 1$  Hz (siehe 3.8) an, was im Vergleich zum MOD 1 System einen vergrößerten Arbeitsbereich für die aktive Stabilisierung ermöglicht. Hinzu kommt das Ausbleiben von lokalen Erwärmungen durch das Netzgerät. Aus diesen Gründen fiel die Entscheidung schließlich zu Gunsten des MOD 2 Systems aus.



Somit erfolgte schließlich ein erneuter Umbau des alten ULE-Resonators samt oben erwähntem optischen Aufbau, auf ein MOD 2 System bzw. auf ein, wie im Fall des Zerodur-Resonators, darauf befestigtem Breadboard (120 cm × 90 cm).

Die Lagerung der Resonatoren blieb auch bei Verwendung der AVI-Systeme unverändert, da kein Grund für eine Änderung und auch kein Anhaltspunkt für eine Limitierung durch diese bestand. Allerdings brachte die zunehmende Frequenzstabilität des Lasers eine nicht zu vernachlässigende Driftrate zu Tage, deren Ursprung vermutlich die große Kontaktfläche des Resonators mit der Umgebung aufgrund der Auflage auf das Glaskugelbett war (Wärmeleitfähigkeit von Quarzglas: 1,36 W/(m K)). Desweiteren waren in den Schwebungssignalmessungen Modulationen mit einer Zeitperiode von > 1 s zu beobachten, wofür eine kontinuierlich stattfindende Umlagerung der Kugeln im Glasbett verantwortlich gemacht wurde. Außerdem führten vermutlich die unterschiedlichen Temperatursdehnungskoeffizienten des Resonators und der untergelegten Glaskugeln (siehe Tab. 3.2) zu Relativbewegungen und damit zu mechanischen Spannungen im Resonator.

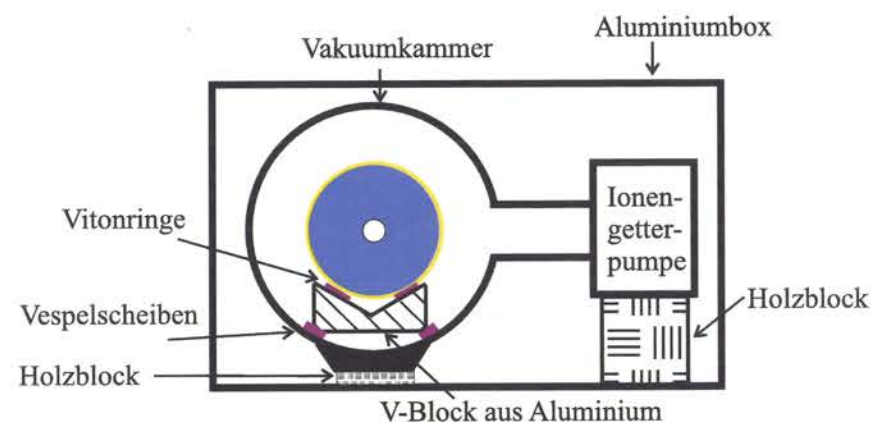


Abbildung 3.15: Schematische Zeichnung des Aufbaus und der Lagerung des Zerodur bzw. des alten ULE-Resonators.

Aus diesem Grund wurde die Lagerung der Resonatoren erneut geändert. Diesmal wurde ein Aluminiumblock, dessen Oberseite einen V-förmigen Einschnitt (Öffnungswinkel: 120°) aufwies und dessen Unterseite an den Kanten abgeschrägt war, als Unterbau verwendet. Der Resonator wurde nun in diesem V-förmigen Ausschnitt platziert, wobei wiederum vier Vitonringe als Auflagepunkte für den Resonator dienten (siehe hierzu [MP71]). Der Aluminiumblock selbst steht wiederum auf 4 Vespelaufgestücken (Vespel<sup>9</sup>: Polyarylimid PI), die zwischen der Vakuunkammerwand und dem Aluminium-Block platziert wurden. Vespel ist ein sehr harter und UHV tauglicher Kunststoff. Für den Zerodur und den alten ULE-Resonator waren dies die letztendlich eingenommenen Lagerungen. Allerdings

<sup>9</sup>Fa. DuPont

stellte sich bei den Messungen zur Frequenzstabilität heraus, dass die Lagerung auf Vitonringen nachteilig ist (siehe Kap. 6.2), weshalb für die neuen Resonatoren eine Motivation zur verbesserten Art der Lagerung bestand.

### Die neuen Resonatoren

Die Auswirkungen der verschiedenen Lagerungen im Fall der alten Resonatoren wurden immer erst später in den Experimenten zur Frequenzstabilität untersucht. Die anschließenden Umbauten in der Resonatorlagerung waren allerdings immer mit einem großem Arbeitsaufwand verbunden, die außerdem mit einer Degradierung der Spiegelqualität endeten. Aus diesem Grund wurden die verschiedenen Möglichkeiten der Lagerung für die neuen Resonatoren im Vorfeld getestet. Dafür wurde ein Aluminiumzylinder verwendet, dessen Masse der eines neuen ULE-Resonators entsprach und fest mit einem speziell für niedere Frequenzen empfindlichen Beschleunigungsaufnehmer<sup>10</sup> verbunden war. Als weitere Utensilien standen zunächst eine offene Vakuunkammer samt Ionengetterpumpe, sowie eine Wiege mit Glaskugeln und Vitonringen zur Verfügung, wie sie bereits beim Aufbau der alten Resonatoren verwendet wurden. Das bereits in Kapitel 3.3.2 vorgestellte AVI System bietet die Möglichkeit, erzwungene Vibrationen verschiedener Frequenzen in 3 verschiedene Richtungen auf der Oberfläche des auf dem AVI System befestigten Breadboards zu generieren. In den nun vorgestellten Experimenten wurden ausschließlich vertikale Vibrationen bei verschiedenen Frequenzen erzeugt und deren Transmission auf den Resonator mit Hilfe des Beschleunigungsaufnehmers gemessen. Alle Kurven wurden anschließend mit einer Referenzmessung des Dummy-Resonators ohne Unterlage auf der AVI-Plattform bzw. des Dummy-Resonators in der Vakuunkammer ohne Unterlage normiert, um mögliche Eigenresonanzen des Dummys bzw. der Vakuunkammer zu vernachlässigen und den reinen Einfluss der verschiedenen Lagerungen zu erhalten.

Ziel des ersten Experiments war es, die Transferfunktion der bestehenden Lagerung für die alten Resonatoren bzw. den Einfluss der verschiedenen verwendeten Komponenten zu ermitteln. Abbildung 3.16 zeigt die Transferfunktionen verschiedener Lagerungen innerhalb (a)) und außerhalb der Vakuunkammer (b)). So wurde als erstes der bestehende Aufbau nachgestellt, d.h. der Dummy-Resonator wurde in eine mit Glaskugeln gefüllten Wiege, die wiederum innerhalb des Vakuumzylinders auf Vitonringen steht (siehe Kurve: „in der Wiege mit Glaskugeln auf Viton Ringen“; Abb. 3.16a)), vermessen. Die Transferfunktion liefert deutlich ausgeprägte Resonanzen bei 32 Hz und 40 Hz, sowie eine weitere breite Resonanz bei 55 Hz. Diese Resonanzen wurden in den Schwebungssignalmessungen ebenso detektiert (siehe Kap. 6.2).

<sup>10</sup>Sonderanfertigung der Fa. Brüel-Kjaer



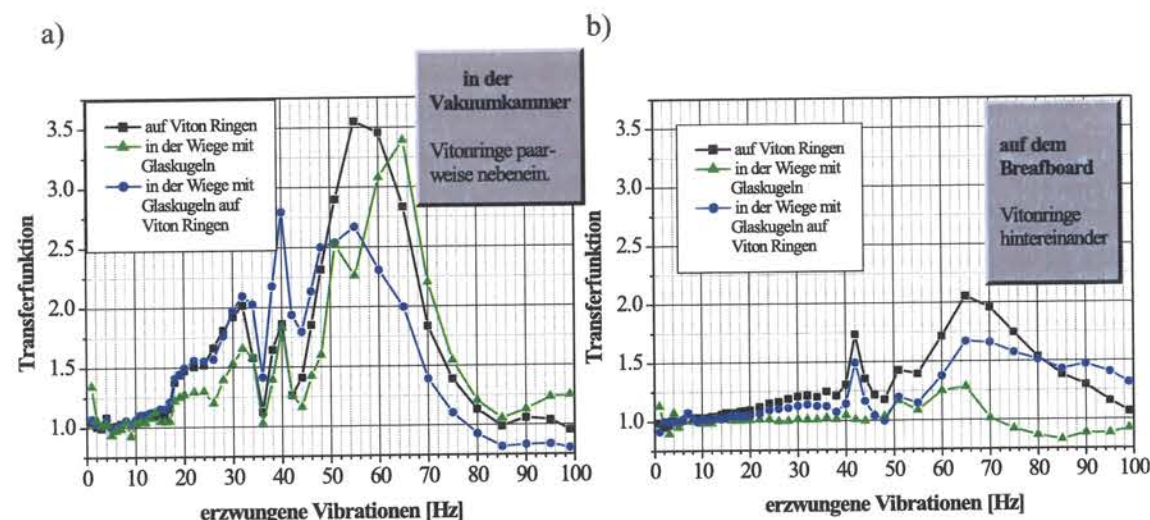


Abbildung 3.16: Transferfunktion von externen Vibrationen auf den Dummy-Resonator a) in der Vakuunkammer und b) außerhalb der Vakuunkammer bei verschiedenen Lagerungen, die ähnlich der Art und Weise sind, wie die alten Resonatoren gelagert sind.

Die Ursache dieser Resonanzen sind zum einen der Vitonunterlage zuzuschreiben (siehe Kurve: „auf Viton Ringen“; Abb. 3.16a)), zum anderen aber auch der Wiege und dem Glaskugelbett (siehe Kurve: „in der Wiege mit Glaskugeln“ Abb. 3.16a)). Die Resonanzen bei 32 Hz und 40 Hz sind bereits durch das Glaskugelbett vorgegeben, erhalten aber durch die Vitonunterlage eine zusätzliche Verstärkung. Während sich bei der 55 Hz-Resonanz eine gewisse Kompensation der Resonanzen zeigt. Im späteren Frequenzverlauf ( $> 80$  Hz) tritt für den Fall der Lagerung des Dummy-Resonators in der Wiege samt Vitonunterlage sogar eine geringe Vibrationsdämpfung ( $T < 1$ ) auf. Der Unterschied in der Anordnung der vier Vitonringe, einmal in der Vakuunkammer paarweise nebeneinander bzw. auf dem Breadboard hintereinander, ist deutlich im Vergleich der Abbildungen 3.16a) und 3.16b) zu erkennen. Es fällt auf, dass die Güte der auftretenden Resonanzen generell verringert ist, sowie, dass die Resonanz bei 32 Hz auf dem Breadboard völlig verschwindet. Ebenso verschwindet für den Fall ohne Vitonunterlage (siehe Kurve: „in der Wiege mit Glaskugeln“ Abb. 3.16b)) auch die 40 Hz-Resonanz. Das zeigt, dass die spezielle Lagerung auf den Vitonringen in der Vakuunkammer für die starken Resonanzen verantwortlich ist, die Viton Lagerung aber generell auch bereits Resonanzen zeigt.

Um die Bedingungen des alten Aufbaus noch weiter zu analysieren, wurde die Vakuunkammer, wie im alten Aufbau, auf eine Spanholzplatte ( $d = 2$  cm) gestellt und eine Styrodurplatte ( $d = 4$  cm) daruntergelegt. Das Ergebnis für die Trans-

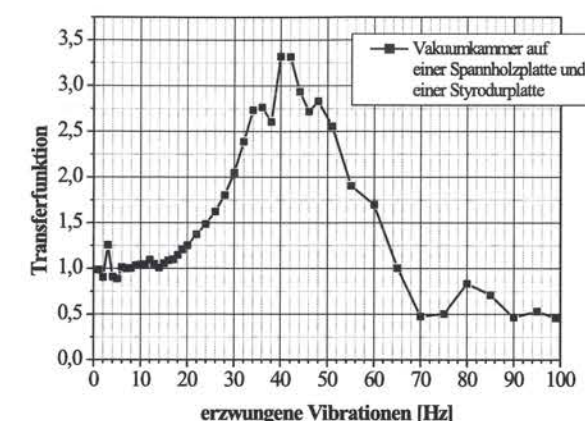


Abbildung 3.17: Transferfunktion von externen Vibrationen auf den Dummy-Resonator in der Vakuunkammer, wobei die Vakuunkammer, wie beim alten Aufbau, auf einer Spanholzplatte und einer Styrodurplatte aufliegt.

ferfunktion dieses Aufbaus ist, dass diese Konstruktion wiederum eine Resonanz bei 40 Hz zeigt und damit mit der Resonanz der Vitonunterlage zusammenfällt. Dies lässt den eindeutigen Einfluss dieser Beiträge auf die Stabilität des Referenzresonators erkennen.

Die erzwungenen Vibrationen des Dummy-Resonators können nicht den vollständigen Einfluss von äußeren Vibrationen auf die Stabilität der optischen Länge des Resonators wiedergeben, da sich die Biegeschwingungen und Verzerrungen anders äußern können als in dem ULE Glaszylinder. Jedoch können sie einen sehr deutlichen Hinweis auf die Qualität verschiedener Lagerungsmöglichkeiten geben.

Aufgrund der Limitierung der bisherigen Resonatorlagerungen wurde für die neuen Aufbauten eine neue Lagerung entworfen. Dabei stand im Vordergrund, auf eine Glaskugel- bzw. Vitonunterlage zu verzichten. Stattdessen wurde eine 4-Pin Auflage gewählt, von der bisher angenommen wurde, dass sie zu erhöhten Biegeschwingungen des Resonators führt. Als Pins wurden pilzartige Vespelteile verwendet, die in Metallhülsen unter Führung von zwei Vitonringen eingesteckt wurden. Viton erfährt in diesem Fall nur eine Scherpressung, was zu einer erheblich geringeren Deformation als bei einer direkten Pressung führt [MP71]. Die Metallhülsen waren wiederum fest mit der Vakuunkammer verschweißt. Allerdings war zunächst unklar, unter welchem Winkel ( $60^\circ$  oder  $90^\circ$ ) die Unterstützung des Resonators stattfinden sollte bzw. unter welcher Aufteilung seiner Gesamtlänge ( $1/4 - 3/4$  oder  $1/3 - 2/3$ ). Als weitere Option bestand die Möglichkeit, unter dem Kopf des Vespelpilzes einen zusätzlichen dünnen Vitonring zu platzieren.



Die Messergebnisse der Kombination dieser verschiedenen Möglichkeiten ist in Abbildung 3.18 zu sehen.

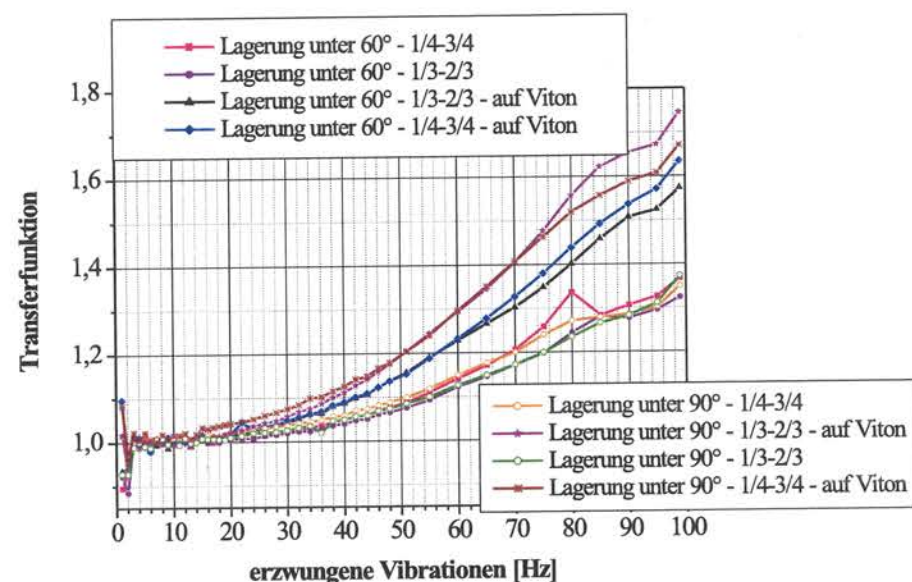


Abbildung 3.18: Transferfunktion von externen Vibrationen auf den Dummy-Resonator in dem neuen Lagerungskonzept.

Generell erkennt man das Ausbleiben starker Resonanzen im betrachteten Frequenzbereich. Zusätzlich ist erneut die erhöhte Transferfunktion für den Fall untergelegter Vitonringe zu erkennen (die oberen vier Graphen in Abb. 3.18). Die Ergebnisse für die Lagerung unter verschiedenen Winkeln bzw. auf verschiedenen Längenverhältnissen sind sehr nahe beieinander, wobei eine Unterstützung des Resonators auf 1/3 bzw. 2/3 seiner Länge geringfügig besser erscheint. Die Entscheidung für den Lagerwinkel ist aufgrund noch geringerer Unterschiede zwischen den beiden Optionen gefallen, dennoch zeigte eine Anordnung der Unterstützungspunkte unter 60° zur Resonatorachse eine etwas geringere Transfereigenschaft gegenüber externen Vibrationen, vor allem im unteren Frequenzbereich. Letztlich wurde der ULE-Resonator von vier abgerundeten Vespelpilzen unter einem Winkel von 60° auf 1/3 bzw. 2/3 seiner Länge in der Vakuumkammer gelagert (siehe Abb. 3.19).

Innerhalb der Vakuumkammer sitzt zusätzlich ein vergoldetes poliertes Kupferrohr (Wandstärke 3 mm) mit zwei durchbohrten Endplatten. Der ULE-Resonator sitzt hierbei mittig im Inneren dieses Rohrs, das als IR-Strahlungsschild dient.

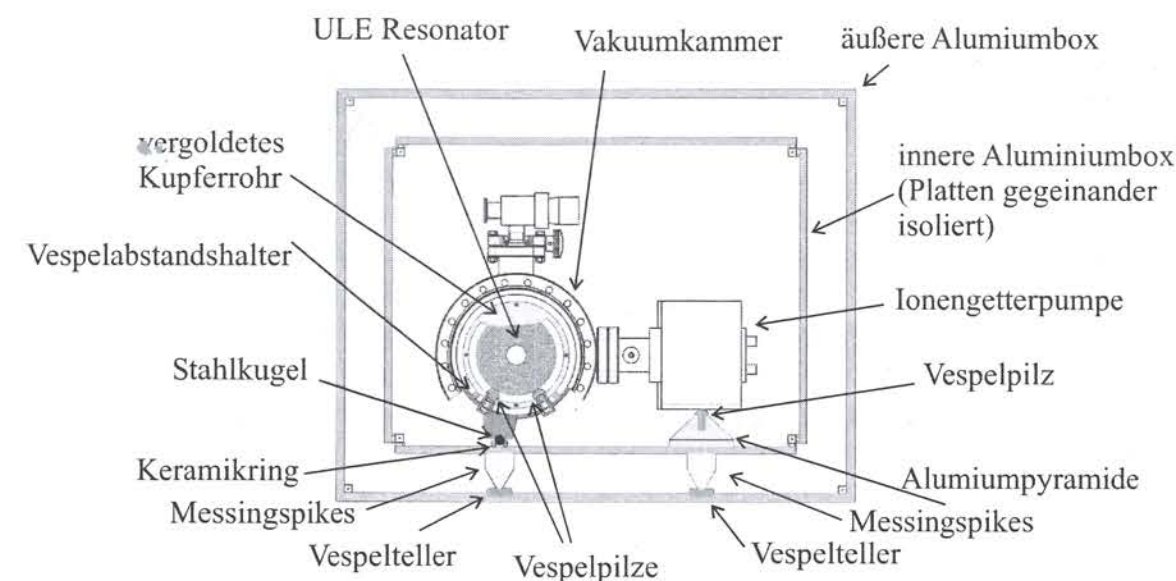


Abbildung 3.19: Schematische Zeichnung des Aufbaus und der Lagerung der neuen ULE-Resonatoren.

Das Kupferrohr selbst sitzt ebenfalls auf vier Vespelbolzen und ist so mittig im Vakuumtank fixiert (siehe Abb. 3.19).

	Aluminium	Quarzglas	Vespel	Viton
Lin. T.-Ausd.-K. $\alpha$ [ $10^{-6}/K$ ]	23,5	0,54	$\approx 40$	160
W.-Leitfähig. $\lambda_{wl}$ [ $W/(m K)$ ]	237	1,46	$< 1$	0,8
Ausgasungsrate [ $l/(s cm^2)$ ]	$10^{-13}$	$10^{-10}$	$10^{-10} \frac{g}{(s cm^2)}$	$10^{-9}$
Elastizitätsmodul $E$ [ $GPa$ ]	71	75	4	$10^{-4}$
Poisson-Zahl $\mu$	0,34	0,17	-	-

Tabelle 3.2: Thermische und mechanische Materialkonstanten, der im Vakuum verwendeten Materialien zur Resonatorlagerung [ves, mat].

### 3.4.3 Temperaturstabilisierung und Schallisolierung

Die Notwendigkeit einer aktiven Temperaturstabilisierung wurde bereits im Zusammenhang mit der Diskussion über das Resonatormaterial angesprochen (siehe Kap. 3.1). Hinzu kommt noch die Erfordernis einer Akustikisolierung. Schallwellen sind longitudinale Schwingungen des Luftdrucks und können dadurch zum einen bei schlechtem Vakuum direkt auf die optische Länge des Resonators Ein-



fluss nehmen, zum anderen kann Schall als Körperschall über die Resonatorhalterung übertragen werden, was sich wiederum in mechanischen Schwingungen des Resonators äußern kann. Es ist daher notwendig, den Resonator möglichst gut akustisch zu isolieren. Die Vakuumkammern samt den Ionengetterpumpen für die Resonatoren sind jeweils von einer bzw. zwei Aluminiumboxen umgeben, deren Temperatur aktiv temperaturstabilisiert wird. Neben der vorrangigen Aufgabe der Temperaturstabilisierung dienen die Boxen auch der Schallisolation. Laborschall und Gebäudeschwingungen können die Ursache für ein Schwingen der Seitenflächen sein, das sich nach innen weiter ausbreitet. Deshalb ist ein hohes Flächengewicht der Platten vorteilhaft, da sie damit eine höhere Federkonstante haben, was die Ausbreitung von Schallwellen unterdrückt. Außerdem wird die Effizienz der Schallübertragung in Luft durch große Abstände verringert.

Die Größe der Vakuumkammern und der umgebenden temperaturstabilisierten Boxen wurde jeweils versucht so klein wie möglich zu halten, wofür es eine Reihe von Gründen gab. Zum einen steht durch die jeweiligen Schalldämmboxen (siehe Abb. 3.26) in den beiden Labors nur eine begrenzte Aufbauhöhe zur Verfügung steht, zum anderen ist die jeweilige Aufbaufläche auf dem aktiv vibrationsisolierten Breadboard (alter Aufbau: 120 cm × 90 cm, neuer Aufbau: 120 cm × 120 cm) begrenzt. Im weiteren besteht eine Belastungsgrenze von 280 kg für einen Aufbau auf einem AVI System. Und schließlich schafft ein kleineres Volumen homogenere und einfacher zu kontrollierende Bedingungen für die Temperaturstabilität innerhalb der Box.

Als Stellglieder der Temperaturstabilisierung dienen parallelgeschaltete bzw. einzeln geregelte selbstklebende Heizfolien, die auf die sechs jeweiligen Außenseiten der den Resonator umgebenden Metallbox aufgeklebt wurden. Bei der Verwendung von Heizfolien, muß die Soll-Temperatur über der maximalen Labortemperatur liegen, d.h.  $T_{soll} > 23^\circ$ . Zur Temperaturkontrolle dienen aktive Temperatursensoren<sup>11</sup>, die jeweils in der Flächenmitte der Innenseiten der Box mit speziellem Wärmeleitklebstoff<sup>12</sup> eingeklebt sind. Zur unabhängigen Messung der Temperaturstabilität befinden sich jeweils zwei weitere Temperatursensoren an verschiedenen Orten auf den Vakuumkammern selbst. Nur diese können als Referenz für die Qualität der Temperaturstabilisierung herangezogen werden. Die Temperatursensoren zur Regelung befinden sich in einem geschlossenen Regelkreis, deren Signal nur bedingt etwas über die Temperaturfluktuationen im Inneren der Box aussagt. So können beispielsweise während des Einschwingens des Regelkreises die vom Sensor wahrgenommenen Temperaturfluktuationen viel größer sein, als die bereits ausgemittelten Temperaturfluktuationen auf der Vakuumkammer. Außerdem sieht der Sensor nur die lokalen Temperaturfluktuationen, die nicht homogen über die gesamte Fläche der Platte gleich sein müssen. Als genereller Fehler treten die durch die Umgebungstemperaturschwankungen hervorgerufenen

<sup>11</sup>Typ: AD590 im KF- und TO-Gehäuse; Fa. Analog Devices

<sup>12</sup>Fa. Loctite

Offsetschwankungen sowohl der Stabilisierungs-, als auch der Ausleseelektronik auf.

Der freie Raum zwischen den Vakuumkammern und den Aluminium Boxenwänden wurde jeweils mit Styroporteilchen (alte Resonatoren) bzw. mit Watte (neue Resonatoren) (siehe Abb. 3.23) aufgefüllt und dient der weiteren Absorption von Schallwellen, sowie der weiteren Eindämmung von stehenden Schallwellen zwischen den Seitenwänden. Außerdem vermindern sie eine Konvektion der Luft im Inneren der Box. Nach außen hin, ist der Aufbau der Resonatoren ebenfalls gleich. So folgt auf den fünf zugänglichen Seiten der Metallbox eine einhüllende Box (Plattenstärke: 4 cm) aus Styrodur<sup>13</sup>, ein Material das vorwiegend zur Wärme- und Schallisolation verwendet wird. Die äußerste Schicht bilden schließlich aufgeklebte schwarze Armaflex Platten (Plattenstärke: 1,5 cm), um die Übertragung von Schall und die Anregung von stehenden akustischen Wellen in den darunter liegenden starren Boxen zu minimieren. Die weiche Oberfläche soll die Schallwellen unterdrücken und außerdem zur weiteren passiven Wärmeisolation dienen.

Zur Ein- und Auskopplung der Laserstrahlung besitzen die Metallboxen Löcher entlang der optischen Achse. Die Öffnungen der (äußeren) Metallbox sind nur im Fall der neuen Resonatoren mit AR-beschichteten (AR 946 nm) und mit einem Winkel ( $\beta = 7^\circ$ ) versehenen Fenstern ( $d = 5,2$  cm und  $h = 2,5$  cm) bestückt. Diese sind wiederum unter einem Winkel von  $\beta = 5^\circ$  befestigt, um jegliche parallele optische Oberflächen im Strahlengang zu vermeiden, da dies zu unerwünschten parasitären Etalonneffekten führen kann. Um eine mechanische spannungsinduzierte Doppelbrechung in den Fenstern zu vermeiden, wurden diese in einen kreisrunden Rahmen eingespannt und von außen auf die Platten geschraubt.

### Die alten Resonatoren

In den ersten Temperaturstabilisierungsaufbauten wurde ausschließlich ein sogenannter Linearregler (PID-Regler) eingesetzt, der die Heizstromzufuhr zu den Heizfolien abhängig von der Temperaturdifferenz  $\Delta T = T_{soll} - T_{ist}$  regelt. Als Regelsignal für den Heizstrom der Heizfolien, wurde zunächst das Signal des Sensors der Bodenplatte verwendet. Wobei es bei den Heizfolien durch ihre produktionstechnische Form jeweils nicht möglich war die gesamte Fläche einer Platte zu bedecken (Plattenstärke: 5 mm), es konnte jeweils nur eine Dimension angepasst werden, was letztendlich zu unterschiedlichen Heizleistungen pro  $cm^2$ , gerechnet auf die gesamte Plattenfläche, führte. Aus diesem Grund wurden die Heizfolien der Aluminiumbox für den alten ULE-Resonator später mit weiteren externen Widerständen parallel geschlossen, um gleiche Heizleistungen auf den Platten zu erhalten.

<sup>13</sup>Fa. BASF



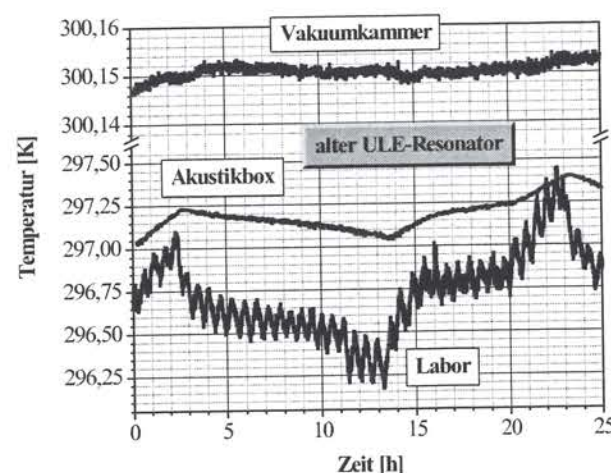


Abbildung 3.20: Temperaturverlauf im Labor bei ausgeschalteter Klimaanlage, innerhalb der Schalldämmbox und auf dem Vakuumzylinder für den alten ULE-Resonator.

Für die Temperaturstabilisierung des alten ULE-Resonators ist eine Soll-Temperatur von  $T_{\text{soll, aULE}} = 300,15 \text{ K} = 27^\circ\text{C}$  eingestellt. Die durchschnittliche Temperaturstabilität auf dem ULE-Vakuumzylinder ist in Abbildung 3.20 zu erkennen. Sehr deutlich ist die Abschwächung der im Labor vorherrschenden Temperaturfluktuationen bei ausgeschalteter Klimaanlage zu sehen. So lange die Klimaanlage in Betrieb ist, beschränken sich diese, selbst bei normalem Laborbetrieb, auf ein Intervall  $\Delta T < 1 \text{ K}$ . Dies bleibt auch für eine gewisse Zeit nach dem Ausschalten der Klimaanlage so, wenn das Labor geschlossen bleibt und keine Geräte angeschaltet sind, wie das im Fall der Messung für Abbildung 3.20 der Fall war. Die Klimaanlage ist ausgeschaltet, da während der späteren Messungen diese auch immer ausgeschaltet wurde, um akustische Störungen zu vermeiden. Die Schalldämmbox dämpft die Temperaturfluktuationen auf eine Bandbreite  $\Delta T \leq 0,3 \text{ K}$ . Die weiteren passiven Isolationsschichten und die aktiv stabilisierte Aluminiumbox schließlich schränken die Kurzzeit-Temperaturfluktuationen auf dem Vakuumzylinder auf  $\pm 2 \text{ mK}$  ein. Über einen Zeitraum von etwa einem Tag liegt die Temperaturvariation bei etwa  $\pm 5 \text{ mK}$ .

Die Zeitkonstante der elektronischen Regelung war etwa 20 min, was sehr lange Einschwingzeiten bei aktiven Temperaturveränderungen oder großen äußeren Temperaturfluktuationen verursachte. Aus diesem Grund wurde eine neue Temperaturstabilisierung entwickelt. Die Regelung beruhte auf einer 2-Punkt-Komparator Schaltung, die den Versorgungsstrom für die Heizfolien regelt in dem sie ihn bei Überschreiten der Soll-Temperatur ausschaltet und wieder einschaltet, wenn die Temperatur die Soll-Temperatur unterschreitet. Die Schaltpunkte für

die Regelung liegen bei  $\pm 5 \cdot 10^{-5} \text{ K}$  gegenüber der eingestellten Soll-Temperatur, dadurch wird das Einschwingverhalten erheblich beschleunigt und genauer vollzogen. Diese Regelung wurde nicht nur für eine Platte angewendet, es wurden alle sechs Platten mit unabhängigen Reglern auf dieselbe Soll-Temperatur stabilisiert. Um auch wirklich eine unabhängige Regelung zu garantieren, wurden die einzelnen Platten thermisch gegeneinander isoliert.

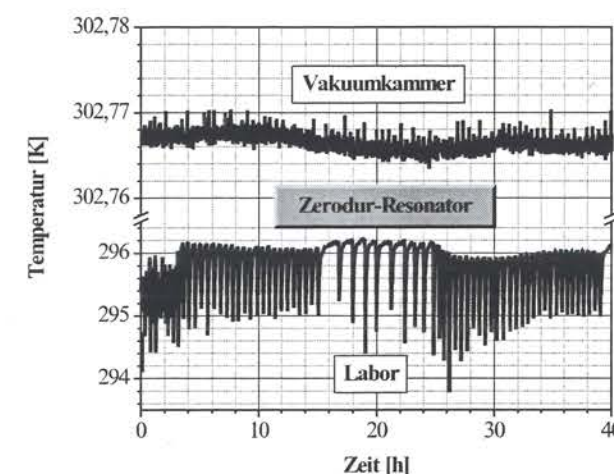


Abbildung 3.21: Temperaturverlauf im Labor bei eingeschalteter Klimaanlage und auf dem Vakuumzylinder für den Zerodur-Resonator.

Die Kurzzeit-Temperaturfluktuationen auf dem Vakuumzylinder hielten sich durch diese neue Art der Temperaturstabilisierung wiederum auf einem Niveau von etwa  $\pm 2 \text{ mK}$  wie in Abbildung 3.21 zu sehen ist. Allerdings sind die Langzeit-Temperaturvariationen gegenüber dem Aufbau bei dem Zerodur-Resonator etwas verringert. Die schnellen und heftigen Temperaturfluktuationen im Labor sind durch das ständige automatische An- und Ausschalten des Klimaanlagegebläses bedingt.

Aus Mangel an einer absoluten Referenz und stetig vorgenommenen Umbauten konnten im Laufe der hier vorgestellten Arbeit keine Messungen gemacht werden, die Aufschluss über die wirkliche Langzeitdrift der Resonatoren geben würde. Es konnten fast ausschließlich nur die jeweiligen vorherrschenden relativen Kurzzeit-Driftraten zwischen zwei Resonatoren bestimmt werden. Nur in einem Fall konnte durch eine Absolutfrequenzmessung mit Hilfe eines Frequenzkamms [URHH99, RHUH99, DJY+00] durch die Kollegen aus der Gruppe von Prof. Hänsch die absolute Drift des Zerodur-Resonators bestimmt werden (siehe Abb. 3.22). Eine Messung der Resonanzfrequenz über ca. 40 min ergibt eine lineare Driftrate von



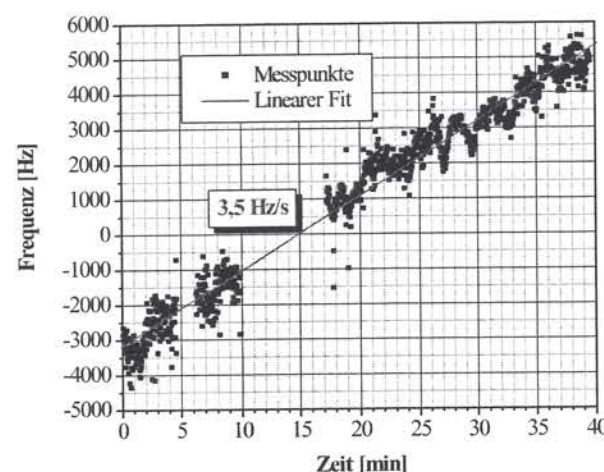


Abbildung 3.22: Messung der absoluten Frequenzdrift des Zerodur-Resonators mit Hilfe eines Frequenzkamms.

3,5 Hz/s (vgl. 2,3 Hz/s [HSM<sup>+</sup>87]). Überlagert sind der linearen Drift allerdings noch schnelle und unregelmäßige Frequenzfluktuationen.

Die Tatsache, dass die temperaturstabilisierte Bodenplatte der Aluminiumbox flächig auf einer Styrodurplatte ( $d = 4$  cm) und einer Spanholzplatte ( $d = 2$  cm) aufliegt, die wiederum auf der Metallplatte des Breadboards befestigt ist, stellt durch die ungenügende thermische Entkopplung zwischen den beiden Metallplatten einen Nachteil dieser Konstruktion dar. Im übrigen kann durch die Öffnungen für den Laserstrahl ständig Frischluft nach innen strömen, was die Temperatursituation auf dem Vakuumzylinder verschlechtern kann, da diese Temperaturschwankungen von den Sensoren nicht registriert werden.

### Die neuen Resonatoren

Der Aufbau der neuen Resonatoren umfasst jeweils zwei (siehe Abb. 3.19) separat und mit unterschiedlichen Elektronik temperaturstabilisierte Boxen. Außerdem wurde bei diesen Aufbauten versucht eine bessere thermische Entkopplung zwischen den Vakuumkammern, den Boxen und der Auflagefläche auf dem AVI-Breadboard zu gewährleisten. Aus diesem Grund wurden für den Vakuumtank und die Ionengetterpumpe nur drei Auflagepunkte gewählt, zwei für den Vakuumtank und eine für die Pumpe (siehe Abb. 3.19). Der Vakuumtank sitzt dabei über zwei Stahlkugeln, die in die Füße des Tanks zur Hälfte versenkt und eingeklebt sind, auf zwei Keramikringen auf, die wiederum ansatzweise in die Bodenplatte der inneren Box versenkt sind. Keramik wurde deshalb verwendet, weil es ein sehr hartes Material mit einer geringen Wärmeleitfähigkeit ( $\lambda_{wl} \approx 1 \text{ W/(m K)}$ )

ist. Der Auflagepunkt für die Pumpe ist ein abgerundeter Vespelkegel, der in einer runden Aluminiumpyramide versenkt ist. Das hartplastikartige Material Vespel hat ebenfalls eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit (siehe Tab. 3.2). Die Bodenplatte der äußeren Box liegt flächig auf einer 4 cm starken Leichtholzplatte auf, die wiederum auf dem Breadboard befestigt ist (siehe Abb. 3.23). Die für die Temperaturstabilisierung verwendeten Heizfolien<sup>14</sup>, entsprechen in ihren geometrischen Ausmaßen diesmal genau den Plattenoberflächen und sind außerdem so beschichtet sind, dass deren letztendliche Heizleistung pro  $\text{cm}^2$  für alle Seiten gleich ist.



Abbildung 3.23: Fotos des Aufbaus der neuen ULE-Resonatoren.

Der Aufbau der Temperaturstabilisierung umfasst hierbei beide bereits vorgestellten Temperaturkontrollsysteme, der linearen Regelung mit Hilfe eines PID-Reglers und der 2-Punkt Regelung mit Hilfe einer Komparatorschaltung. Aus der Erfahrung mit beiden Systeme wurde diesmal die innere Box durch eine 2-Punkt-Regelung stabilisiert, wobei eine 6-kanalige Temperaturelektronik die Stabilisation der sechs thermisch gegeneinander isolierten Platten übernimmt. Die Schaltpunkte für die Regelung liegen bei  $\pm 5 \cdot 10^{-5} \text{ K}$  gegenüber der eingestellten Soll-Temperatur. Die Plattenstärke der inneren Box beträgt 5 mm und besitzt damit genügend Wärmekapazität, um schnelle Innenraumtemperaturfluktuationen zu vermeiden. Als weitere passive Akustik- und Temperaturisolierung zwischen den Wänden der beiden Boxen und auch um akustische Resonanzen im Zwischenraum zu vermeiden, wurde speziell schallabsorbierendes Gewebe aus Schafswolle, das normalerweise in der Audioindustrie Verwendung findet, eingefügt (siehe 3.23). Damit sich Gebäudeschall nicht auf die innere Box überträgt und auch damit der thermische Kontakt zwischen den beiden Bodenplatten der inneren und der äußeren Metallbox vermindert wird, steht diese auf fünf sogenannten Messingspikes, wie sie im HiFi-Bereich eingesetzt werden. Die extrem hohe Punktpressung der Spikes in den speziell angefertigten konisch vertieften

<sup>14</sup>Fa. Telemeter



Tellern aus Vespel ( $d = 3 \text{ cm}$ ,  $h = 1 \text{ cm}$ ), die einen thermischen Kontakt zwischen den Kisten vermeiden sollen, ermöglicht nur eine schlechte Transmissibilität für akustische Wellen. Die Anzahl der Auflagepunkte ist dabei ein Kompromiss zwischen der mechanischen Stabilität und der gleichmäßigen Unterstützung der inneren Kiste samt Vakuumkammer und dem dennoch vorhandenen thermischen Kontakt zwischen äußerer und innerer Box. Die Temperatur der äußeren Box mit einer massiven Plattenstärke von 10 mm wird hingegen über einen Linearregler stabilisiert. Dazu wird die Temperatur der sechs Platten gemittelt und dieses als Regelsignal für die Temperaturregelung verwendet. Die elektronische Regelung ist ein PID-Regler, mit einer Zeitkonstanten von etwa 5 min. Dadurch kann die äußere Box mit ihrer großen Wärmekapazität Temperaturfluktuationen der Umgebung gut dämpfen, und für die innere Box bleiben nur noch geringe Temperaturfluktuationen übrig, die sehr fein kompensiert werden können. Die innere Kiste wird auf ein höheres Temperaturniveau ( $T = 30^\circ\text{C}$ ) stabilisiert als die äußere Box ( $T = 28^\circ\text{C}$ ). Der Grund dafür ist einen konstanten Wärmefluss von innen nach außen zu erhalten. Alles in allem umfasst der Aufbau zur aktiven Temperaturstabilisierung, sowie zur weiteren passiven Wärme- und Schallsolierung ein Volumen von  $77 \times 72 \times 59 \text{ cm}^3$ . Das geschätzte Gesamtgewicht beträgt etwa 100 kg.

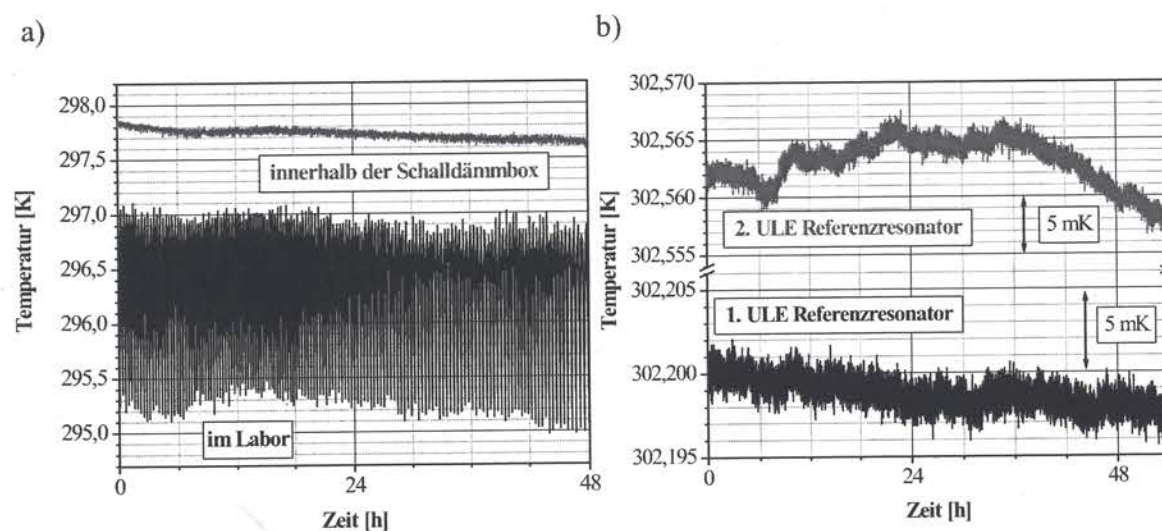


Abbildung 3.24: Temperaturverlauf im Labor bei eingeschalteter Klimaanlage, innerhalb der Schalldämmbox und auf den Vakuumkammern für die ULE-Resonatoren.

Die Qualität der zuvor beschriebenen Maßnahmen der aktiven Temperaturstabilisierung und der passiven Temperaturisolation kann durch die Messung, der auf den Vakuumkammern der Resonatoren verbleibenden Temperaturfluktuationen,

im Vergleich zu den Umgebungsbedingungen, abgelesen werden. Die Abbildung 3.24) zeigt die gleichzeitige Messung des Temperaturverlaufs über zwei Tage im Labor, sowie innerhalb der dauernd geschlossenen Schalldämmbox und auf den beiden Vakuumkammern der Resonatoren. Während die Temperaturfluktuationen im Labor bei eingeschalteter Klimaanlage etwa  $\pm 1 \text{ K}$  betragen, sieht man sehr deutlich die Abschwächung dieser innerhalb der Schalldämmbox auf eine Bandbreite von etwa  $\pm 50 \text{ mK}$  (siehe Abb. 3.24a)). Die, auf den Vakuumkammern, verbleibenden Fluktuationen sind im Bereich von mehreren Minuten etwa  $\pm 0,5 \text{ mK}$  (siehe Abb. 3.24b)) und reichen bereits an die Grenze der Stabilität der Ausselektronik heran. Erst bei längeren Messzeiten zeigen sich mittlere Temperaturveränderungen von wenigen mK.

### 3.4.4 Kontrolle der Langzeitdrift

Für die Frequenzstabilisierung der Lasers auf längeren Zeitskalen (mehrere 10 s) war eine aktive Kontrolle der Langzeitdrift des Referenzresonators angedacht (siehe z.B. [MKNU00]). Aus diesem Grund wurde ein weiterer Nd:YAG Laser bei 1064 nm mit resonatorinterner Frequenzverdopplung des Lichts aufgebaut [OSB<sup>+</sup>02]. Mit Hilfe des IR-Lichts wurde eine aktive Stabilisierung mit dem PDH-Verfahren auf den Referenzresonator vollzogen. Das grüne Licht diente dazu, den Laser mit dem Absorptionsmaximum einer Iodlinie in Resonanz zu halten. Das Fehlersignal der Jodstabilisierung kann dann für die Korrektur einer AOM-Frequenz im Laserlicht des MISERs verwendet werden, so dass die Langzeitstabilität des jodstabilisierten Lasers auf den MISER übertragen wird.

### Die alten Resonatoren

Der erste Aufbau erfolgte bei dem alten ULE-Resonator, dessen Spiegel hierfür extra mit einer Doppelbeschichtung versehen wurden, d.h. für 946 nm und für 1064 nm hochreflektierend beschichtet sind. Mit Hilfe des Jodstandards konnte eine Absolutmessung einer Resonanzfrequenz des Resonators in Abhängigkeit der Temperatur durchgeführt werden. Um in dem von Corning spezifizierten Temperaturbereich für den  $\alpha = 0$  - Wert von  $5^\circ\text{C}$  bis  $35^\circ\text{C}$  abzufahren, wurde in dem ersten Aufbau zur Temperaturstabilisierung des alten ULE-Resonators mit einer temperaturstabilisierten Box gearbeitet, die mit wassergekühlten Peltierelementen ausgestattet. Über einen Zeitraum von mehreren Tagen wurden verschiedene Temperaturen angefahren und jeweils die Resonanzfrequenz einer Longitudinalmode mitprotokolliert (siehe Abb. 3.25).

Die Messung ergab, dass der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  des alten ULE-Resonators den Wert Null erst bei einer Temperatur von  $6^\circ\text{C}$  annimmt und damit am untersten Rand des spezifizierten Bereichs liegt. Aufgrund



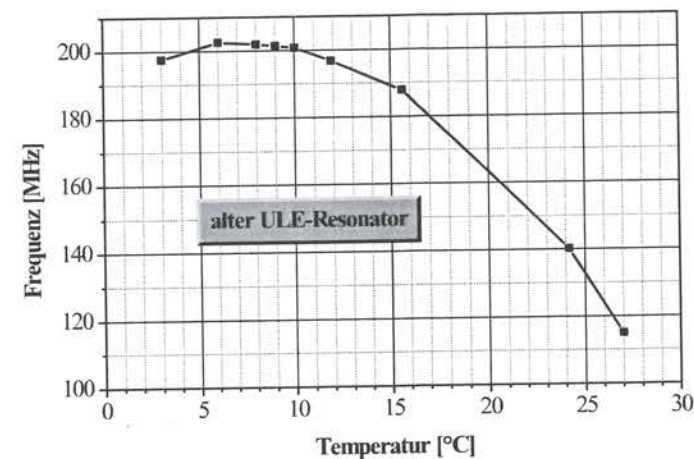


Abbildung 3.25: Temperaturverhalten der Resonanzfrequenz des alten ULE-Resonators zur Bestimmung des minimalen Werts des linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$ .

der durch den stetigen Wasserlauf verursachten Geräusche und der damit erwartenden Beeinflussung der Frequenzstabilität des Resonators, wurde die Option, den alten ULE-Resonator auf die Temperatur der Nullausdehnung zu stabilisieren, nicht weiter verfolgt. Durch die stetig vorgenommenen Umbauten und der zunehmenden Verschlechterung der Spiegeltransmission für beide Wellenlängen, wurde der Versuch der Driftkontrolle ebenfalls nicht weiter verfolgt.

### Die neuen Resonatoren

Bei den neuen Resonatoren wurde keine Doppelbeschichtung mehr auf die Spiegel aufgetragen, so dass zuerst einmal deren Reflektivität für 1064 nm ermittelt werden mußte. Die Vermessung der Linienbreite der neuen ULE-Resonatoren ergab allerdings nur eine Finesse von etwa 1000. Damit konnte allerdings keine ausreichende Stabilität des auf den Resonator stabilisierten Lasers hergestellt werden, um Drift oder sonstige Temperaturfluktuationen im gewünschten Zeitfenster zu detektieren. Aus diesem Grund wurde der Plan der Langzeitstabilisierung der neuen Resonatoren wieder aufgegeben. Das Abfahren eines größeren Temperaturbereichs zur Messung der Temperaturabhängigkeit einer Resonanzfrequenz der Resonatoren, wie das im Fall des alten ULE-Resonator geschah, war aufgrund der Temperaturstabilisierung mit Hilfe von Heizfolien nicht möglich.

## 3.5 Vergleich zweier Labors

Der Aufbau der neuen Resonatoren wurde aus Platzgründen in einem neuen Labor vollzogen. Während das alte Labor im 1.Obergeschoß liegt, versprach das neue Labor im Erdgeschoß ein geringeres Vibrationsniveau, da dessen optischer Tisch auf einem, vom restlichen Gebäude vollkommen abgetrennten Fundament, bestehend aus einem 300 t schweren Betonblock, steht.

### 3.5.1 Vergleich der Akustik

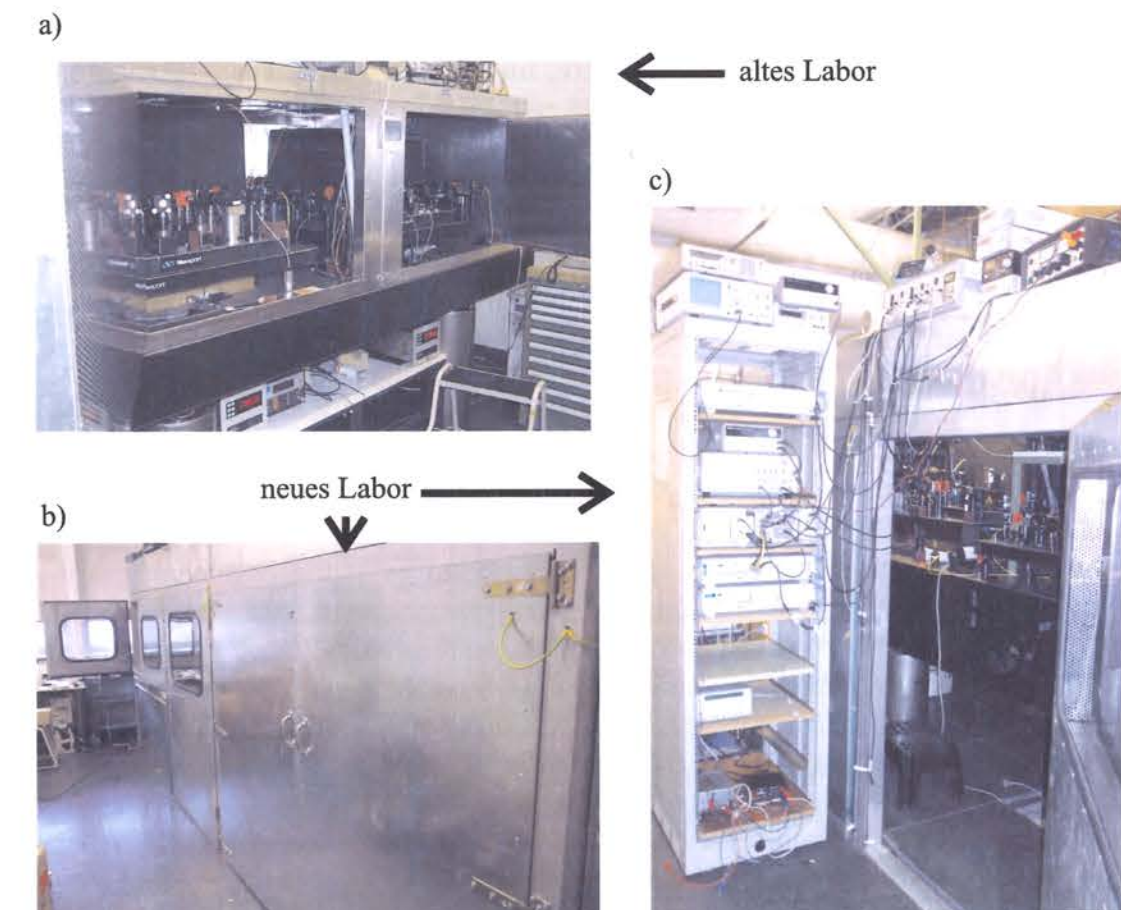


Abbildung 3.26: Fotos der Schalldämmbox in den beiden Labors.

In den beiden Labors wurde jeweils eine Schalldämmbox unterschiedlicher Größe installiert (siehe Abb. 3.26). Im alten Labor ist die Schalldämmbox lediglich ein Aufbau auf den optischen Tisch und entsprechend bemessen ( $250 \times 150 \times 80 \text{ cm}^3$ ) (siehe Abb. 3.26a)) (siehe auch [HFH86]). Um dort nach wie vor die Möglichkeit



zu haben, die pneumatischen Füße des Tisches aufzupumpen, durfte das Gewicht der Box nicht zu schwer werden ( $m \approx 30 \text{ kg}$ ), weshalb Aluminium verwendet wurde. Außerdem bietet die Box durch einen modularen Aufbau die Möglichkeit des schnellen Auf- und Abbaus.

Im neuen Labor hingegen befindet sich eine aus massiven Eisenblechen und Stahlträgern aufgebaute Schalldämmbox, die den gesamten optischen Tisch umschließt und noch groß genug ist ( $5,30 \times 2,30 \times 1,95 \text{ m}^3$ ), das Innere der Box zu begehen (siehe Abb. 3.26c), um einen besseren Zugang zum optischen Tisch zu haben. Die Box ist, im Gegensatz zum optischen Tisch, der auf dem separaten Fundament steht, auf dem Laborboden und damit mit dem Fundament des umgebenden Gebäudes verbunden. Der Aufbau der Schalldämmboxen ist im Prinzip gleich: Die Innenseite besteht jeweils aus einem perforiertem Lochblech, dahinter befindet sich eine Schicht aus Steinwolle ( $d = 8 \text{ cm}$ ) und nach außen hin schließt die Box in dem einen Fall mit einer Eisenplatte, im anderen Fall mit einem Aluminiumblech ab.

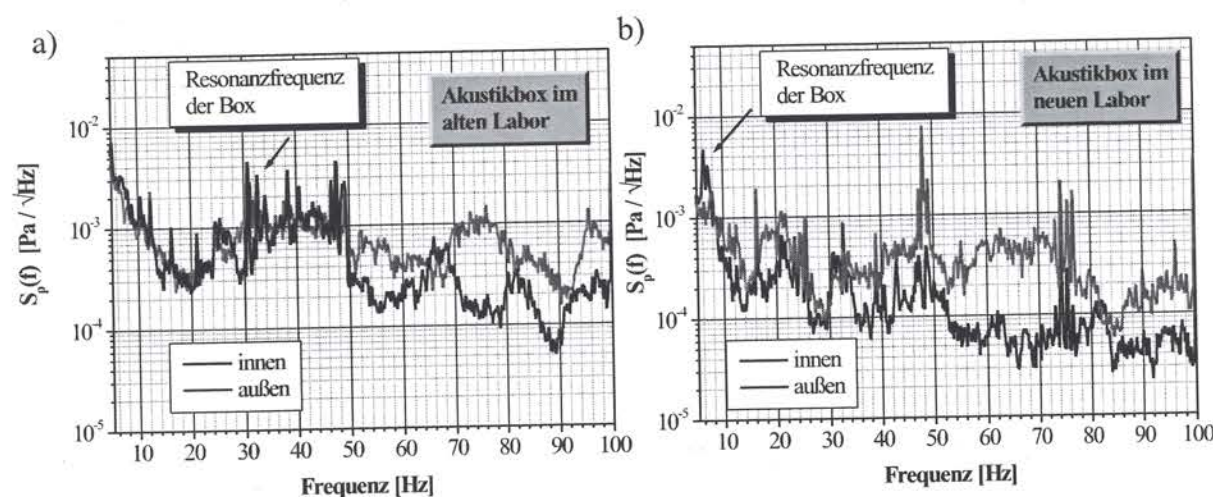


Abbildung 3.27: Vergleich der Schalldämmeigenschaften der Schalldämmboxen in den beiden Labors.

Zur Bestimmung des Schalldämmverhaltens wurden Messungen in den Boxen der zwei Labors durchgeführt (siehe Abb. 3.27). Dafür wurde ein speziell für das untere Frequenzband empfindliches Mikrofon<sup>15</sup> verwendet, das jeweils im Inneren der Box platziert wurde. Als Referenz dient die Messung des Schalldrucks außerhalb der Box. Um einen höheren Lautstärkepegel zu haben, war in allen Fällen die Klimaanlage eingeschaltet. Bei der Schalldämmbox im alten Labor (siehe Abb. 3.27a)) liegt die Resonanzfrequenz bei 33 Hz, ab der auch die Schalldämmung

<sup>15</sup>Fa. Brüel&Kjaer

einsetzt. Richtig deutlich wird sie allerdings erst bei Frequenzen  $> 49 \text{ Hz}$ . Im Fall der großen Schalldämmbox im neuen Labor (siehe Abb. 3.27b)) liegt die Resonanzfrequenz bereits bei 6 Hz und ebenso zeigt die Schalldämmbox auch ab dieser Frequenz bereits eine geringe Dämmung des äußeren Schallpegels. Deutlich tritt das allerdings erst bei Frequenzen  $> 35 \text{ Hz}$  zu Tage.

### 3.5.2 Vergleich der seismischen Vibrationen

Neben der großen Schalldämmbox bietet das neue Labor den Vorteil eines separaten Fundaments, das vollkommen vom Rest des Gebäudes und damit von dessen Schwingungen entkoppelt ist. Die Messungen der Vibrationsrauschkurve (siehe Abb. 3.28) zeigen dementsprechend, dass das Rauschniveau größtenteils geringer ist, als im alten Labor.

Vor allem in der vertikalen Achse (siehe Abb. 3.28a) und b)) zeigt der optische Tisch auf dem separaten Fundament ein geringeres Rauschniveau. Der Unterschied beträgt dabei bis zu einer Größenordnung bei Frequenzen  $> 25 \text{ Hz}$  (siehe Abb. 3.28b)). Für die Horizontalachsen (siehe Abb. 3.28c) und d)) zeigt sich auf dem separaten Fundament nur ein geringfügig verbessertes Rauschniveau. Für die Ost-West Schwingungen erweist sich die Schwingungsamplitude für kleine Frequenzen im alten Labor sogar als geringer, als die auf dem separaten Fundament gemessene Amplitude (siehe Abb. 3.28c)). Für die Nord-Süd Richtung ergibt sich dagegen wiederum ein verringertes Rauschspektrum auf dem separaten Fundament, was im Bereich von 5 Hz bis 10 Hz besonders deutlich wird (siehe Abb. 3.28d)). Auffallend bei den Messungen ist, dass sich spezifische Vibrationsfrequenzen in beiden Labors finden, wie z.B. 12,4 Hz und 16,3 Hz. Diese Schwingungen treten sowohl in vertikaler, als auch in beiden horizontalen Schwingungsrichtungen auf. Selbst andere Labors in unserem Institut, sowie das Gelände außerhalb des Gebäudes und sogar ein etwa 1 km entferntes Gebäude wiesen die selben Vibrationen auf, deren Ursprung allerdings letztlich nicht geklärt werden konnte. Eine weitere deutliche Vibration tritt bei 19,3 Hz auf, die allerdings spezifisch für unser Institut ist, d.h. in verschiedenen Labors des Gebäudes deutlich auftritt, allerdings außerhalb nicht mehr präsent ist. Eine weitere Vibration bei 15,0 Hz hingegen tritt z.B. in der vertikalen Richtung und der Ost-West Richtung nur in dem alten Labor auf, nicht jedoch auf dem separaten Fundament oder in anderen Teilen des Instituts.



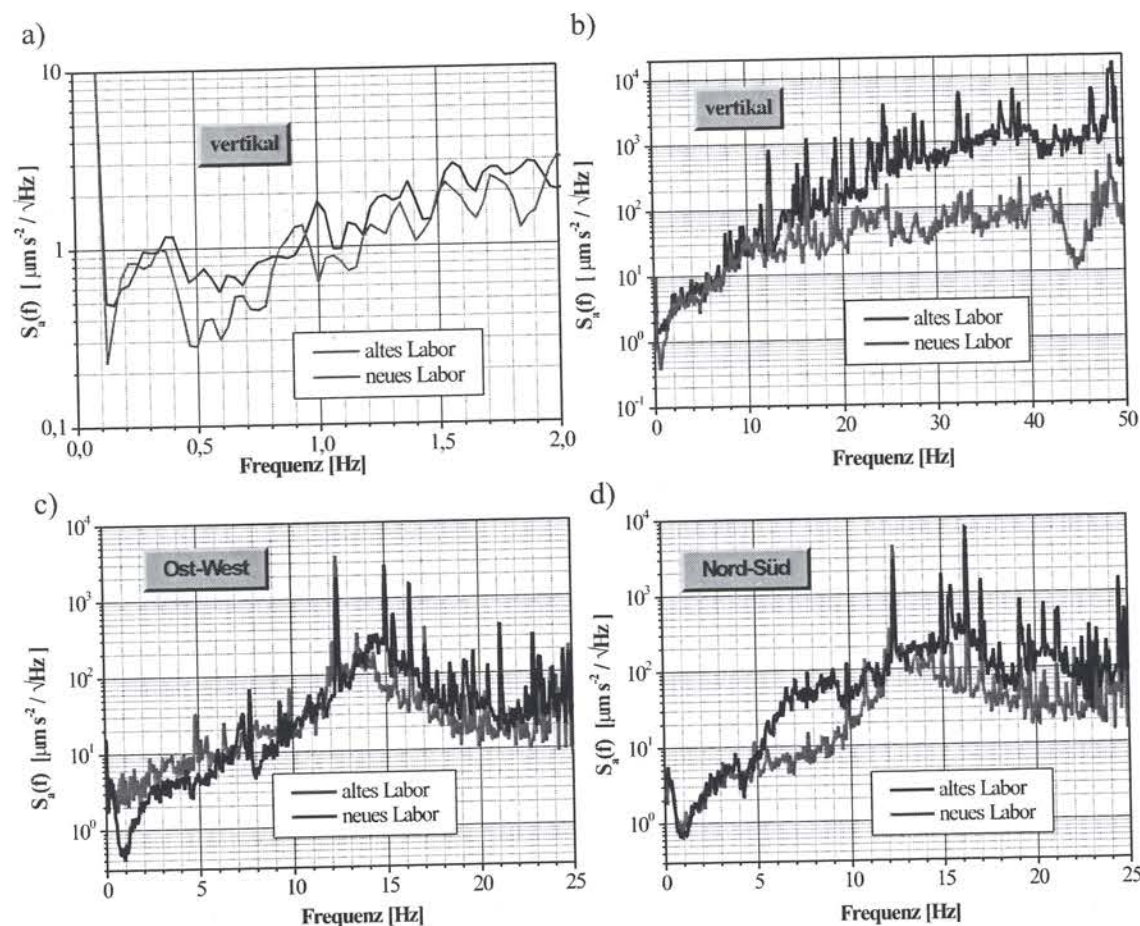


Abbildung 3.28: Vergleich der Vibrationsrauschspektren der beiden Labors in drei verschiedenen Richtungen.

## 4 Laserfrequenzfluktuationen: Charakterisierung und Messtechniken

Bei der Charakterisierung eines Lasers als Frequenznormal wird ein Maß für dessen Frequenzstabilität verlangt, das Informationen über den zeitlichen Ablauf und die statistische Natur der Frequenzfluktuationen enthält. Damit verbunden sollen aus so einem Maß einerseits Rückschlüsse auf die Ursachen der Frequenzschwankungen und deren statistischer (bzw. deterministischer) Charakter möglich sein, andererseits soll aber auch ein Vergleich verschiedener Frequenznormale ermöglicht werden. Den Vorschlägen der amerikanischen *IEEE*-Gesellschaft und des *National Institute of Standards and Technology*, *NIST*, folgend, hat man sich auf die Verwendung zweier Größen als Maß für die Frequenzfluktuationen geeinigt [BCC<sup>+</sup>71,SAHW90]: der Allan-Varianz im Zeitbereich und der spektralen Leistungsdichte der Frequenzschwankungen im Frequenzbereich, die im folgenden vorgestellt werden. In der Spektroskopie jedoch interessiert überwiegend die effektive spektrale Linienbreite, die durch die fluktuierende Laserfrequenz in der Messzeit  $\tau$  erzeugt wird, denn von deren Breite ist das Auflösungsvermögen des Laserspektrometers abhängig. Diese Größen können in unterschiedlichen Messkonfigurationen gewonnen werden, die eine unterschiedliche Aussagekraft bezüglich der Absolut-Frequenzstabilität eines Lasers haben. Hierauf wird im Anschluss im Detail eingegangen.

### 4.1 Methoden der Charakterisierung von Frequenzrauschen

Um Frequenzstabilität zu charakterisieren, ist es üblich, dimensionslose Einheiten zu verwenden. Dementsprechend ist die normierte (relative) Frequenzfluktuation  $y(t)$  folgendermaßen definiert [RW91]:

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \quad (4.1)$$

Dabei ist  $\nu(t)$  die aktuelle Frequenz und  $\nu_0$  die nominelle Frequenz des Oszillators.



Diese Größe kann als Basis für Vergleiche zwischen Oszillatoren mit verschiedenen nominellen Frequenzen verwendet werden.

#### 4.1.1 Die Spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen

Die spektrale Leistungsdichte mißt die Verbreitung der Signalenergie im Fourierfrequenzraum, d.h. welche Signalschwankungen wie stark bei den verschiedenen Fourierfrequenzen auftreten. Die Leistungsdichte einer allgemeinen Größe  $x$  wird angegeben als  $S_x(f)$  mit der Einheit  $[x^2/\text{Hz}]$ , wobei das „pro Hz“ bedeutet, dass die Frequenzskala auf 1 Hz-Bandbreite normiert wird.

Im Fall von Frequenznormalen wird die spektrale Leistungsdichte in der Regel für die Beschreibung des Kurzzeitverhaltens der Laserfrequenz verwendet. Man bezeichnet diese Größe in dem Fall als spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen (*spectral density of frequency fluctuations*)  $S_{\Delta\nu}(f)$  mit der Einheit  $[\text{Hz}^2/\text{Hz}]$  bzw.  $\sqrt{S_{\Delta\nu}(f)}$  mit der Einheit  $[\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}]$ . Diese Form kann aus  $S_y(f)$  durch folgenden Zusammenhang berechnet werden [Rut78, RW91]:

$$S_{\Delta\nu}(f) = S_y(f) \cdot \nu_0^2 \quad (4.2)$$

Die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen  $S_{\Delta\nu}(f)$  geht hervor aus der Betrachtung der Autokorrelationsfunktion der momentanen Frequenzabweichung  $\Delta\nu(t)$  von der Frequenz  $f$  und deren Fouriertransformierten [Rut78, RW91]. Dabei sind spektrale Dichten theoretische Konzepte, die von einem unendlichen Frequenzbereich mit einer zeitlich nicht begrenzten Messzeit ausgehen. Reale Messungen können nicht unendlich lange dauern, so dass Schwankungen bei sehr kleinen Frequenzen z.B. nicht erkannt werden können. Das Datenaufnahmesystem besitzt also in diesem Sinne ein Hochpassverhalten. Andererseits ist den hohen Frequenzen durch das Messsystem wiederum eine Grenze gesetzt. Die Fourierfrequenzen, bei denen sinnvolle Aussagen über die spektrale Dichte getroffen werden können, sind daher bei der Messung durch eine untere und eine obere Grenzfrequenz bestimmt. Da  $\Delta\nu(t)$  nur in einem endlichen Zeitintervall  $t$  analysiert werden kann, ist es, unter der Annahme, dass das Rauschen zeitlich periodisch ist, möglich, dieses in eine Fourierreihe zu zerlegen [DR58].

Die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen  $S_{\Delta\nu}(f)$  ist damit definiert als:

$$S_{\Delta\nu}(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_n|^2 \delta(f - nf_0) \quad \text{mit: } f_0 = 1/t \quad (4.3)$$

$S_{\Delta\nu}(f)$  ist somit eigentlich die Fourieranalyse aller frequenzmodulierenden Störprozesse und gleich dem Betragsquadrat aus Frequenzhub des Rauschens bei des-

sen Fourierfrequenz  $f$ . Üblicherweise wird die Wurzel  $\sqrt{S_{\Delta\nu}(f)}$  davon angegeben, die damit ein Maß für den Frequenzhub einer Modulation der Laserfrequenz  $\nu_l(t)$  bei der Fourierfrequenz  $f$  ist. Diese Definition ist wichtig für das Verständnis der Verknüpfungen der spektralen Leistungsdichte mit der Allan-Varianz und der Linienbreite.

Die spektralen Leistungsdichten von stabilen Frequenznormalen können in einem begrenzten Frequenzintervall oft durch folgendes Potenzgesetz genähert werden [Rut78, RW91]:

$$S_{\Delta\nu}(f) = \sum_{\alpha=-2}^{+2} h_{\alpha} f^{\alpha} \quad (4.4)$$

Der Exponent  $\alpha$  ist dabei charakteristisch für die Art des Rauschprozesses und kann Werte von  $-2, -1, 0, 1$  und  $2$  annehmen. Die Konstante  $h_{\alpha}$  ist ein Maß für das Rauschniveau.

Da üblicherweise die Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen als  $\sqrt{S_{\Delta\nu}(f)}$  angegeben wird, ergibt sich folgendes Potenzgesetz:

$$\sqrt{S_{\Delta\nu}(f)} \propto f^{\frac{\alpha}{2}} \quad (4.5)$$

Anschaulich ergibt sich dafür folgendes Bild:

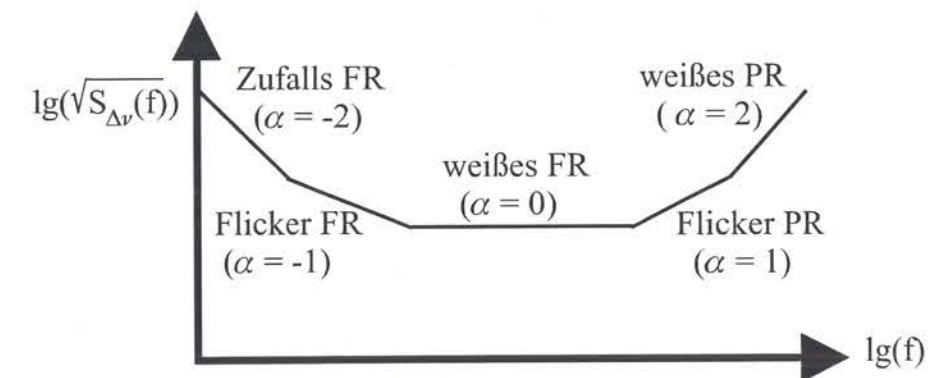


Abbildung 4.1: Verhalten der spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen in Abhängigkeit von dem Exponenten  $\alpha$  in einer doppellogarithmischen-Auftragung (FR: Frequenzrauschen, PR: Phasenrauschen).

Das sogenannte Zufallsrauschen (*random walk frequency noise*) wird durch den Einfluss der Laserumgebung hervorgerufen und bezeichnet thermisches Driftverhalten über unterschiedliche Zeitskalen die nicht-lineares Verhalten zeigen, sowie



Störungen hervorgerufen durch unkorreliert auftretende Vibrationen. Das Flicker-Rauschen oder  $1/f$ -Rauschen tritt vornehmlich in elektronischen Schaltungen bis in den kHz-Bereich auf. Das weiße Frequenzrauschen oder Schrotrauschen stellt den größten Rauschbeitrag dar und tritt bis in den MHz-Bereich auf. Das Flicker-Phasenrauschen wird ebenso durch elektronische Schaltungen verursacht und ist bis in den MHz-Bereich präsent. Und schließlich dominiert bei hohen Frequenzen bis zu einigen zehn MHz das weiße Phasenrauschen, bei dem ein entsprechendes konstantes Phasenrauschen vorliegt.

In der Regel liegt eine Mischung verschiedener Rauscharten vor. Die spektrale Leistungsdichte ist dann die Superposition der entsprechenden Potenzgesetze. Falls das Laserfrequenzrauschen nur weißes Rauschen enthält, ist die Linienform des Lasers lorentzförmig mit der Linienbreite  $\Delta\nu_{ST}$  [ST58]. Welches Rauschen die Vorherrschaft hat, hängt von der Art des Lasers ab, so haben schmalbandige diodengepumpte Festkörperlaser z.B. bemerkenswerte Anteile von Flicker- und Zufallsrauschen [MA97]. Spitzen bei einzelnen Fourierfrequenzen zeigen zum einen das Auftreten von periodischen (deterministischen) Störungen der Laserfrequenz auf und zum anderen aber auch Frequenzfluktuationen durch zufällig auftretende Störungen. Im Fall einer kontinuierlichen Frequenzdrift versagt die spektrale Leistungsdichte allerdings.

Spektrale Leistungsdichten der Frequenzfluktuationen werden mit einem Fast-Fourier-Transform- bzw. einem Spektrum-Analysator gemessen. Dabei ist es wichtig die y-Achse des gemessenen Spektrums mit Hilfe eines kalibrierten Frequenzdiskriminators (z.B. eines Fabry-Perot-Resonators) in eine Frequenzskala umzuwandeln und die Messwerte auf eine Frequenzbandbreite von einem Hertz zu normieren, um auf die oben genannten Einheiten zu kommen.

#### 4.1.2 Die Allan-Varianz

Die Allan-Varianz  $\sigma_y^2(\tau)$  charakterisiert das zeitliche Verhalten der Frequenzstabilität eines Oszillators [All87b]. Die Allan-Standardabweichung  $\sigma_y(\tau)$  als die Wurzel aus der Allan-Varianz gibt den einheitenlosen relativen Erwartungswert an, um wieviel der über eine Zeit  $\tau$  gebildete Frequenzmittelwert sich innerhalb einer Wartezeit von wiederum  $\tau$  gegenüber der nominellen Frequenz weiterentwickelt. Bei der Definition der Allan-Varianz geht man von der momentanen relativen Frequenzabweichung  $y(t)$  aus, die selbst keine Observable ist. Eine reale und experimentell zugängliche Frequenzmessung kann niemals eine instantane Frequenzmessung sein, sondern ist immer eine Mittelung über ein bestimmtes Zeitintervall  $\tau$ , die sog. Messzeit.

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt \quad \text{mit} \quad t_{k+1} = t_k + \tau \quad (4.6)$$

Um nun die Frequenzfluktuationen des Oszillators statistisch behandeln zu können, mißt man  $y(t)$  immer wieder in direkt aufeinander folgenden Messungen, d.h. ohne Totzeit dazwischen, um schließlich einen ganzen Satz von Messwerten zu haben, der nun statistisch analysiert werden kann.

Die Allan-Varianz oder Paar-Varianz (*two-sample variance*) wurde eingeführt da die klassische Varianz (Standardabweichung) für manche Rauscharten (z.B. Flicker-Rauschen im Kurzzeitbereich und Driften im Langzeitbereich) divergiert [All66, All87b, All87a]. Die Angabe der klassischen Varianz ist nur bei weißem Rauschen sinnvoll. Um die Allan-Varianz zu berechnen, benutzt man eine Serie von  $k$  aufeinander folgenden Frequenzmesswerten, die jeweils über einen bestimmten Zeitraum  $\tau$  gemittelt wurden [Rut78, RW91], und berechnet jeweils die Varianz für zwei Nachbarwerte  $\bar{y}_k$  und  $\bar{y}_{k+1}$ . Anschließend wird über die so entstandenen  $N-1$  Paar-Varianzen gemittelt. Die endgültige Definition der Allan-Varianz lautet nun:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{k=1}^{N-1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \quad (4.7)$$

Die Allan-Varianz gibt die Varianz der Messwerte  $y_k$  als Funktion der Mittelungszeit  $\tau$  wieder, d.h. je stärker die einzelnen jeweils über einen Messzeitraum  $\tau$  ermittelten Messwerte voneinander abweichen, desto größer ist  $\sigma_y^2(\tau)$ . Für weißes Frequenzrauschen geht die Allan-Varianz mit dem Limes  $N \rightarrow \infty$  wieder gegen die wahre Varianz. Für die anderen Rauscharten divergiert die Allan-Varianz nicht und zeigt stattdessen sogar ein charakteristisches Potenzgesetz [All66, Rut78, All87b, All87a]:

$$\sigma_y^2(\tau) \propto \tau^\mu \quad (4.8)$$

Der Exponent  $\mu$  kann dabei die Werte  $-2, -1, 0, 1$  und  $2$  annehmen. In der Regel wird jedoch die Allan-Standardabweichung angegeben, was zu folgender Beziehung führt:

$$\sigma_y(\tau) \propto \tau^{\frac{\mu}{2}} \quad (4.9)$$

Die Allan-Standardabweichung wird der Einfachheit und der allgemein so üblichen Bezeichnung wegen von nun an Allan-Varianz genannt. Anschaulich ergibt sich für diese der Zusammenhang, wie er in Abbildung 4.2 zu sehen ist.

Die Allan-Varianz eignet sich nicht zur Unterscheidung zwischen weißem Phasenrauschen und Flicker-Phasenrauschen, da beide die gleiche Steigung in der doppellogarithmischen Auftragung zeigen. Dies ist möglich mit der modifizierten Allan-Varianz [All87b, All87a, RW91]. Die Allan-Varianz kann dagegen Driften



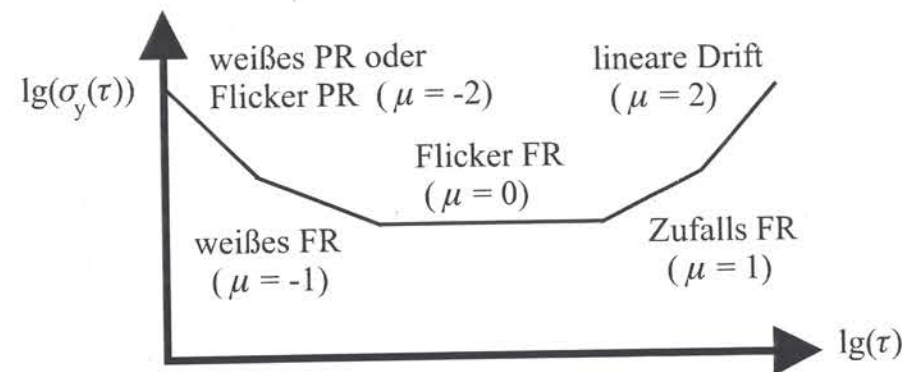


Abbildung 4.2: Verhalten der Allan-Varianz in Abhängigkeit von dem Exponenten  $\mu$  in einer doppellogarithmischen-Auftragung (FR: Frequenzrauschen, PR: Phasenrauschen).

sehr gut darstellen, da  $\sigma_y(\tau)$  dann mit der Zunahme der Messintervallzeit ansteigt. Wichtig für die Messung der Frequenzwerte ist es einen Frequenzzähler zu benutzen, der frei von Totzeiten zwischen den Messintervallen ist, da ansonsten die Varianzberechnung verfälscht sein kann [BCC<sup>+</sup>71, Les83].

#### 4.1.3 Die Linienbreite

Die Linienbreite eines Lasers ist wohl einer der intuitivsten Begriffe zur Charakterisierung der Frequenzstabilität eines Lasers, da diese ein Maß für die Frequenzauflösung des Lasers in der Spektroskopie darstellt, wozu er üblicherweise eingesetzt wird. Ein anschauliches Beispiel hierfür ist das vorliegende Experiment eines atomaren Frequenznormals und der dazugehörigen spektroskopischen Auflösung einer schmalen natürlichen Linienbreite eines Indium-Ions. Allerdings treten bei der Charakterisierung des Lasers durch die Linienbreite Probleme auf, da das zu erwartende Auflösungsvermögen nicht immer mit der spektroskopischen Auflösung übereinstimmt. So ist beispielsweise die Geschwindigkeit, mit der der Laser über die Resonanz eines Atoms oder Ions durchgestimmt wird, entscheidend für die erreichbare spektrale Auflösung, bevor die natürliche Linienbreite eines Überganges aufgelöst werden kann. Bei einer zu schnellen Durchstimmung wird die Auflösung fourierbegrenzt, bei einer Reduzierung der Durchstimmungsgeschwindigkeit, d.h. bei einer Erhöhung der Spektroskopiezeit, kommen Frequenzdrift-Effekte des Lasers immer stärker zum Vorschein. Demnach ist eine Zeitangabe für die ermittelte Laserlinienbreite immer erforderlich. Kurzzeitschwankungen der Laserfrequenz mitteln sich dabei mit zunehmender Messzeit immer weiter heraus, während der Einfluss der Langzeitstabilität immer bedeutender wird.

Die Messung der Laserlinienbreite erfolgt immer über eine Schwebungssignalmessung zweier Laserstrahlen, die auf einer schnellen Photodiode überlagert werden,

und anschließend mit Hilfe eines Fast-Fourier-Transform Analysators ausgewertet wird. Unter der Annahme, dass beide Lasersysteme die gleichen Frequenzstabilitäten besitzen, läßt sich die individuelle Laserlinienbreite mit Hilfe einer Division der Schwebungssignallinienbreite durch  $\sqrt{2}$  ermitteln [Rut78].

#### 4.1.4 Verknüpfung der spektralen Leistungsdichte mit der Allan-Varianz

Eine Verknüpfung der Zeitdomäne mit der Frequenzdomäne ist wichtig für die Charakterisierung der Frequenzfluktuationen eines Oszillators, da nur beide Bereiche gemeinsam ein Gesamtbild seiner Frequenzstabilität abgeben. Außerdem kann in manchen Fällen nur die Messung in einem der beiden Bereiche vorgenommen werden, so dass man dadurch die Möglichkeit erhält, auch eine Aussage in dem anderen Bereich zu machen.

Die spektrale Leistungsdichte beinhaltet die maximale Information über die Frequenzstabilität eines Oszillators. Dabei läßt sich die wahre Allan-Varianz mit folgender Beziehung aus der spektralen Leistungsdichte berechnen [CS66, Rut78, RW91]:

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^\infty S_{\Delta\nu}(f) \frac{2 \sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df \quad (4.10)$$

Bei der Konvertierung geht Information verloren, so dass eine Rückkonvertierung nur bedingt möglich ist [Rut78, RW91], so z.B. wenn an Hand der Steigung der Allan-Varianz in einer doppellogarithmischen-Auftragung der Rauschprozeß eindeutig ermittelt werden kann. Eine generelle Rücktransformation ist nicht möglich. Besitzt die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen ausgeprägte Spitzen bei bestimmten Störfrequenzen, so kann es zu einem Oszillationsverhalten der Allan-Varianz in der doppellogarithmischen Auftragung kommen.

#### 4.1.5 Verknüpfung der spektralen Leistungsdichte mit der Linienbreite

Die Schlüsselbeziehung zwischen der spektralen Leistungsdichte und Linienbreite ist von Elliot et al. abgeleitet worden [ERS82]. Dabei wird ein Laser betrachtet, der mit einem gaußschen Frequenzrauschen moduliert wird. Falls für die mittleren (*root-mean-square*) Frequenzfluktuationen  $\Delta\nu_{rms}$  innerhalb einer bestimmten Analysebandbreite  $B$  gilt:  $\sqrt{\langle(\Delta\nu)^2\rangle} = (\Delta\nu_{rms}) \ll B$ , dann ist die Laserlinienform lorentzförmig mit folgender Linienbreite:



$$\Delta\nu_l = \frac{\pi(\Delta\nu_{rms})^2}{B} = \pi S_{\Delta\nu} \quad (4.11)$$

Für den entgegengesetzten Fall  $\Delta\nu_{rms} \gg B$  wird eine gaußsche Linienform vorhergesagt mit der Linienbreite:

$$\Delta\nu_l = 2,35 \Delta\nu_{rms} \quad (4.12)$$

Diese Formeln können allerdings nur eine Vorstellung von der Größenordnung der Laserlinienbreite geben, da in realen Spektren die Näherungen für die Modulationsindizes nicht erfüllt sind. Aus diesem Grund muß ein komplizierterer Zusammenhang zwischen der spektralen Dichte der Frequenzfluktuationen  $S_{\Delta\nu}(f)$  und der spektralen Leistungsdichteverteilung des Laserfeldes  $S_{\Psi}(f)$  (Oszillatorleistung), verwendet werden [ERS82].

$$S_{\Psi}(f) = \Psi_0^2 \int_0^{\infty} d\tau \cos(2\pi f\tau) \cdot \exp \left[ -2 \int_0^{\infty} df' S_{\nu}(f') \frac{\sin^2(\pi f'\tau)}{f'^2} \right] \quad (4.13)$$

Die Linienform  $S_{\Psi}(f)$  des Lasers lässt sich also durch eine zweifache numerische Integration der spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen berechnen. Ganz entscheidend für die Berechnung sind die Festsetzung der Integrationsgrenzen, was zum einen durch die Frequenzauflösung und die zugehörige Analysebandbreite festgelegt ist, und zum anderen durch die Messzeit vorgegeben ist. Die Schwierigkeit mit dieser Formel ist, dass auch sie für ein Gaußsches Frequenzrauschen berechnet wurde, was allerdings in der Praxis selten der Fall ist. Insbesondere die Rauschsituation im unteren Frequenzbereich ist beim Berechnen der Linienbreite entscheidend, da Störungen bei niedrigeren Frequenzen einen viel größeren Einfluss auf die Laserlinienbreite haben, als höhere Frequenzen.

Eine weitere Methode zur Berechnung der Laserlinienbreite ist die FM-Analyse. Die spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen gibt Auskunft über die Modulationsindizes  $m_i(f)$  der Frequenzfluktuationen bei den Fourierfrequenzen  $f_i$ . Die Laserlinienbreite nimmt ungefähr die Frequenzbreite ein, bei der der Modulationsindex groß genug ist, um genügend Leistung in dieses Seitenband zu transferieren:

$$P_{sb} \approx \left( \frac{FM\text{-Amplitude}}{FM\text{-Frequenz}} \right)^2 = m^2 \quad (4.14)$$

Damit wird auch klar, dass Störungen im niedrigeren Frequenzbereich viel mehr zur Laserlinienbreite beitragen, als höhere ( $1/f^2$ -Abhängigkeit).

Es fehlt jetzt noch der Zusammenhang zwischen dem Modulationsindex und dem gemessenen Leistungsdichtespektrum. Dieser ergibt sich zu:

$$m = \sqrt{\frac{2 S_{\Delta\nu}}{f}} \quad (4.15)$$

Der zusätzliche Faktor 2 kommt daher, da das Rauschen des oberen und des unteren Seitenbandes relativ zur Trägerfrequenz, d.h. zu derselben positiven Frequenz, heruntergemischt und inkohärent addiert wird.

Damit kann man jetzt eine Linie mit  $m = 1$  in jeden Plot einer Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen zeichnen und dabei abschätzen, welche Störfrequenzen zur Linienbreite beitragen, da sie an die  $m=1$ -Linie heranreichen, und welche nicht. Die Störfrequenz, die als erste den Wert  $m = 1$  erreicht, kann als Abschätzung für die zu erwartende Laserlinienbreite gelten [SHH88].

Ansonsten kann man mit Hilfe der diskreten Fourier-Analyse [OS75] ebenso die zu erwartende Laserlinienbreite berechnen. Durch die Aufintegration der einzelnen Modulationsindizes bei den verschiedenen Fourierfrequenzen und einer anschließenden diskreten Fouriertransformation, kann auf die Linienbreite des Oszillators bei den gegebenen Frequenzfluktuationen zurückgeschlossen werden.

## 4.2 Messtechniken zur Bestimmung der Laserfrequenzstabilität

Es gibt zwei grundsätzlich verschiedene Messtechniken zur Charakterisierung der Laserfrequenzstabilität, die Fehlersignalanalyse und die Schwebungssignalanalyse. Der grundsätzliche Unterschied zwischen diesen beiden Methoden ist, dass für die Fehlersignalanalyse nur ein Laserstrahl benötigt wird, wohingegen für die Schwebungssignalanalyse zwei Laserstrahlen notwendig sind. Zusätzlich zu den beiden Analysemethoden existieren auch noch jeweils zwei Messkonfigurationen, wobei entweder nur ein Referenzresonator oder zwei unabhängige Referenzresonatoren zum Einsatz kommen.

### 4.2.1 Die Fehlersignal-Analysemethode und die Schwebungssignal-Analysemethode

Für die Fehlersignalanalyse gibt es zwei Konfigurationen: Für den Fall das nur ein Referenzresonator zur Verfügung steht wird der Laser auf diesen stabilisiert und das entsprechende Fehlersignal bei geschlossener Regelschleife zur Analyse herangezogen (siehe Abb. 4.3). Daraus lässt sich die spektrale Leistungsdichte der



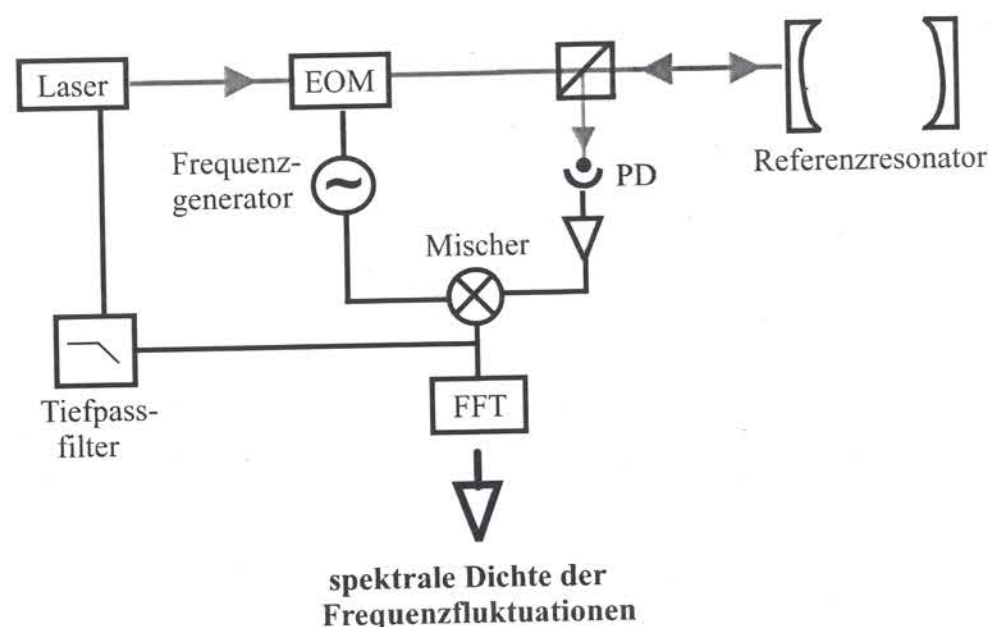


Abbildung 4.3: Möglichkeit der Charakterisierung der Laserfrequenzfluktuationen durch die Fehlersignalanalyse in einem geschlossenen Regelkreis mit einem Referenzresonator (FFT: Fast-Fourier-Transform Analysator, EOM: Elektro-Optischer-Modulator, PD: Photodetektor).

Frequenzfluktuationen des Lasers innerhalb des geschlossenen Regelkreises evaluieren. Steht ein zweiter Referenzresonator als unabhängiger optischer Spektrumanalysator zur Verfügung, so erhält man anhand der Messung der Lasertransmission eine unabhängige Evaluierung der spektralen Frequenzfluktuationsdichte des Lasers.

Für die Schwebungssignalanalyse werden zwei unabhängige Laserstrahlen benötigt, die entweder individuell auf jeweils einen Referenzresonator, oder auf zwei verschiedene Moden (normalerweise zwei aufeinander folgende longitudinale Moden) eines Referenzresonators stabilisiert sind. Die verwendeten Laserstrahlen müssen dabei nicht unbedingt von zwei unabhängigen Laserquellen kommen, sie können auch durch Auftrennung des Laserstrahls aus einer Laserquelle gewonnen werden (siehe Kap. 5.4.2). Vorausgesetzt ist dabei, dass die beiden Stabilisierungselektroniken eine ausreichende Bandbreite bzw. Verstärkung haben, damit die Laserfrequenzen den jeweiligen Referenzfrequenzen unabhängig voneinander folgen können und damit die jeweilige Stabilität des/der Referenzresonator(s)/en auf die Laserstrahlen übertragen werden kann.

Aus so einer Schwebungssignalmessung kann nun die ganze Reihe von Charakterisierungsmöglichkeiten für die Frequenzstabilität eines Lasers abgeleitet werden. Zunächst kann die spektrale Reinheit der Schwebungssinuswelle am Oszil-

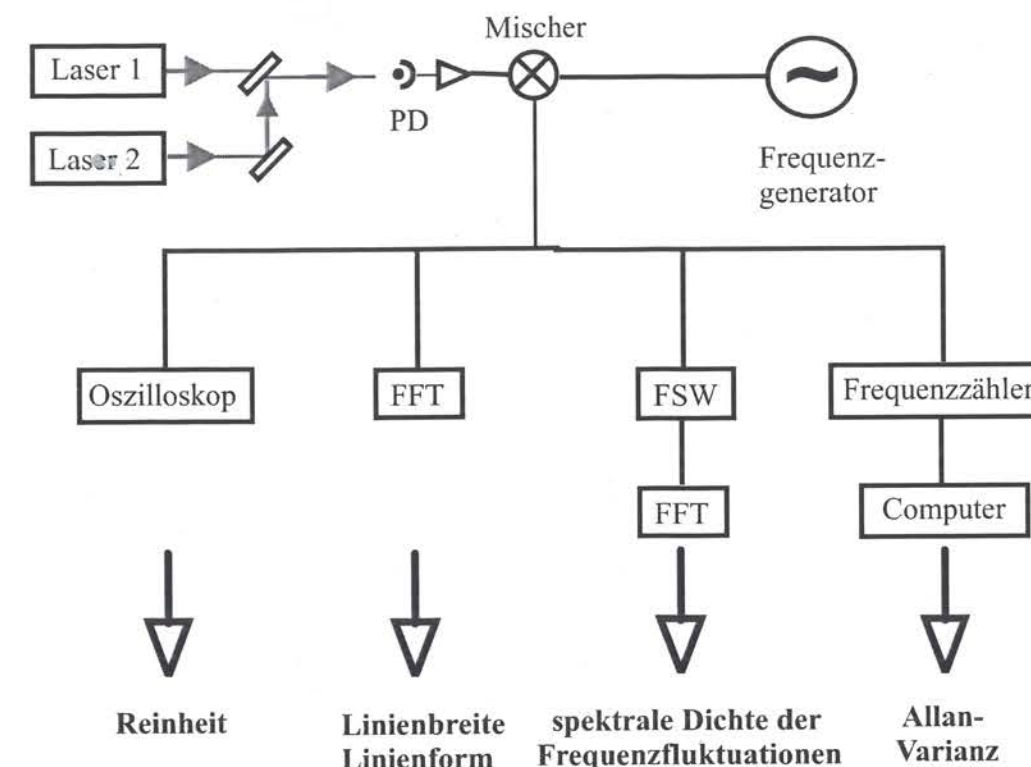


Abbildung 4.4: Verschiedene Möglichkeiten der Charakterisierung von Laserfrequenzfluktuationen durch die Schwebungssignalanalyse an einem oder zwei Referenzresonatoren (FFT: Fast-Fourier-Transform Analysator, FSW: Frequenz-Spannungs-Wandler).

loskop analysiert werden. Im nächsten Schritt kann die Linienbreite bzw. die Linienform mit Hilfe eines FFT-Analysators in verschiedenen Zeitskalen evaluiert werden. Schaltet man zusätzlich vor den FFT-Analysator noch einen Frequenz-Spannungs-Wandler, so kann die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen abgelesen werden. In einem letzten Analyseschritt kann unter Verwendung eines totzeitfreien Frequenzzählers und eines Computers die Allan-Varianz ermittelt werden.

Der große Vorteil der Schwebungssignalanalyse liegt darin, dass damit die ganze Breite an Charakterisierungsmöglichkeiten von Frequenzfluktuationen abgedeckt werden kann, während bei der Fehlersignalmessmethode zunächst nur die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen ablesbar ist. Darin steckt allerdings ebenfalls die gesamte Information, um die Allan-Varianz bzw. die Linienbreite zu berechnen.

**Ein Referenzresonator - Zwei Referenzresonatoren** Messungen die nur an einem Referenzresonator durchgeführt werden, unabhängig ob Fehlersignal- oder Schwebungssignalmessung, geben immer nur Informationen über die Qualität der



Stabilisierung (*Quality of lock*) und damit über die Fähigkeit, die Laserfrequenz an den Referenzresonator anzubinden. Es handelt sich dabei immer um relative Stabilitätsmessungen, da als Referenz eine Mode desselben Resonators verwendet wird, wodurch keine Aussage über die absolute Stabilität des Lasers gemacht werden kann, da diese hauptsächlich durch das Verhalten des zur Stabilisation verwendeten Referenzresonators bestimmt wird. Um Aussagen über die Absolutstabilität eines Lasers zu machen, ist deshalb ein zweiter unabhängiger Referenzresonator zu verwenden. Im nächsten Schritt ist es nun wichtig, diese beiden Referenzresonatoren so unabhängig wie nur möglich zu halten, um gemeinsame Frequenzänderungen, verursacht durch äußere Störungen, soweit als möglich auszuschließen (*common mode rejection*). Dies kann durch verschiedene Resonatormaterialien bzw. geometrischen Abmessungen geschehen oder auch durch die Lagerung an verschiedenen Orten. Dadurch kann der Aussage über die Absolutstabilität eines Lasers mehr Gehalt verliehen werden.

#### 4.2.2 Verschiedene Messkonfigurationen

##### Fehlersignalmessung an einem Referenzresonator

Für den Fall der Fehlersignalmessung an einem Referenzresonator, liefert das Fehlersignal Informationen über Frequenzfluktuationen des freilaufenden, sowie des stabilisierten Lasers.

Verstimmt man den Laser bei offener Regelschleife in seiner Frequenz von der Resonanz des Resonators, so wirkt der Resonator als Spiegel. In diesem Fall können Informationen über die Frequenzfluktuationen des freilaufenden Lasers gewonnen werden. Hierfür wird das Fehlersignal mit Hilfe eines FFT-Analysators ausgewertet. Bei der Messung des Fehlersignals erfolgt die Detektion des Frequenzrauschens bei der Modulationsfrequenz, die im MHz-Bereich liegt. In diesem Bereich kann davon ausgegangen werden, dass das Intensitätsrauschen des Lasers nur noch durch das Schrotrauschen begrenzt ist (siehe z.B. [NKO95]). Darüberhinausgehende Fehlerquellen können Intensitätsfluktuationen bei der Detektionsfrequenz sein, die z.B. durch eine parasitäre Amplitudenmodulation, verursacht durch den EOM (RAM), ausgelöst werden und von der Elektronik fälschlicherweise als Frequenzfluktuationen missverstanden werden. Für eine kleine RAM enthält eine derartige Messung eine Aussage über das fast nur noch schrotrauschbegrenzte und damit das minimal erreichbare Frequenzrauschen des freilaufenden Lasers.

Ist der Laser bei geschlossener Regelschleife in Resonanz mit dem Resonator, so erhält man aus dem Fehlersignal Informationen über die Frequenzfluktuationen des stabilisierten Lasers. Bei Analyse dieses Fehlersignals wird allerdings sämtliches Diskriminatorrauschen des Fabry-Perot-Resonators, d.h. die Stabilität seiner

Resonanzfrequenz, sowie parasitäre Etaloneffekte und auch durch RAM verursachte Frequenzmodulationen des Lasers nicht erfasst. Im weiteren tauchen Laserfrequenzfluktuationen verursacht durch Instabilitäten der Treiberquellen und deren Verstärker für EOM oder AOM, sowie Elektronikrauschen und Fluktuationen der Lokaloszillatorfrequenz (beim PDH-Verfahren) in dieser Messung nicht auf. Durch eine genügend hohe Verstärkung bzw. Bandbreite des Regelkreises ist es möglich, das Fehlersignalniveau auf sehr kleine Werte zu drücken und schließlich im unteren Frequenzbereich sogar unter das Schrotrauschen zu bringen [MA97]. Dies ist möglich durch eine negative Rückkopplung des Rauschsignals am Photodetektor, wodurch ein geringeres Rauschen als das Schrotrauschen letztendlich gemessen wird.

Zusammenfassend gesagt kann diese Analysemethode keine Auskunft über die wahre Frequenzstabilität des Lasers geben. Die Messergebnisse besitzen nur eine Aussagekraft über die Leistungsfähigkeit (Verstärkung, Bandbreite, Stabilität) des elektronischen Regelkreises [DGB92]. Allerdings kann es zur gezielten Störquellenanalyse benutzt werden.

Eine bessere Methode ist die Analyse mit Hilfe eines zweiten nicht-regelkreisinternen Detektors. Dieser erlaubt eine unabhängige Messung der Frequenzstabilität des Lasers, da dieser nicht mit in den aktiven Regelkreis eingebunden ist.

##### Schwabungssignalmessung an einem Referenzresonator

Bei dieser Messmethode sind zwei Laserstrahlen unabhängig voneinander auf zwei im Frequenzraum nebeneinander liegende longitudinale Moden eines Referenzresonators stabilisiert (siehe auch [SHH88, DGB92]). Dafür sind unabhängige Aktuatoren bzw. Regelelektroniken notwendig. Es können auch zwei völlig unabhängige Lasersysteme verwendet werden. Dabei liefert diese Art der Messung etwas mehr Information als die vorhergehende, da sich nun parasitäre optische Etaloneffekte (*parasitic cavities*) hervortun. Diese verursachen frequenzabhängige Phasenverschiebungen, die sich auf die Phasenverschiebung durch den Referenzresonator aufaddieren. Ändert sich nun z.B. die Temperatur der beteiligten optischen Komponenten oder vibrieren diese Komponenten, so ändert sich dieser Phasenversatz, was sich wiederum in einer Änderung des Phasenversatzes des Fehlersignals ausdrückt und damit ein Frequenzrauschen meist im unteren Frequenzbereich verursacht [DGB92]. Aber auch RAM, kann die Frequenzstabilität verschlechtern. Da dieses Amplitudenrauschen genau bei der Detektionsfrequenz auftritt, wird es vom Regelkreis als Frequenzrauschen interpretiert und somit als zusätzliches Frequenzrauschen auf den Laser aufaddiert.

Bei Schwankungen der Resonatorlänge erfahren beide Moden des einen Resonators in guter Näherung dieselben Frequenzänderungen, wodurch auch der Abstand der beiden Moden (= Freier Spektralbereich) so gut wie nicht beeinflusst wird (Unterdrückungsfaktor = longitudinale Modennummer  $\rightarrow N = \nu_0 / (FSB)$ )



[DGB92, UU94]), was wiederum bedeutet, dass auch diese Methode keinen Aufschluss über die wahre absolute Frequenzstabilität der beteiligten Laserstrahlen geben kann.

#### Fehlersignalmessung an zwei Referenzresonatoren

In diesem System ist der Laser auf einen Referenzresonator stabilisiert und der zweite unabhängige Resonator dient als optischer Frequenzdiskriminator. Durch eine entsprechende Frequenzanpassung des aufgespaltenen Laserstrahls an die Resonanzfrequenz des zweiten Referenzresonators kann der Laser auf eine Flanke des Transmissionssignals abgestimmt werden und direkt mit Hilfe eines Photodetektors aufgenommen werden. Durch die Verwendung eines unabhängigen Systems als Analysator liefert diese Messmethode die volle Information über die Frequenzstabilität des Lasers, die allerdings zunächst nur in Form der spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen vorliegt.

#### Schwebungssignalmessung an zwei Referenzresonatoren

Eine derartige Messung liefert ebenso die volle Information über die absolute Frequenzstabilität des Lasers, allerdings liegt diese Information sogleich, je nach eingesetztem Analysegerät (siehe Abb. 4.4), in auslesbarer Form vor. Es ist allerdings auch der komplexeste Messaufbau, da neben den zwei Referenzresonatoren auch zwei Aktuatoren, sowie zwei Regelkreise für die Frequenzstabilisierungen aufgebaut werden müssen (vgl. z.B. [BIW94]).

Im Idealfall vergleicht man den zu bestimmenden Laser mit einem ideal frequenzstabilen Laser, bzw. mit einem wenigstens frequenzstabileren Laser. Ist das allerdings nicht möglich, wie in dem vorliegenden Fall, da kein besseres System vorhanden ist, so muß man den Laser zumindestens gegen einen vergleichbar guten Oszillator messen, d.h. es werden zwei Laser ähnlicher Frequenzstabilität benötigt. Damit erhält man zumindestens die Beiträge beider Laserfrequenzfluktuationen. Um die Stabilität eines Lasers zu erhalten, ist daher eine Division mit  $\sqrt{2}$  erforderlich [Rut78].

## 5 Messungen zur Frequenzstabilität des MISERs

In diesem Kapitel wird die Frequenzstabilität des MISERs untersucht. Um diese zu ermitteln, wird der Laser auf eine optische Resonanz der in Kapitel 3 vorgestellten Fabry-Perot-Resonatoren stabilisiert und die verschiedenen Methoden zur Bestimmung seiner Frequenzstabilität, die in Kapitel 4.2.2 theoretisch beschrieben wurden, werden experimentell realisiert.

Zunächst wird der MISER nur mit einem Referenzresonator betrachtet, was nur eine Aussage über die relative Frequenzstabilität des Lasers zulässt. In Kapitel 5.1 wird hierfür das Fehlersignal der regelkreisinternen Photodiode zur Evaluierung der spektralen Leistungsdichte der Laserfrequenzfluktuationen herangezogen. Diese Analyseverfahren besitzt allerdings nur eine Aussagekraft über die Leistungsfähigkeit des elektronischen Regelkreises. Mit Hilfe einer zweiten nicht-regelkreisinternen Photodiode kann hingegen bereits eine gehaltvollere Aussage über die relative Frequenzstabilität des Lasers gemacht werden.

Im darauf folgenden Kapitel 5.2 werden die Ergebnisse der Schwebungssignalmessungen an einem Referenzresonator vorgestellt, die sowohl mit zwei unabhängigen Lasern, wie auch mit zwei unabhängig voneinander stabilisierten Laserstrahlen eines Lasers (des MISERs) durchgeführt wurden. Diese Art der Messungen geben Information über die Fähigkeit die Laserfrequenz an den Referenzresonator anzubinden und damit über die Qualität der Stabilisierung. Um zu zeigen, dass man auch anstatt von zwei unabhängigen Lasern, nur zwei voneinander unabhängig stabilisierte Laserstrahlen eines Lasers (des MISERs) verwenden kann, wurden die Schwebungssignalmessungen jeweils in beiden Konfigurationen durchgeführt.

Um allerdings eine zuverlässige Aussage über seine Absolut-Frequenzstabilität machen zu können, ist es notwendig, ein zweites unabhängiges System heranzuziehen. In Kapitel 5.4 werden die entsprechenden Messungen an zwei Referenzresonatoren vorgestellt, die wiederum mit Hilfe von zwei unabhängigen Lasern, wie auch mit zwei unabhängig voneinander stabilisierten Laserstrahlen des MISERs durchgeführt worden sind. Insgesamt wurden hierfür zwei Paare von Referenzresonatoren verwendet, wobei jeweils ein Paar im alten und ein anderes im neuen Labor steht (Begründung hierfür siehe Kap. 3.5), dementsprechend wird auch von den alten und den neuen Messaufbauten die Rede sein (siehe Übersicht in Tab. 5.1). Durch eine optische Faser wird eine Verbindung zwischen den verschiedenen



Kapitel	Inhalt	Aussage
5.1	Fehlersignalmessung an einem <b>Referenzresonator</b> ...  ... mit einer regelkreis-internen Photodiode  ... mit einer nicht-regelkreis-internen Photodiode	Leistungsfähigkeit d. elektron. Regelkreises  Hinweise auf Qualität d. Frequenzstabilisierung
5.2	Schwebungssignalmessung an einem <b>Referenzresonator</b> ...	Qualität
5.2.1	... mit zwei unabhängigen <u>Lasern</u> ( <u>alter Resonator</u> )	der
5.2.3	... mit 2 unabhängig stabilisierten <u>Laserstrahlen</u> des MISERs ( <u>alter Resonator</u> )	Frequenz-
5.2.4	... mit 2 unabhängig stabilisierten <u>Laserstrahlen</u> des MISERs ( <u>neuer Resonator</u> )	stabilisierung
5.4	Schwebungssignalmessung an <b>zwei Referenzresonatoren</b> ...	Absolutfrequenz-
5.4.1	... mit zwei unabhängigen <u>Lasern</u> ( <u>alte und neue Resonatoren</u> )	stabilität
5.4.2	... mit zwei unabhängig stabilisierten <u>Laserstrahlen</u> des MISERs ( <u>alte Resonatoren</u> )	des
5.4.3	... mit zwei unabhängig stabilisierten <u>Laserstrahlen</u> des MISERs ( <u>neue Resonatoren</u> )	Lasers

Tabelle 5.1: Übersicht über Kapitel 5.

Resonatoren hergestellt. Inwieweit sich der frequenzverbreiternde Einfluss einer Faser bemerkbar macht und wodurch dieser effektiv unterdrückt werden kann, wird in Kapitel 5.3 ausführlich beschrieben.

## 5.1 Fehlersignalmessungen an einem Resonator

In einem ersten Schritt wird der MISER zunächst auf einen Resonator (Zerodur-Resonator) stabilisiert (siehe Kap. 3.4). Dies erlaubt die Güte der Anbindung des MISERs an seinen Referenzresonator zu bestimmen. Im Folgenden wird zunächst der experimentelle Aufbau vorgestellt, darauf folgt dann die Interpretation der Messergebnisse.

### 5.1.1 Aufbau

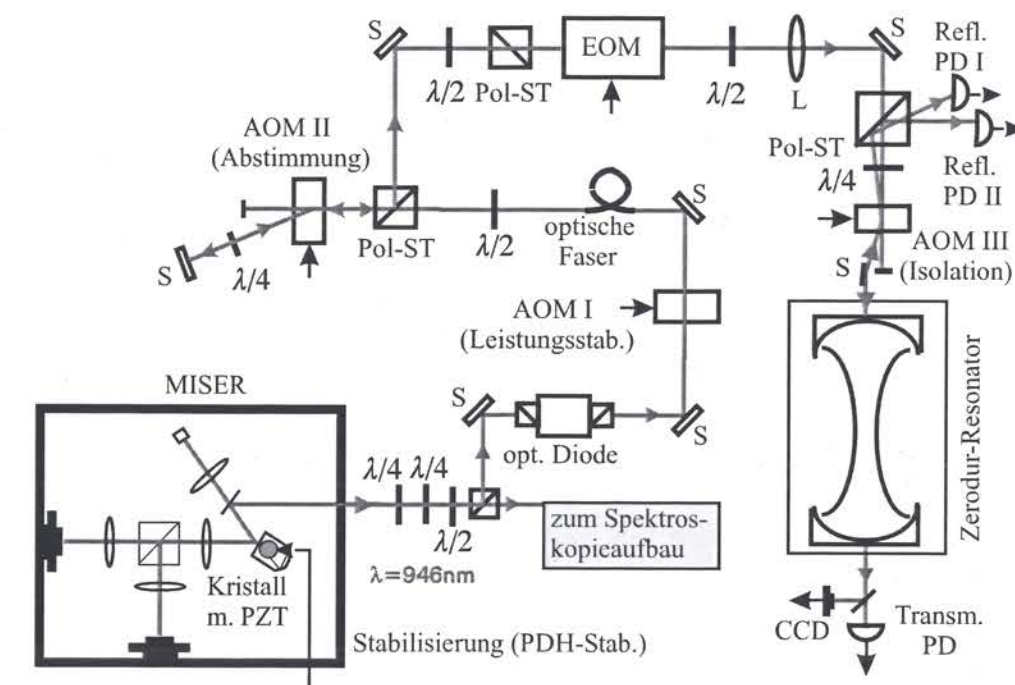


Abbildung 5.1: Schema des experimentellen Aufbaus zur Messung des Fehlersignals mit einem Referenzresonator (Pol-ST: Polarisationsstrahlteiler; S: Spiegel; PD: Photodetektor; L: Linse). Die Anzahl der Spiegel wurde aus Übersichtlichkeitsgründen verringert.

Der optische Aufbau zur Stabilisierung des MISERs auf einen Referenzresonator ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Der verwendete Referenzresonator ist der Zerodur-Resonator (siehe Kap. 3.4.1), der hierbei schon auf einem



V-Block aus Aluminium gebettet ist (siehe Kap. 3.4.2). Der gesamte Aufbau befindet sich auf einem Breadboard ( $120 \times 90$  cm) das von einem AVI-System getragen wird. Die Laserstrahlung des MISERs weist eine elliptische Polarisation mit einem Verhältnis der Hauptachsen von etwa 5:1 auf. Aus diesem Grund wird zunächst, durch eine Anordnung von zwei  $\lambda/4$ -Platten, diese elliptische Polarisation in eine lineare übergeführt, um die Laserleistung anschließend mit Hilfe einer  $\lambda/2$ -Platte und eines Polarisationsstrahlteilers gezielt zwischen zwei Aufbauten, den zur Frequenzstabilisierung und den Aufbauten für die Frequenzverdopplungen aufzuteilen. Eine optische Diode<sup>1</sup> (Isolation: 30 dB) dient zur Unterdrückung möglicher optischer Rückkopplung in den Laserresonator. Der nachfolgende AOM (AOM I,  $f = 50$  MHz) dient als Aktuator für die Intensitätsstabilisierung, wobei die 1. Ordnung des AOMs verwendet wird, um Intensitätsfluktuationen des Laserlichtes in der 0. Ordnung auszugleichen. Eine anschließende 15 cm lange optische Einmodenfaser wirkt als Modenfilter (um ein besseres räumliches Modenprofil zu erzielen, als es der MISER emittiert). Aufgrund der notwendig gewordenen Neujustierung der Einkoppeloptik für die Pumpstrahlung in den Laserkristall (siehe Kap. 1.4.2), wird dort keine saubere kreisförmige Mode mehr generiert, weshalb es dieser Modenfilterung bedarf, um eine gute Modenanpassung an den Referenzresonator vornehmen zu können. Zuvor jedoch wird der Laserstrahl nach einem doppelten Durchgang durch einen Breitband-AOM (AOM II,  $f = 280$  MHz) um 560 MHz und damit präzise auf die Resonanz des Zerodur-Referenzresonators abgestimmt.

Die Erzeugung des für die Frequenzstabilisierung erforderlichen Regelsignals erfolgt über die Pound-Drever-Hall-Methode (siehe Kap. 2.2.2). Dazu werden der Strahlung des MISERs in einem Phasenmodulator<sup>2</sup> Seitenbänder mit einem Modulationsindex  $m \approx 1$  aufgeprägt. Hierfür wird der Phasenmodulator mit einer sinusförmigen Spannung der Frequenz  $f_{mod} = 8,23$  MHz angesteuert. Die Strahlung des Lasers enthält jetzt neben der Trägerfrequenz noch zwei Seitenbänder im Abstand der Modulationsfrequenz, die am Einkoppelspiegel des Fabry-Perot-Resonators reflektiert werden und sich mit der aus dem Resonator austretenden Strahlung überlagern.

Eine ungenügende Justierung des EOMs, wie etwa eine nicht angepasste Orientierung der Laserpolarisation zur Kristallachse, hat eine Amplitudenmodulation bei der Modulationsfrequenz zur Folge (*residual amplitude modulation - RAM*, siehe Kap. 5.1.3). Diese Amplitudenmodulation erzeugt im Detektorsignal eine additive Komponente. Aus diesem Grund wird eine sehr akkurate Laserpolarisationsausrichtung mit Hilfe einer  $\lambda/2$ -Platte und eines Polarisationsstrahlteilers (Pol-ST) vor dem EOM vorgenommen. Nach einer entsprechenden Modenanpassung erfolgt die Einkopplung des Laserstrahls auf eine TEM<sub>00</sub>-Mode des Zerodur-Resonators. Die Einkoppleffizienz liegt bei über 90% der Laserleistung vor dem Resona-

<sup>1</sup>Fa. Linos, Typ: FR 940/5

<sup>2</sup>Fa. Conoptics, KD\*P Kristall in einer Immersionsflüssigkeit

tor, die in etwa  $200 \mu W$  beträgt. Mit der Gauß'schen TEM<sub>00</sub>-Mode des MISERs treten nur ein bis zwei höhere Transversalmoden neben der TEM<sub>00</sub>-Mode des Resonators in Erscheinung, wie durch den Transmissions-Photodetektor bestimmt werden kann. Die richtige Wahl der Mode wird durch das Transmissionsbild auf einer CCD Kamera überprüft. Ein weiterer Frequenzversatz durch einen AOM (AOM III,  $f = 40$  MHz) dient der Unterdrückung von parasitären Etalons zwischen der planen Fläche des Polarisationsstrahlteilers und dem Einkoppelspiegel des Resonators. Hierzu wird die 0. Ordnung geblockt und nur die 1. Ordnung in den Resonator eingekoppelt. Das rückreflektierte Licht passiert den AOM zweimal und erhält damit einen zweimaligen Frequenzversatz um die Trägerfrequenz des AOMs im Vergleich zum einlaufenden Licht. Dadurch werden Interferenzeffekte und damit die Bildung von stehenden Wellen zwischen dem einlaufenden und dem rücklaufenden Strahl stark vermindert. Der AOM dient zudem zur weiteren Isolation des Lasers vor rückgekoppeltem Laserlicht [Hal94], das sich selbst bei einem Ringlaser immer noch negativ auf dessen Frequenz- und Amplitudenstabilität auswirken kann [NGB89]. Das rückreflektierte Signal wird nach einem doppelten Durchgang durch eine  $\lambda/4$ -Platte an einem Polarisationsstrahlteiler abgespalten und fällt auf eine speziell für den Bereich der Detektionsfrequenz ausgelegte und signalverstärkende Photodiode<sup>3</sup> (Refl. PD I). Aus diesem Signal des Photodetektors wird anschließend das Fehlersignal für die PDH-Stabilisierungstechnik generiert. Neben dem zweimal frequenzverschobenen, genau in sich zurückreflektierten Licht, gibt es noch das unter dem AOM-Ablenkwinkel laufende Licht, das auf dem Rückweg die 0. Ordnung bildet und nach dem doppelten Durchgang durch die  $\lambda/4$ -Platte ebenso an dem Polarisationsstrahlteiler abgespalten wird. Allerdings hat dieses Licht einen Winkelversatz zum zweimal frequenzverschobenen Licht, so dass es separat mit einem Photodetektor (Refl. PD II) analysiert werden kann. Das Signal dieses Photodetektors wird mit denselben elektronischen Komponenten wie das Stabilisierungssignal von PD I gefiltert und heruntergemischt, und kann als unabhängiges Signal analysiert werden. Mit Hilfe eines elektronischen Frequenzmischers<sup>4</sup> wird das jeweilige schmalbandige Signal phasenempfindlich bei der Modulationsfrequenz detektiert. Je nach Phasenlage des lokalen Oszillatorsignals des Frequenzmischers enthält das Signal die Absorptions- oder Dispersionskomponente (siehe Kap. 2.2.2). Mit Hilfe eines Phasenschiebers im Signalweg des Lokalsozillators kann die Phasenlage entsprechend gewählt werden, d.h. die eine Komponente maximiert und zugleich die andere Komponente minimiert werden. Für die Stabilisierung bietet sich nur das Dispersionssignal als Stabilisierungssignal an (siehe Kap. 2.2.2). Die nachgeschaltete Elektronik (siehe Kap. 2.3.2) generiert dann das benötigte Regelsignal.

<sup>3</sup>Fa. Laser-Optics, Typ: PD-30M

<sup>4</sup>Fa. Mini Circuits, *double balanced mixer - DBM*



### 5.1.2 Messergebnisse

Das Signal des Stabilisierungsphotodetektors (Refl. PD I) liefert eine Spannung, die proportional zur verbleibenden Frequenzabweichung des Lasers von der Resonatormode ist. Die Proportionalitätskonstante entspricht der Steigung des Diskriminatorsignals (in [V/Hz]) im Nulldurchgang. Diese ist leicht aus den Spannungswerten zwischen den Spitzen des Fehlersignals und der bekannten Linienbreite zu bestimmen. Die Breite des Nulldurchgangs des Fehlersignals auf der Frequenzachse bestimmt die Linienbreite des Lasers. Diese Frequenzschwankungen des Fehlersignals sind zum einen auf die Resonanzfrequenzschwankungen des Resonators zurückzuführen. Andererseits führt aber auch Amplitudenrauschen des Fehlersignals zu einer Verbreiterung des Nulldurchgangs auf der Frequenzachse und damit zu einer Erhöhung der erreichbaren Linienbreite. Entscheidend für die erreichbare Linienbreite ist dabei das Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Die anschließende Analyse des Fehlersignals erfolgt mit Hilfe eines FFT-Analysators<sup>5</sup> oder eines Spektrumanalysators<sup>6</sup>. Es kann dazu ein Teil des geschlossenen Regelsignals nach dem Heruntermischen in dem Frequenzmischer mit einem Leistungsteiler abgezweigt werden und auf den hochohmigen Eingang des Analysators gegeben werden, ohne die Regelung nachhaltig zu beeinflussen. Anschließend erfolgt die Umwandlung der gemessenen Volt-Werte in Frequenzwerte durch die Division mit dem Diskriminatkoeffizienten.

In Abbildung 5.2 ist die spektrale Dichte des Laser-Frequenzrauschens, evaluiert aus dem geschlossenen Regelkreis, in verschiedenen Frequenzbereichen dargestellt. Zum Vergleich sind jeweils die Messungen des schrotrauschbegrenzten Signals, das durch den freilaufenden Laser, verstimmt von der Resonanz, verursacht wird, sowie das reine Elektronikrauschen mit abgebildet. Mißt man das Fehlersignal bei offenem Regelkreis, d.h. bei freilaufendem Laser, so erhält man in guter Näherung eine Aussage über das schrotrauschbegrenzte minimal erreichbare Frequenzrauschen des Lasers (siehe Kap. 4.2.2, erster Abschnitt). Dies gilt insbesondere, da die größtmögliche Fehlerquelle, die durch den EOM verursachte Amplitudenmodulation, hinreichend gering ist (siehe Kap. 5.1.3). Die theoretisch berechenbare Schrotrauschgrenze liegt bei einer auf den Photodetektor auftreffenden Laserleistung von 200  $\mu$ W noch unter diesen Messwerten (siehe Kap. 2.4).

Das Detektorrauschen oder allgemeiner das Elektronikrauschen wird gemessen, indem man kein Licht auf den Photodetektor fallen läßt. Es sollte dabei unter dem Schrotrauschen liegen, was bedeutet, dass kein limitierendes Elektronikrauschen im Regelkreis vorliegt. Das Elektronikrauschen fällt allerdings größtenteils mit dem Schrotrauschen zusammen und begrenzt damit ein möglicherweise noch tiefer liegendes Frequenzrauschspektrum. Das Eigenrauschen des FFT-Analysators hingegen begrenzt in keiner Weise die Messungen und liegt nochmals auf einem um

<sup>5</sup>Fa. Stanford Research Systems, Typ: SRT 785

<sup>6</sup>Fa. Rhode&Schwarz, Typ: FSP-30

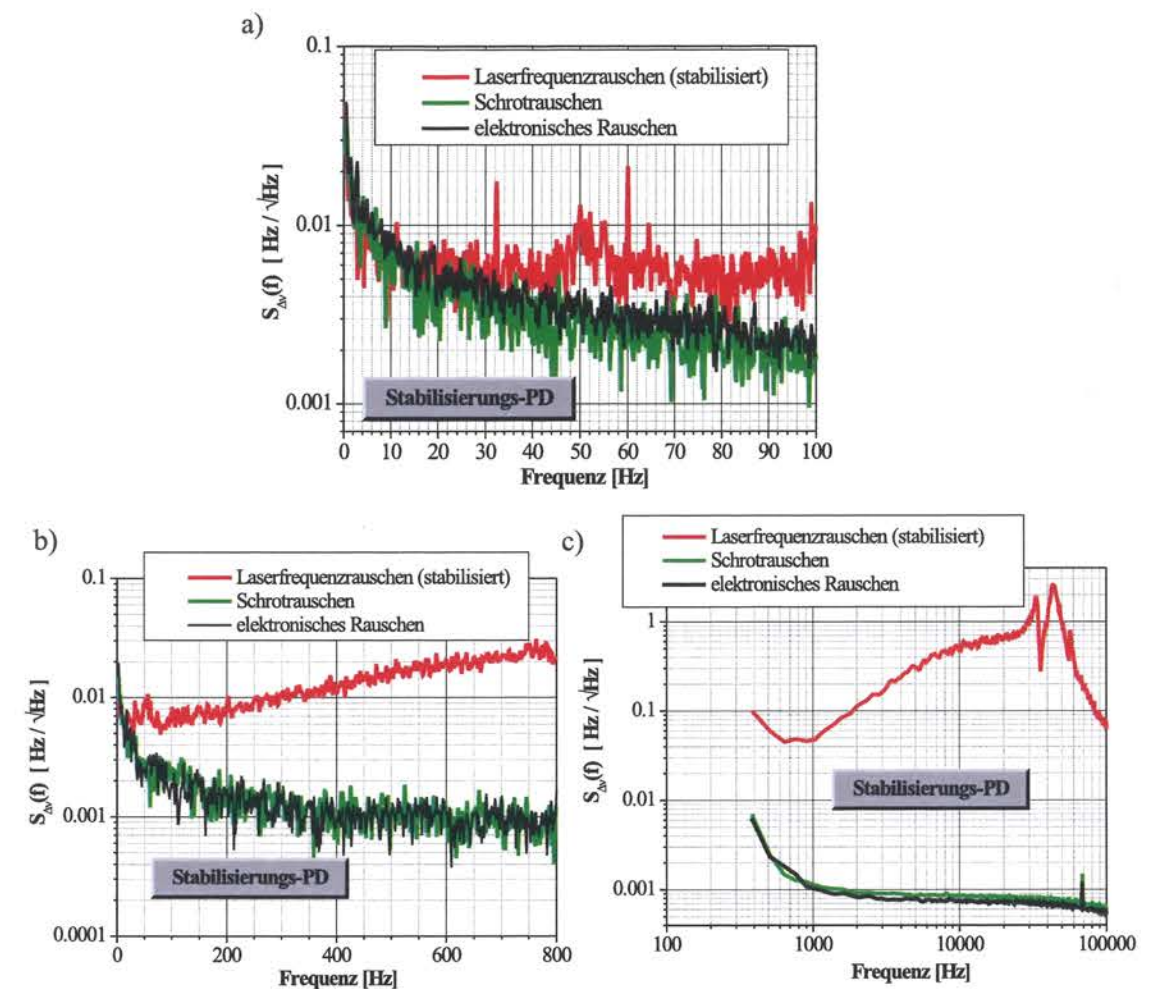


Abbildung 5.2: Spektrale Dichte des Frequenzrauschens des MISERs, stabilisiert auf einen Referenzresonator: Analyse des Fehlersignals im geschlossenen Regelkreis, in verschiedenen Frequenzbereichen (a, b und c).



etwa eine Größenordnung geringeren Niveau.

Im stabilisierten Photodetektorsignal sind vor allem die im unteren Frequenzbereich auftretenden Störfrequenzen zu identifizieren (siehe Abb. 5.2a)). So lässt sich die seismische Vibrationsfrequenz bei 12,4 Hz erkennen, aber auch die Resonanzfrequenz der Schalldämmbox bei 32 Hz tritt deutlich hervor. Die Netzfrequenz und deren Vielfache wurden herausgefiltert, tragen aber dennoch zu einem Anstieg des Frequenzrauschspektrums im Bereich von 50 Hz bei, das ansonsten bei etwa  $5 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$  für den unteren Frequenzbereich liegt (vgl. z.B. [HJGD88, SBM<sup>+</sup>89]). Der Ursprung der Störung bei 60 Hz konnte nicht geklärt werden. Abgesehen von den einzelnen Spitzen zeigt sich das Frequenzrauschen des MISERs bis zu einer Frequenz von etwa 30 Hz als schrotrauschbegrenzt bzw. begrenzt durch das Elektronikrauschen. Bereits bei Frequenzen von einigen 100 Hz liegt mehr als eine Größenordnung zwischen der Schrotrauschgrenze und dem Frequenzrauschen des stabilisierten Lasers, das in diesem Bereich bei etwa  $10 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$  liegt (siehe Abb. 5.2b)). Bei noch höheren Frequenzen übersteigt das Laserfrequenzrauschen das schrotrauschbegrenzte Signal um bis zu drei Größenordnungen (siehe Abb. 5.2c)). Diese Zunahme des Frequenzrauschens ist durch die abnehmende Regelverstärkung bedingt. Das Frequenzrauschspektrum zeigt bis zu dem Einbruch bei etwa 35 kHz, der durch die erste Resonanz der Piezokeramik und damit erhöhten Frequenzabstimmung verursacht wird (siehe Kap. 2.3.2), ein linear mit der Frequenz ansteigendes Rauschen, was auf ein weißes Phasenrauschen hindeutet (siehe Kap. 4.1.2). Mit der Transitfrequenz des Regelkreises und der damit einhergehenden Verstärkung kleiner 1 beginnt die deutliche Annäherung der beiden Signale, was durch das Aussetzen des Regelkreises verursacht ist. Durch die Stromversorgung der Pumplaserdioden kann es zur Einstreuung von Modulationsfrequenzen kommen. Die dadurch bedingte Modulation der Pumpintensität bewirkt eine thermisch induzierte Frequenzänderung des Lasers, was sich im Fehlersignal als heftige Oszillationen äußert. Eine genauere Analyse dieser Oszillationen zeigt, dass sie bei Vielfachen von 25 Hz auftreten.

Der Einfluss der Rauschunterdrückung (siehe Kap. 1.4.3) auf das Fehlersignals des MISERs, stabilisiert auf den Zerodur-Resonator, ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Damit ist erkennbar, dass die Rauschunterdrückung nicht nur auf Amplitudenfluktuationen wirkt, sondern auch auf Frequenzfluktuationen des MISERs. Dies ist dadurch zu erklären, dass die intrinsischen Frequenzfluktuationen des MISERs u.a. durch die Intensitätsfluktuationen der Pumplaser verursacht werden. Wird nun die Pumpintensität der Diodenlaser durch die ebenfalls dadurch verursachten Amplitudenfluktuationen des MISERs stabilisiert, so verringern sich auch dessen Frequenzfluktuationen, wofür das Fehlersignal ein eindeutiger Indikator ist. Für sehr niedrige Frequenzen zeigt die Rauschunterdrückung noch keine Wirkung. Allerdings zeigt sich ab etwa 200 Hz eine zunehmende Erniedrigung der Frequenzfluktuationen um bis zu 20 dB bei Frequenzen um etwa 1 kHz. Der Effekt, der

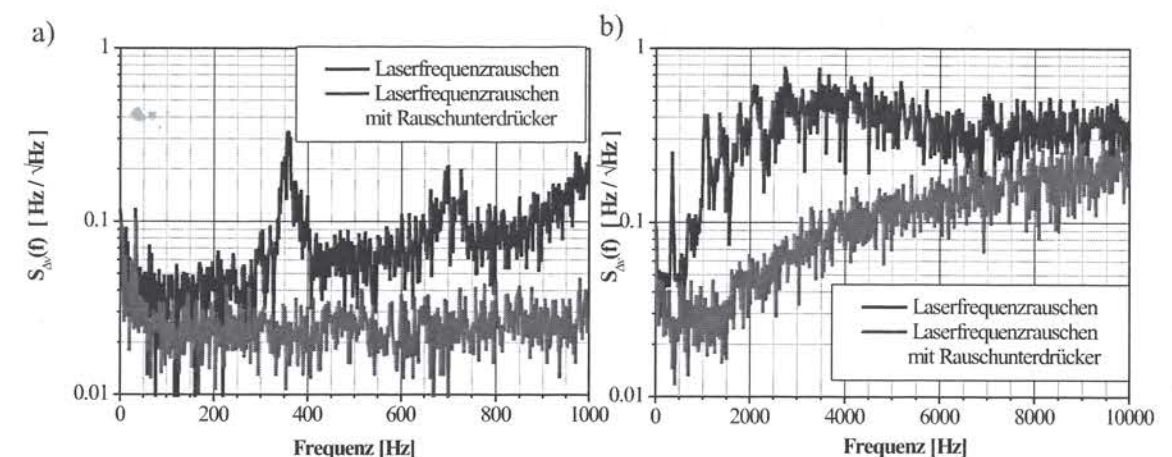


Abbildung 5.3: Fehlersignalmessung des MISERs stabilisiert auf den Zerodur-Resonator mit und ohne Rauschunterdrücker auf verschiedenen Frequenzskalen (a und b).

Korrektur der Frequenzfluktuationen erfolgt über die thermische Wirkung der Pumplaserdioden im MISER-Kristall. Da allerdings thermische Änderungen auf kurzen Zeitskalen zunehmend bedeutungsloser werden, verringert sich der Einfluss der Rauschunterdrückung auf die Frequenzfluktuationen mit zunehmender Frequenz.

Eine weitere Aussage über die Frequenzstabilität des Lasers gewinnt man durch die Analyse des Frequenzrauschspektrums eines nicht-regelkreisinternen Detektors (Refl PD II in Abb. 5.1). Dieses Signal wird anschließend genau in der selben Weise behandelt wie das Photodiodensignal für die Stabilisierung von PD I, d.h. verstärkt, gefiltert und mit der Modulationsfrequenz des EOMs heruntergemischt. Zur Analyse des Signals dient erneut ein FFT-Analysator, wobei die gemessenen Volt-Werte ebenso mit dem Diskriminatorfaktor in eine Frequenzskala umgewandelt werden. Abbildung 5.4 zeigt die gemessenen Spektren in verschiedenen Frequenzbereichen. Hierbei ist die starke Divergenz zwischen den beiden Fehlersignalen deutlich zu erkennen. Die Diskrepanz reicht dabei vom Faktor 100 bei Frequenzen  $< 10 \text{ Hz}$  bis zum Faktor 3 bei einigen hundert Hz. Ab einer Frequenz von etwa 1,5 kHz laufen die Frequenzrauschspektren des regelkreisinternen und des unabhängigen Fehlersignals zusammen, was an dem mit der Frequenz abnehmenden Unterdrückungsfaktor des geschlossenen Regelkreises liegt, wodurch sich das regelkreisinterne Frequenzrauschen dem tatsächlich vorhandenen Frequenzrauschen nähert. Nach Kapitel 4.1.4 ist eine Berechnung der Allan-Varianz aus den Daten eines Frequenzrauschspektrums möglich (siehe z.B. [DNWW92]).

Die berechneten Allan-Varianzen für die Frequenzrauschspektren (siehe z.B. -



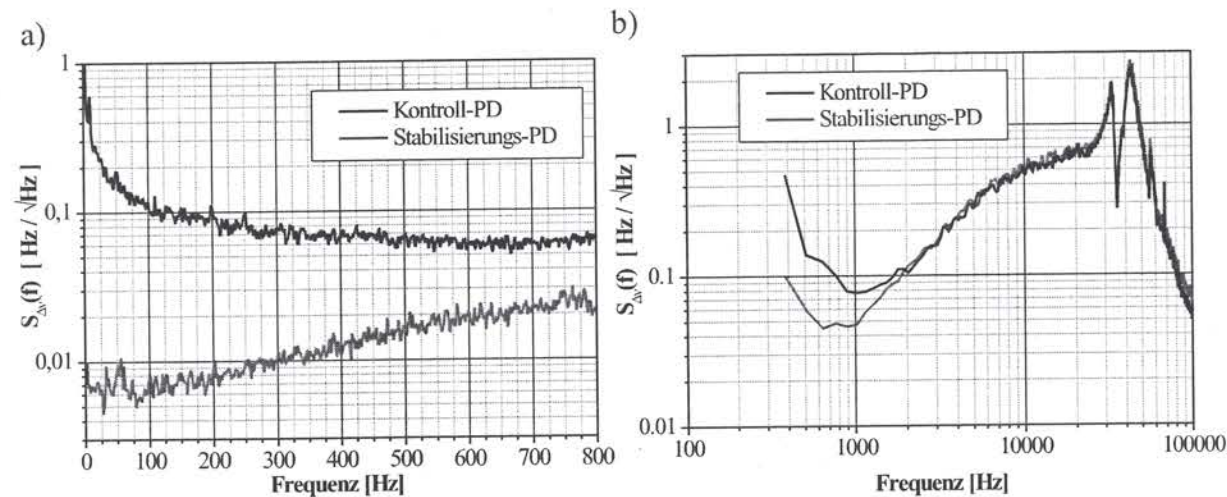


Abbildung 5.4: Spektrale Dichte des Frequenzrauschens des MISERs durch Analyse des Signals des regelkreisinternen (PD I) und des unabhängigen Photodetektors (PD II) in verschiedenen Frequenzbereichen (a und b).

[HHR<sup>+</sup>84]), aufgenommen durch die beiden Photodetektoren, ergeben unterschiedliche Werte (siehe Abb. 5.5), wobei die bei  $\tau \approx 2$  s abzulesenden Laserlinienbreiten für PD II  $\Delta\nu_l = 0,5$  Hz und für PD I  $\Delta\nu_l = 0,003$  Hz betragen. Die Allan-Varianz des geschlossenen Regelsignals zeigt ein für ein weißes Frequenzrauschen typisches  $\tau^{-1/2}$  Verhalten (siehe Kap. 4.1.2). Der geringe Informationsgehalt des geschlossenen Regelkreissignals bezüglich der wahren Laserlinienbreite wird durch die Angabe der Laserlinienbreite mehr als deutlich (siehe z.B. [NDF<sup>+</sup>89]). Wohingegen das Fehlersignal des zweiten Photodetektors bereits einen deutlichen Hinweis auf die zu erwartende wahre Laserlinienbreite gibt (nähere Erklärung siehe 4.2.2).

### 5.1.3 Die verbleibende Amplitudenmodulation

Eine praktische Begrenzung der Empfindlichkeit der Frequenzstabilisierung gegenüber Frequenzabweichungen, kommt durch die nicht perfekte Phasenmodulation des Laserstrahls zu Stande. Wenn die aufmodulierten Seitenbänder exakt die gleich Amplitude, aber eine unterschiedliche Phase haben, so äußert sich dies in einer verbleibenden Amplitudenmodulation (*residual amplitude modulation - RAM*) [WH85]. Da das Fehlersignal empfindlich auf eine Amplitudenmodulation bei der Modulationsfrequenz ist, interpretiert die Frequenzstabilisierung diese fälschlicherweise als Frequenzabweichung und korrigiert die Laserfrequenz entsprechend, dadurch erscheint dieses RAM-Signal als begrenzendes Untergrunds-

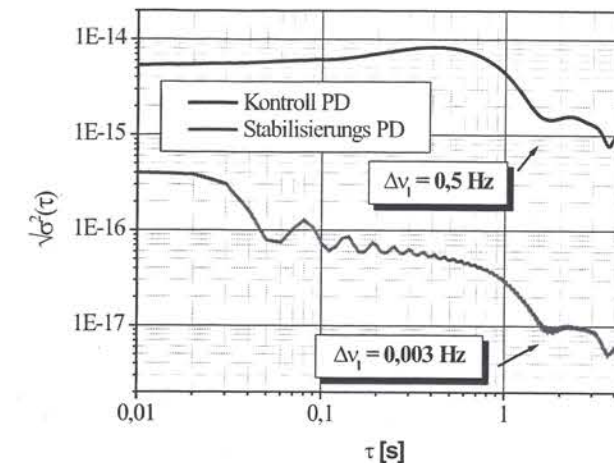


Abbildung 5.5: Allan-Varianzen, berechnet aus den spektralen Leistungsdichten des Frequenzrauschens aufgenommen durch den regelkreisinternen und den unabhängigen Photodetektor.

gnal [WGB85].

Vor allem eine falsche Polarisierungseinstellung des Lasers gegenüber dem EOM-Kristall verursacht RAM [WGB85]. Aus diesem Grund befindet sich auch vor jedem eingesetzten EOM immer eine Kombination aus Polarisationsstrahlteiler und  $\lambda/2$ -Platte um eine reine Laserpolarisation zu erhalten und diese sehr akkurat an die Hauptachse des Brechungsindexellipsoids des Kristalls anzupassen. Ein weiterer wichtiger Effekt, der zur RAM führt ist die temperaturabhängige Doppelbrechung des EOM-Kristalls. Temperaturfluktuationen im Labor wie auch die Erwärmung des Kristalls durch Laserlicht und durch elektrische Energie können die Ursache für dadurch entstehenden Langzeitdriften sein. Der Kristall ist Teil eines elektronischen Schwingkreises dessen Resonanzfrequenz gleich der Modulationsfrequenz ist. Die Einkopplung in den Resonanzkreis erfolgt dabei über eine Spuleninduktion, wobei dies in einem abgeschirmten Gehäuse neben dem EOM geschieht. Die Resonanzfrequenz ist damit auch temperaturabhängig und somit Temperaturschwankungen unterworfen. Aus diesem Grund wurde für die neuerlich eingesetzten EOMs eine Temperaturstabilisierung vorgenommen. Dafür wurde ein spezielles Gehäuse entworfen, das den EOM einschließt und mit Hilfe von Peltierelementen auf einen etwas über Zimmertemperatur liegenden Wert stabilisiert. Das restliche Gehäuse mit dem Spulenpaar und der Montage auf dem optischen Tisch wurde thermisch davon entkoppelt. Ein weiterer kritischer Punkt bei RAM ist, dass die Amplitudenmodulation des EOMs nicht räumlich homogen über die Laserstrahlfläche ist, da diese hauptsächlich von interferometrischen Beziehungen zwischen mikroskopischen Streuzentren innerhalb



des Kristalls bzw. den Antireflexbeschichtungen verursacht wird [SHH88]. Hinzu kommt, dass die Kristalloberflächen nicht sehr gut poliert werden können und es dadurch zu Streu- und Etaloneffekten zwischen Kristalloberflächen und auch zwischen dem Ein- und Austrittsfenster kommen kann [WH85]. Aus diesem Grund und zur stärkeren Polarisationsselektion wurden hauptsächlich EOMs mit Brewster-geschnittenen Kristallen verwendet, deren Eintritts- bzw. Austrittsfenster wiederum im Brewsterwinkel angeordnet sind. Weiterhin können Vibrationen und Amplitudenfluktuationen der RF-Spannung Ursache für RAM sein.

Aufgrund dieser Maßnahmen konnte die RAM auf kurzen Zeitskalen um über 60 dB unterdrückt werden. Zur weiteren experimentellen Kompensation von RAM wurde ein Verfahren ausprobiert, bei dem ein Teil des mit RAM versehenen Laserlichts auf eine PD gelenkt wurde und somit die Intensitätsfluktuationen direkt gemessen wurden. Anschließend wurden diese als Regelsignal auf den EOM zurückgekoppelt [WH85, SHH88]. Das Anlegen einer Gleichspannung an einen EOM-Kristall bewirkt ein Drehen der Hauptachsen des Brechungsindexellipsoids. Jedoch brachte dieses Verfahren keine deutlichen Verbesserungen und erwies sich manchmal sogar als nachteiliger, weshalb es auch nicht weiter benutzt wurde.

## 5.2 Schwebungssignalmessungen an einem Referenzresonator

In einem nächsten Schritt wird eine Schwebungssignalmessung an einem Referenzresonator durchgeführt, die einen besseren Aufschluss über die Qualität der Anbindung des MISERs an eine Referenzfrequenz gibt (siehe Kap. 4.2.2). Dafür wurde zunächst ein zweiter unabhängiger Laser eingesetzt, der zu Beginn dieser Arbeit hierfür noch zur Verfügung stand. Es handelt sich dabei um einen von G. Hollemann am MPQ aufgebauten Nd:YAG Laser (MPQ-Laser), der aus diskreten Elementen bestand [Hol, HPRW95] und eine Einmodencharakteristik zeigte. Später wird eine neue Art von Stabilisierung, eine sogenannte Feinstabilisierung, vorgestellt, die die Stabilisierung eines zweiten Teilstrahls des MISERs auf einen Referenzresonator gewährleistet.

### 5.2.1 Schwebungsmessungen mit zwei unabhängigen Lasern an einem alten Resonator

Zum verbesserten Test der Qualität der Stabilisierung des MISERs auf den Zerodur-Resonator wurde zusätzlich zu dem in Abbildung 5.1 bereits beschriebenen Aufbau ein weiterer realisiert, der das Licht des zweiten Lasers (MPQ-Laser) von der gegenüberliegenden Seite in denselben Zerodur-Resonator eingekoppelt und ebenso mit Hilfe der PDH-Methode auf eine im Frequenzraum benachbarte Longitudinalmode des Resonators stabilisiert. Das Schwebungssignal der beiden Laser gibt nunmehr Aufschluss über die Qualität der beiden Stabilisierungen, da der Einfluss des Resonators sich hierbei nicht bemerkbar macht.

Beide Laser waren für diese Messungen auf verschiedenen optischen Tischen aufgebaut, ohne weitere Vibrationsisolation, und über eine optische Einmodenfaser miteinander verbunden. Der Zerodur-Resonator lag für diese Messungen noch in dem Glaskugelbett der aufgehängten Wiege. Trotz der zwischenzeitlich angebrachten Bewegungs-Dämpfung durch Magnete in der Vakuumkammer ist in Abbildung 5.6 deutlich, die durch die ständige Bewegung des aufgehängten Resonators verursachte Dopplermodulation der stabilisierten Laserstrahlen zu erkennen. Hauptauslöser für die Bewegung war dabei die starke seismische Vibration bei 12,4 Hz, die durch starke Seitenbänder im Schwebungssignal zu erkennen ist. Allerdings deutet die Tatsache, dass diese Seitenbänder aufgelöst werden, eine Stabilisierungsqualität an, die deutlich unter der Dopplermodulationsfrequenz liegt. Um den Einfluss der Dopplermodulation zu verringern, wurde eine Kompensation dieser versucht. Dazu wurde ein Teil des vom Resonator rückreflektierten Lichts mit dem auf den Resonator zulaufenden Licht zur Schwebung gebracht und das Signal als Fehlersignal über die Frequenzmodulation eines AOMs - vorzeichenverkehrt - wieder auf die beiden Laser rückgeführt. Das Ergebnis dieser



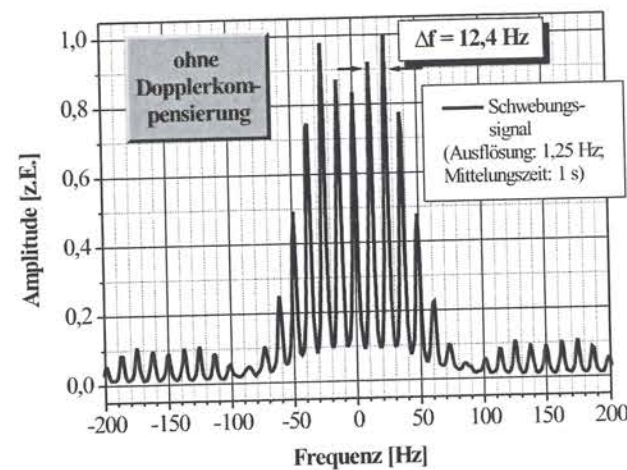


Abbildung 5.6: Schwebungssignal zwischen zwei unabhängigen, auf den Zerodur-Resonator stabilisierten Lasern ohne Dopplerkompensierung.

Dopplerkompensation sieht man durch die stark verminderten Seitenbänder in Abbildung 5.7.

Eine weitere deutliche Dämpfung dieser Vibration und damit der auftretenden Seitenbänder zeigte sich für den Fall, dass der optische Tisch pneumatisch gelagert ist, was somit neben der passiven Vibrationsisolierung durch die aufgehängte Wiege eine weitere passive Isolierungsstufe für den Resonator schafft. Die leichte Zunahme der Linienbreiten des Schwebungssignals von 2,4 Hz auf 2,8 Hz deutet allerdings bereits an, was bei späteren Messungen noch deutlicher wird. Die fast exakte Übereinstimmung der Resonanzfrequenzen des pneumatisch gelagerten optischen Tisches ( $f_{0,vert} = 1,7 \text{ Hz}$  und  $f_{0,hor} = 4,3 \text{ Hz}$ ) mit den Resonanzfrequenzen des aufgehängten Resonators hat eine negative Auswirkung auf die Stabilisierungsqualität des Lasers auf den Resonator.

Im Vergleich mit den Ergebnissen von Kapitel 5.1 zeigt sich erneut, dass das geschlossene Regelsignal keine Aussage über die eigentliche Qualität der Anbindung eines Laser an seinen Referenzresonator zuließ. Wohingegen das Fehlersignal einer nicht-regelkreisinternen Photodiode bereits einen besseren Hinweis darauf lieferte.

### 5.2.2 Die Feinstabilisierung

Um ausschließlich die Qualität der Anbindung des MISERs an den Referenzresonator zu evaluieren, wurde eine neue Messkonfiguration entwickelt. Der Grundgedanke ist hierbei, statt einen zweiten Laser zu verwenden, einen zweiten La-

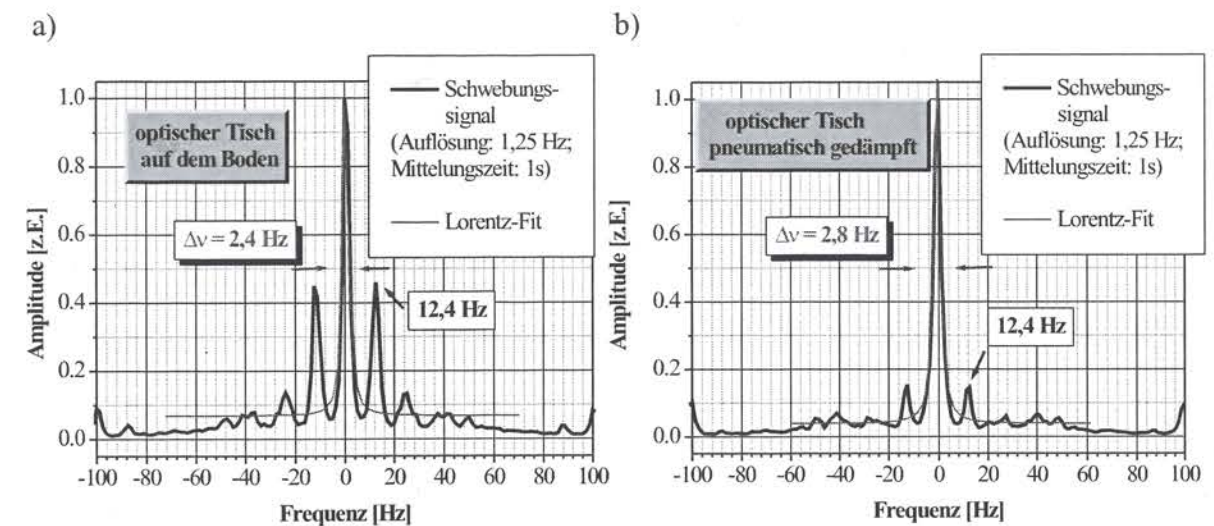


Abbildung 5.7: Schwebungssignal von zwei unabhängigen, auf den alten ULE-Resonator stabilisierten Lasern mit Dopplerkompensierung a) ohne und b) mit pneumatischer Dämpfung.

serstrahl eines Lasers zu generieren, der unabhängig vom Hauptlaserstrahl und dessen Stabilisierung, auf eine weitere Longitudinalmode desselben Referenzresonators stabilisiert wird. Der Resonator wirkt damit ein zweites Mal als Frequenzdiskriminator für die verbleibenden Frequenzfluktuationen in der Hauptstabilisierung. Dabei kann die Stabilisierung des zweiten Strahls prinzipiell sowohl in Reflexion als auch in Transmission erfolgen, wobei immer ein AOM als Stellglied für die Frequenzstabilisierung agiert (siehe z.B. [Hal94]). Die technisch einfachere Variante ist dabei die Transmissionsstabilisierung, da hierbei kein zusätzlicher EOM verwendet werden muß, was ebenso zu einem Ausbleiben von RAM-Effekten (siehe 5.1.3) führt. Die Seitenbänder können stattdessen mit einem AOM erzeugt werden. Aufgrund der bereits vorhandenen Grund- bzw. Hauptstabilisierung des Lasers ist bereits eine ausreichende Stabilität gegeben, um eine Feinstabilisierung in Transmission zu realisieren. Als Vorteil gegenüber einer Reflexionsmethode wäre dabei auch das Ausbleiben von parasitären Etalonneffekten vor dem Resonator zu werten.

Zuerst wurde die Leistungsfähigkeit einer derartigen Stabilisierung abgeschätzt. Dazu wurde die Feinstabilisierung zunächst rein elektronisch getestet und erst in einem weiteren Schritt wurden dann der Laser, die AOMs und der Photodetektor als Störquellen miteinbezogen. Hierbei ist auch das freilaufende Amplitudenrauschen des MISERs im Bereich der Modulationsfrequenzen wichtig, da dieses für eine ideale Stabilisierung nur noch schrotrauschbegrenzt sein sollte (siehe Kap. 2.2.2).



## Aufbau

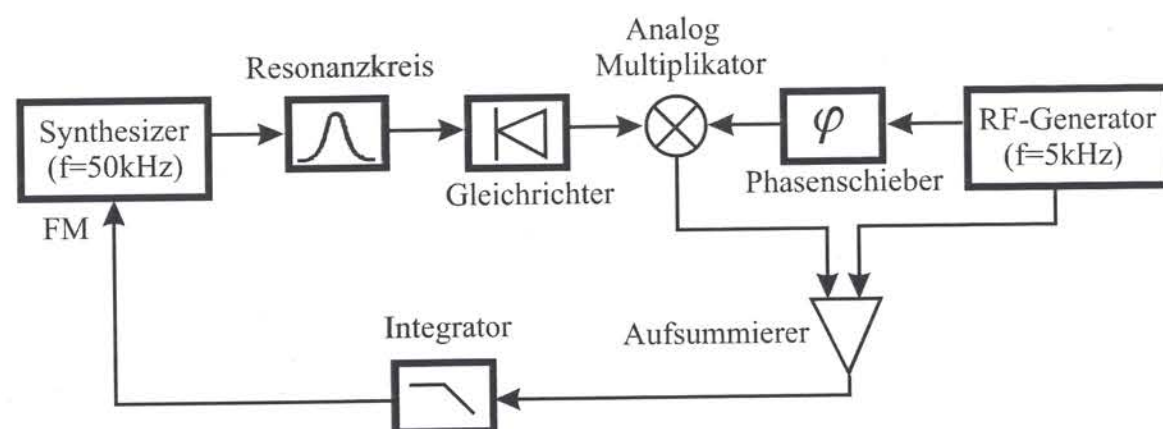


Abbildung 5.8: Schema des experimentellen Aufbaus zum rein elektronischen Test der Feinstabilisierung.

In Abbildung 5.8 ist der Aufbau zum ersten Test der Feinstabilisierung zu sehen, der auf rein elektronischem Weg abläuft. Ein Synthesizer generiert ein  $f = 50 \text{ kHz}$  Signal, das extern (RF-Generator) mit  $f_{\text{mod}} = 5 \text{ kHz}$  moduliert ist und damit im Frequenzraum Seitenbänder in eben diesem Abstand zeigt. Das Signal soll die Laserfrequenz mit seinen Seitenbändern symbolisieren. Der Referenzresonator ist durch einen elektronischen Resonanzkreis mit einer Resonanzfrequenz von  $f_0 = 50 \text{ kHz}$  und einer Linienbreite von  $\Delta\nu_c = 10 \text{ kHz}$  dargestellt. Das vom Synthesizer ausgehende frequenzmodulierte Signal trifft nun, ähnlich dem frequenzmodulierten Laserlicht, auf dieses elektronische Filter und wird, abhängig von dem Frequenzüberlapp mit der Resonanzfrequenz des Filters, durch dieses transmittiert. Das Transmissionspektrum zeigt asymmetrische Anteile der Seitenbänder, sobald die Trägerfrequenz des Signals gegenüber der Resonanzfrequenz des Filters verschoben ist. Ein nachgeschalteter Gleichrichter entfernt die negativen Amplitudenanteile und ersetzt damit die Intensitätsmessung mit Hilfe einer Photodiode. Dessen Signal wird nun einem Analog-Multiplizierer, gleich dem HF-Mischer, mit der ursprünglichen Modulationsfrequenz phasenversetzt multipliziert (siehe auch PDH-Verfahren), um ein dispersives Fehlersignal zu erhalten. Ein nachgeschalteter Aufsummierer addiert das Fehlersignal zusammen mit dem für die Modulation verwendeten reinem Sinussignal und führt es nach einer Integration auf den Frequenzmodulations-Eingang des ursprünglichen Synthesizers zurück. Damit ist ein geschlossener Regelkreis realisiert.

In einem weiteren Schritt werden nun sowohl der Laser mit seinem Frequenzrauschen, als auch die AOMs und der Photodetektor mit ihrem intrinsischen

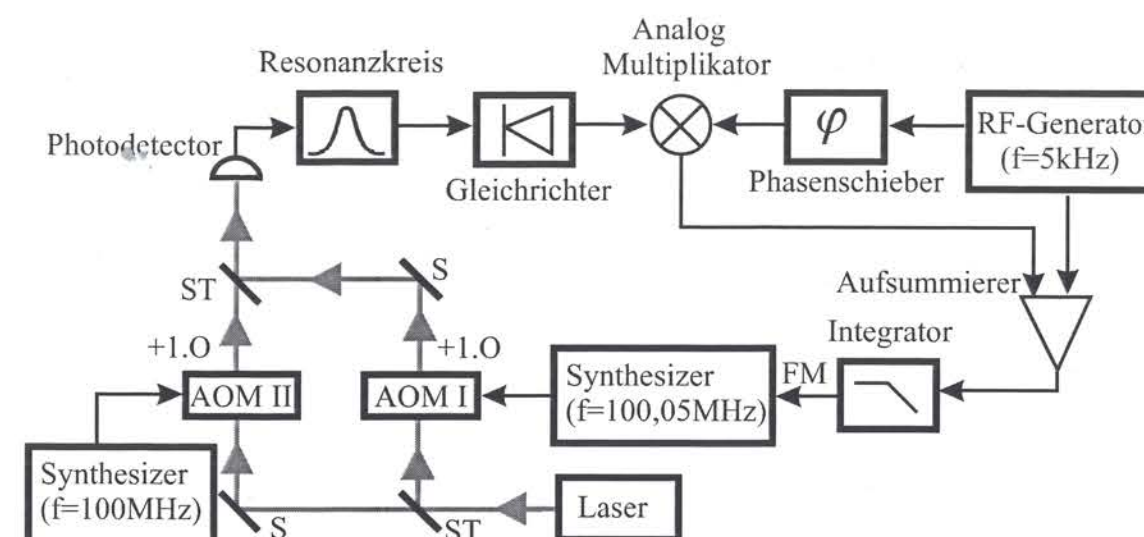


Abbildung 5.9: Schema des experimentellen Aufbaus zum optisch-elektronischen Test der Feinstabilisierung.

Rauschen als Störquellen miteinbezogen (siehe Abb. 5.9). Schließlich schlägt jegliches Frequenzrauschen eines eingesetzten AOMs im gleichem Verhältnis auf die Laserfrequenz durch [DGB92]. Die Laserstrahlung wird in zwei Strahlen aufgeteilt, wobei jeder eine Frequenzverschiebung in dieselbe „Richtung“ durch jeweils einen AOM erhält. Bringt man die beiden Strahlen anschließend zur Schwebung miteinander, so ergibt sich ein endgültiger Frequenzversatz von  $\Delta f = 50 \text{ kHz}$  (der anderweitig als durch die Verwendung von zwei frequenzschiebenden AOMs nicht erzeugt werden könnte). Seitenbänder zur Laserträgerfrequenz werden schließlich dadurch generiert, dass an dem Synthesizer eines AOMs (AOM I) eine Frequenzmodulation angelegt wird. Damit hat man dasselbe Schema, wie oben bereits beschrieben, man erzeugt eine Trägerfrequenz bei  $f_0 = 50 \text{ kHz}$  mit einer aufgeprägten Frequenzmodulation bei  $f_{\text{mod}} = 5 \text{ kHz}$ . Nur sind in diesem Fall Laser, AOM und Photodetektor als Rauschquellen mitberücksichtigt. Die Behandlung des Signals erfolgt nun analog zu dem bereits beschriebenen reinen elektronischen Fall. Als aktives Stellglied dient in diesem Fall, der bereits modulierte AOM I.

## Auswertung der Messergebnisse

Die Messung der Schwebungssignale erfolgt im rein elektronischen Fall so, dass ein Teil des Ausgangssignal des Synthesizers abgezweigt wird und in einem Frequenzmischer mit einem unabhängigen Lokaloszillator gemischt wird. In der Kombination mit den optischen Komponenten liegt das Schwebungssignal schon auf dem Photodetektor vor. Es wird somit nur ein Teil des Photodetektorsignals abgezweigt und analysiert. Es zeigen sich für beide Schwebungssignalmessungen in etwa gleiche Linienbreiten, die jeweils ausschließlich durch die Frequenzstabilität



des elektronischen Filters limitiert sind. Dieser weist aufgrund seiner nicht temperaturstabilisierten Umgebung, insbesondere für längere Mittelungszeiten, eine Frequenzdrift und weitere thermisch induzierte Fluktuationen auf.

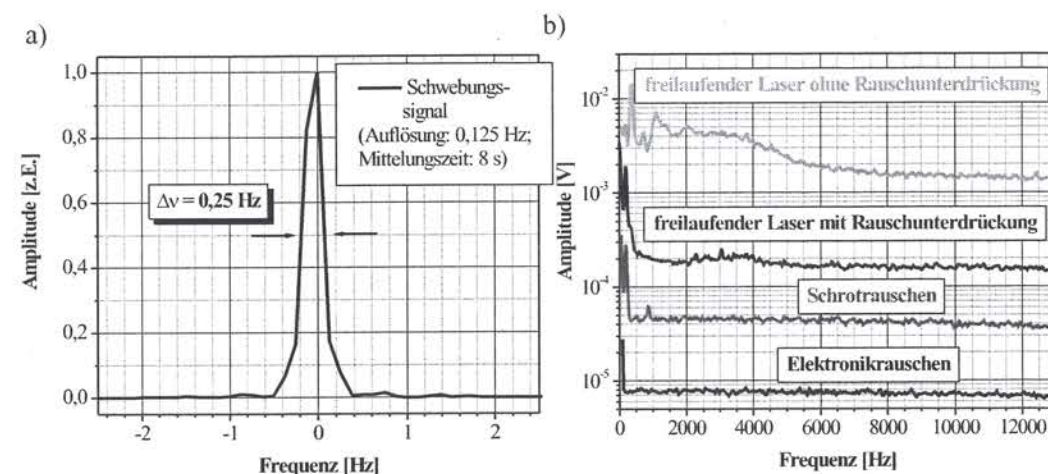


Abbildung 5.10: a) Schwebungssignalmessung und b) Intensitätsrauschmessung des freilaufenden MISERs zur Ermittlung der Qualität der Feinstabilisierung.

Ein typisches Schwebungssignal, gemessen mit der optisch-elektronischen Konfiguration, zeigt eine Linienbreite von etwa 0,25 Hz, nicht vollständig aufgelöst durch eine zu grobe Analysatorauflösung von 0,125 Hz (siehe Abb. 5.10a)). Damit kann aus den Messungen geschlossen werden, dass die entwickelte Elektronik der Feinstabilisierung mit ihrem ebenfalls selbstgebauten verstärkenden Photodetektor und den eingesetzten AOMs, für die späteren Schwebungssignalmessungen nicht begrenzend wirkt.

In einer Messung des Amplitudenrauschens (siehe Abb. 5.10b)) des freilaufenden MISERs mit eingeschalteter Rauschunterdrückung, aufgenommen mit einer gewöhnlichen Photodektorschaltung<sup>7</sup>, lässt erkennen, dass dieses bereits im kHz-Bereich nur noch um den Faktor 3 über dem Schrotrauschen liegt, das mit Hilfe einer den gleichen Photostrom verursachenden thermischen Lichtquelle gemessen wurde (vgl. [DC84, SBM<sup>+</sup>89, HGB<sup>+</sup>94]). Die Rauschunterdrückung zeigt dabei fast über den ganzen gemessenen Frequenzbereich eine Dämpfung des ansonsten vorhandenen Rauschniveaus um den Faktor 10. Nur im untersten Frequenzbereich ( $< 10 \text{ Hz}$ ) zeigt die Rauschunterdrückung noch keine Wirkung. Eine Begrenzung durch das Photodetektorrauschen lag bei diesen Messungen nicht vor, da dieses nochmals um den Faktor 6 unter dem Schrotrauschen liegt. Somit zeigt sich,

<sup>7</sup>Photodiode: Fa. EG&G, Typ: FND-100

dass die Anwendung einer Feinstabilisierung, aufgrund des in diesem Frequenzbereich vorliegenden, fast nur noch schrotrauschbegrenzten Laseramplitudenrauschens, mit Modulationsfrequenzen bereits im kHz-Bereich, d.h. in dem relativ zum PDH-Verfahren sehr niedrigen Frequenzbereich, möglich ist.

### 5.2.3 Schwebungsmessungen an einem alten Referenzresonator

Die Umsetzung der Feinstabilisierung erfolgte als erstes an dem Zerodur-Resonator durch Aufspaltung des MISER-Lichts und der unabhängigen Stabilisierung dieser beiden Laserstrahlen auf den Referenzresonator.

#### Schwebungsmessungen an dem Zerodur-Resonator

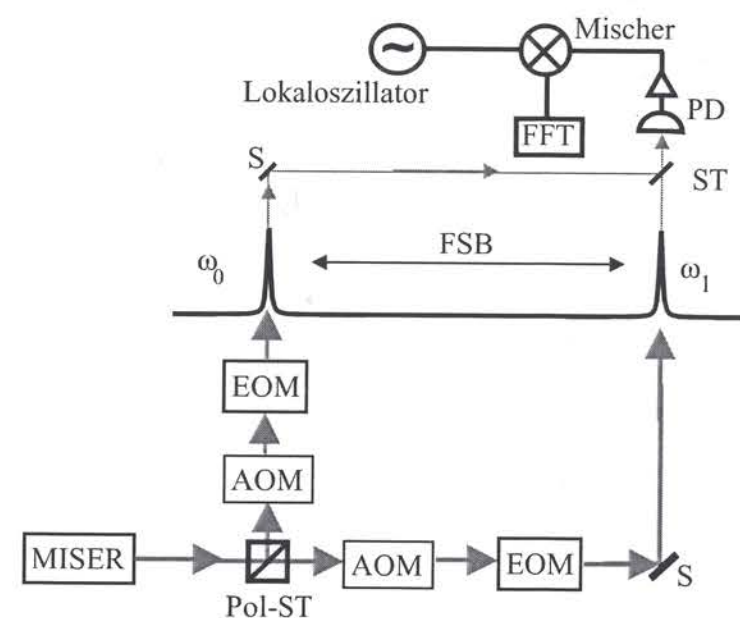


Abbildung 5.11: Vereinfachter schematischer Aufbau zur Messung des Schwebungssignals an einem Referenzresonator (Pol-ST: Polarisationsstrahlteiler; ST: Strahlteiler; S: Spiegel; PD: Photodetektor; FFT: Fast-Fourier-Analysator; AOM: Akusto-optischer Modulator, EOM: Elektro-optischer Modulator).

In Abbildung 5.11 ist der vereinfachte Versuchsaufbau zur Messung des Schwebungssignals an einem Resonator mit nur einem Laser dargestellt. Der Hauptstrahl des MISERs wird mit Hilfe der PDH-Stabilisierungsmethode auf den Zerodur-Resonator stabilisiert (Hauptstabilisierung). Ein zweiter abgezwiegt Strahl wird



ebenfalls mit Seitenbändern versehen und mit Hilfe der Feinstabilisierung in Transmission stabilisiert. Ein AOM dient dabei als Aktuator für die Frequenzkorrekturen (siehe auch [MKNU00]). Das Schwebungssignal zwischen diesen beiden stabilisierten Laserstrahlen ist prinzipiell ein Maß für die Stabilisierungsqualität der beiden Strahlen auf den Resonator (innerhalb der Regelbandbreite der 2. Stabilisierung). Allerdings sollte die Hauptstabilisierung dabei die limitierende Stabilisierung sein, da die Feinstabilisierung noch zusätzlich für den bereits hauptstabilisierten Teilstrahl wirkt.

Aus dem Transmissionssignal der Feinstabilisierung wird dabei, ähnlich wie bei dem Reflexionssignal für das herkömmliche Pound-Drever-Hall Verfahren, ein Fehlersignal gewonnen, das auf den AOM als Frequenzmodulation zurückgeführt wird, was damit eine PDH-Stabilisierungstechnik in Transmission ergibt. Aufgrund der viel geringeren Bandbreite dieser Stabilisierungstechnik (entspricht etwa der Resonatorlinienbreite) kann diese nur auf den bereits vorstabilisierten Laser angewendet werden, dessen Frequenzfluktuationen durch die Hauptstabilisierung bereits größtenteils herausgeregt sind. Da für eine Transmissionsstabilisierung Frequenz- und Amplitudenfluktuationen nicht zu unterscheiden sind, ist es notwendig, eine Laserintensitätsstabilisierung (siehe Kap. 6.1) zu implementieren. Dies wurde in einem ersten Versuch mit Licht vor dem Einkoppeln in den Referenzresonator versucht und in einem zweiten Schritt mit Licht, das durch den Resonator transmittiert ist.

**Aufbau** Der Aufbau in Abbildung 5.12 stellt eine Modifizierung des Aufbaus dar, der in 5.1 bereits vorgestellt wurde.

Ein zweiter Laserstrahl wird abgezweigt, um diesen unabhängig vom Hauptstrahl, in den Zerodur-Resonator einzukoppeln. Dazu wird der vormals geblockte Strahl der 0. Ordnung des Breitband-AOMs (AOM II) als Hauptstrahl verwendet, der mit Hilfe der Hauptstabilisierung auf eine Longitudinalmode des Zerodur-Resonators stabilisiert wird. Ein zweiter Laserstrahl wird nach doppeltem Durchgang durch diesen AOM (AOM II,  $2 \times 280 \text{ MHz} = \text{FSB}_{\text{Zer}}$ ) und anschließender Abspaltung des zweimal frequenzverschobenen Lichts generiert. Die Erzeugung, der für die Frequenzstabilisierungen erforderlichen Regelsignale erfolgt sowohl für die Hauptstabilisierung wie auch für die Feinstabilisierung, über die Pound-Drever-Hall-Methode (siehe Kap. 2.2.2). Dazu werden der nicht frequenzverschobenen 0. Ordnung, genauso wie der frequenzverschobenen 1. Ordnung des AOM II jeweils in einem Phasenmodulator Seitenbänder ( $m \approx 1$ ) aufgeprägt. Eingesetzt werden hierfür Phasenmodulatoren<sup>8</sup>, die mit einer sinusförmigen Spannung mit den Frequenzen  $f_1 = 8,32 \text{ MHz}$  für die Hauptstabilisierung und  $f_2 = 5,9 \text{ kHz}$  für

<sup>8</sup>EOM 1: Fa. Conoptics; EOM 2: Fa. Gsänger, Typ: PM 25 IR mit Brewster-geschnittenen Fenstern und KD\*P-Kristallen

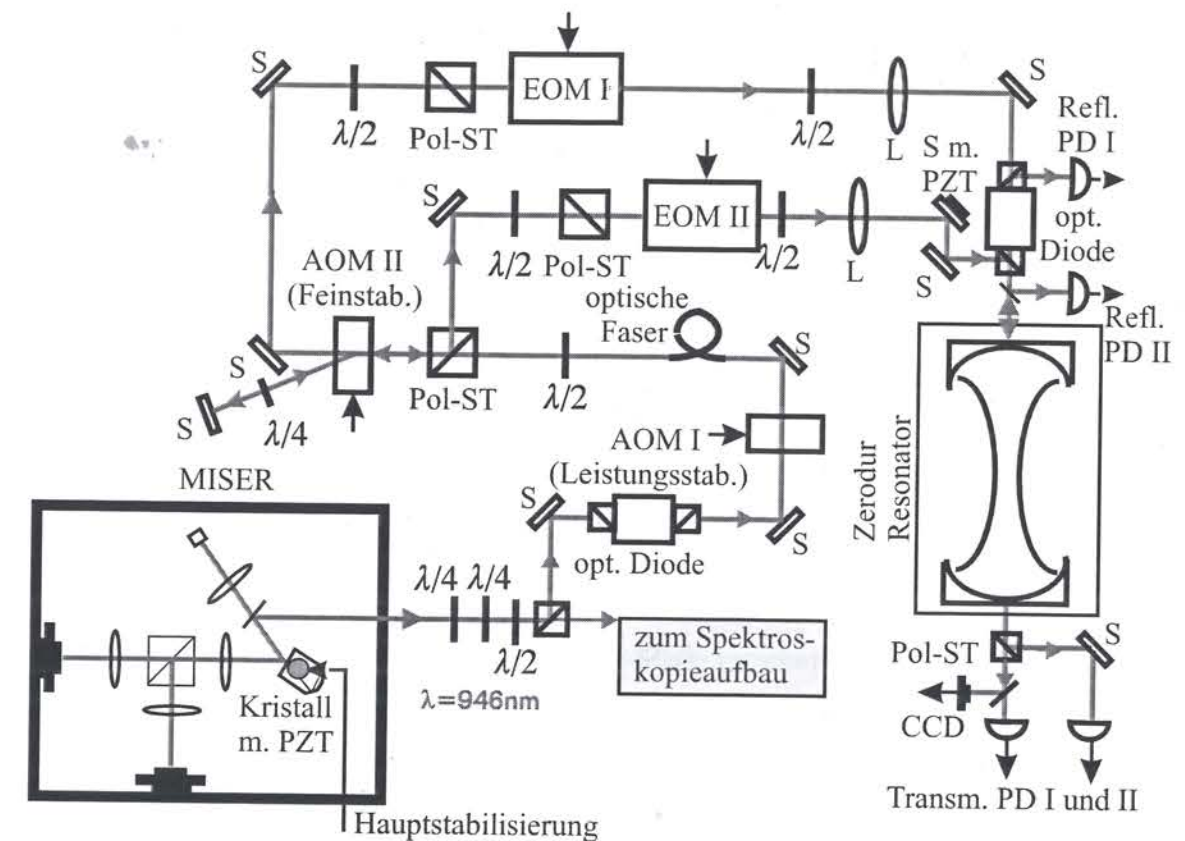


Abbildung 5.12: Schema des experimentellen Aufbaus zur Messung der Qualität der Stabilisierung des MISERs auf den Zerodur-Referenzresonator durch eine Schwebungssignalmessung (Pol-ST: Polarisationsstrahlteiler; S: Spiegel; PD: Photodetektor; L: Linse). Die Anzahl der Spiegel wurde aus Übersichtlichkeitsgründen verringert.

die Feinstabilisierung angesteuert werden. Als Stellglied für die Hauptstabilisierung dient nach wie vor die auf dem Laserkristall liegende Piezokeramik, für die Feinstabilisierung übernimmt diese Aufgabe AOM II.

Nach einer entsprechenden Modenanpassung an die Resonatormode des Referenzresonators werden die beiden Strahlen schließlich an dem Auskoppelpolarisationsstrahlteiler einer optischen Diode vor dem Resonator wieder zusammengeführt. Die Einkopplung der beiden orthogonal zueinander polarisierten Laserstrahlen erfolgt auf zwei im Frequenzraum nebeneinander liegenden Longitudinalmoden des Zerodur-Resonators. Die optische Diode dient zur Vermeidung von optischen Rückkopplungen zum Laser. Verwendet wird hierfür ein Faraday Isolator<sup>9</sup> mit der spezifizierten Dämpfung von 30 dB. Gleichzeitig dient die Diode

<sup>9</sup>Fa. Linos, Typ: 940/5



zur Separation des rückreflektierten Signals, aus dem das Fehlersignal für die Hauptstabilisierung generiert wird.

Ein kleiner Teil des auf den Resonator gerichteten Lichts wird verwendet, um Intensitätsschwankungen zu detektieren (Refl. PD II) und sie mit Hilfe von AOM I zu kompensieren. Zu diesem Zweck kann allerdings auch die Transmissionsphotodiode II verwendet werden. Nach dem Resonator lassen sich die beiden eingekoppelten Teilstrahlen durch ihre orthogonale Polarisation wieder voneinander trennen. Jedoch bewirkt die Transmission durch den Resonator, der mit dielektrisch beschichteten Hoch-Finesse Spiegeln ausgestattet ist, zusammen mit den eingeklebten Fenstern in der Vakuumkammer, eine leichte Verzerrung der linearen Polarisation. Ebenso weisen die Polarisationsstrahlteiler vor und hinter dem Resonator eine nicht vollständige Extinktion (für die jeweils falsche Polarisation) auf, so dass gegenseitige Intensitätsanteile der beiden Strahlen auf Prozentniveau vorhanden ist. Das reicht aus, um ein Schwebungssignal in Transmission zu messen. Für die Schwebungssignalmessung steht eine schnelle, intern verstärkende Photodiode<sup>10</sup> zur Verfügung (Transm. PD I), wobei das Schwebungssignal anschließend nochmals verstärkt, mit einem stabilen Lokaloszillator (Referenz auf kommerziellen Cs-Frequenzstandard<sup>11</sup>) gemischt und schließlich nochmals gefiltert wird. Eine CCD-Kamera lässt die einfache Überprüfung der angeregten Resonatormode zu. Die zweite Transmissionsphotodiode<sup>12</sup> (Transm. PD II) ist vornehmlich für den Bereich der langsamen Modulationsfrequenz ausgelegt und dient zur Generierung des Fehlersignals für die Feinstabilisierung.

In den ersten Aufbauten diente anstelle eines EOMs einer der Einkoppelspiegel für den zweiten Laserstrahl, der auf einer Piezokeramik befestigt ist (siehe S.m.PZT in Abb. 5.12) als Frequenzmodulator. Allerdings führte der Betrieb der Piezokeramik bei akustischen Frequenzen zusätzlich zu einer großen Amplitudenmodulation, was vermutlich durch dessen Platzierung direkt neben dem Laser verursacht wurde. Aus diesem Grund wurden die Frequenzseitenbänder daraufhin zunächst mit Hilfe eines AOMs (AOM II) erzeugt. Jedoch erfolgte in einem nächsten Schritt der Frequenzanalyse des MISERs der Vergleich mit einem zweiten unabhängigen Resonator, wofür das feinstabilisierte Licht verwendet wurde. Dafür war es notwendig, dieses frei von einer Modulation zu halten. Aus diesem Grund konnte der AOM nicht länger als Frequenzmodulator eingesetzt werden, und es erfolgte schließlich der Einbau eines weiteren EOMs zur Frequenzmodulation.

**Auswertung der Messergebnisse** Die Auswertung des Schwebungssignals mit Hilfe eines FFT-Analysators zeigt die Linienform und dessen Linienbreite. Die an

<sup>10</sup>Fa. EOT, Typ: ET-2030A

<sup>11</sup>Fa. Agilent Technologies, Typ: 5071 high precision

<sup>12</sup>Fa. Laser-Optics, Typ: PD-50M

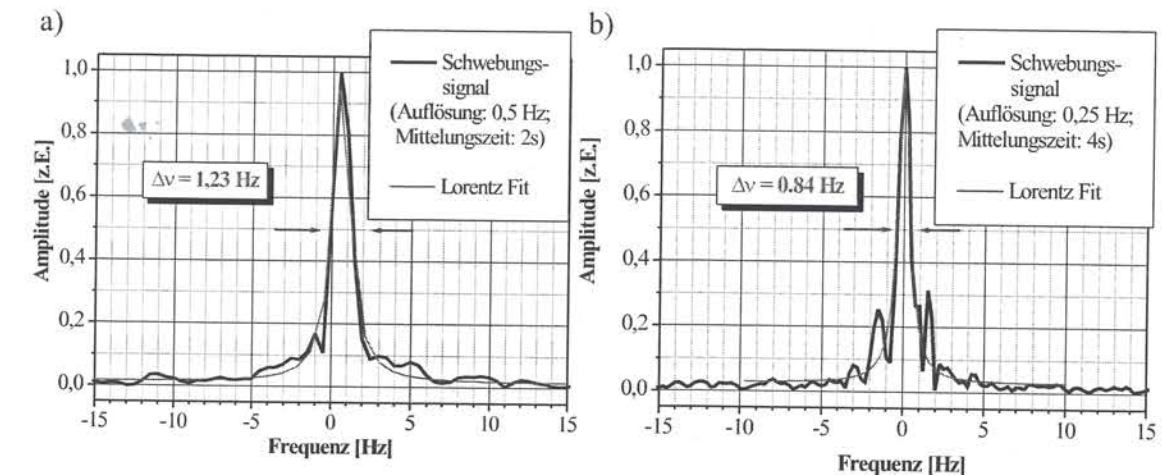


Abbildung 5.13: Linienformen und Linienbreiten der Schwebungssignalmessungen von zwei unabhängig stabilisierten Laserstrahlen auf einen Zerodur-Referenzresonator bei verschiedenen Mittelungszeiten (a und b).

die gemessenen Spektren angepassten Lorentzkurven zeigen Halbwertslinienbreiten von 1,2 Hz bei 2 s und 0,8 Hz bei 4 s (siehe Abb. 5.13a) und b)) [ENSZ03b]. Ein deutliches Problem, das bei dem Zerodur-Resonator zu Tage tritt, ist die geringe Intensität (einige  $\mu W$ ), die im Transmissionssignal zur Verfügung steht, was zu einem schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnis von nur mehr 50 dB führt. Für längere Mittelungszeiten allerdings machen sich laserfrequenzverbreiternde Einflüsse wie RAM-Driften stark bemerkbar, so dass keine Aussage mehr über Linienbreiten bei derartigen Mittelungszeiten gemacht werden können.

Insgesamt kann davon ausgegangen werden, dass die Hauptstabilisierung den weniger frequenzstabilen Beitrag zum Schwebungssignal darstellt. Die gemessenen Linienbreiten sind demnach begrenzt durch die Stabilisierungsqualität der Hauptstabilisierung. Für die Messungen war jeweils eine Intensitätsstabilisierung des Laserlichtes in Transmission in Betrieb, wobei sich allerdings kaum Unterschiede zeigten, ob das zugehörige Fehlersignal in Reflexion oder in Transmission gewonnen wurde. Beide Male wurden Intensitätsfluktuationen auf ein relatives Niveau kleiner 1% gedrückt (siehe Kap. 6.1). Die Schwebungssignalmessungen, die mit einem AOM als Seitenbandgenerator arbeiteten, hatten im Schnitt etwas größere Linienbreiten (z.B.  $\Delta\nu \approx 1,2$  Hz für 4 s).

Um den Einfluss der zwei verschiedenen optischen Pfade der Haupt- und der Feinstabilisierung und damit den Einfluss parasitärer Etalons zu messen, wird die Feinstabilisierung samt zugehöriger Modulation ausgeschaltet, so dass mit Hilfe dieser interferometrischen Homodyne-Messung der Beitrag der unterschiedlichen



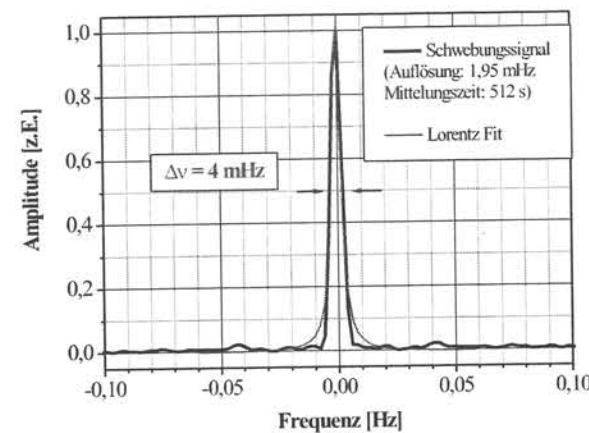


Abbildung 5.14: Schwebungssignal zwischen den zwei optischen Wegen der Haupt- und der Feinstabilisierung bei dem Zerodur-Resonator Aufbau.

optischen Wege ermittelt wird (siehe Abb. 5.12). Es zeigt sich, dass dieser Einfluss vernachlässigt werden kann, da sich linienverbreiternde Mechanismen auf mHz-Niveau befinden, wie in der Messung in Abbildung 5.14 zu sehen ist, die darüber hinaus noch größtenteils limitiert wird durch die Auflösung des Analysators.

### Schwebungsmessungen an dem alten ULE-Resonator

In einem nächsten Schritt sollte die Qualität der Feinstabilisierung evaluiert werden, um deren Einfluss auf die Frequenzstabilität des Lasers abzuschätzen. Es ist daher notwendig einen gleichwertigen (dritten) Laserstrahl zu generieren mit möglichst derselben Frequenzstabilität, wie der bereits feinstabilisierte Laserstrahl und der somit als unabhängige Frequenzreferenz dient. Dafür braucht man allerdings einen weiteren, zweiten unabhängigen Referenzresonator um an diesem eine Schwebungssignalmessung der beiden feinstabilisierten Laserstrahlen vornehmen zu können. Diese gibt Auskunft über die nunmehr erreichte Frequenzstabilität des zweifach stabilisierten Lasers. Die Hauptstabilisierung des MISERs erfolgt dabei weiterhin auf den 1. Resonator.

**Aufbau** Der Aufbau in Abbildung 5.15 ist ähnlich dem Aufbau für den Zerodur-Resonator, der in Abbildung 5.12 bereits vorgestellt wurde. Das Laserlicht, das auf dem Zerodur-Resonator Aufbau für die Feinstabilisierung verwendet wird, wird nunmehr mit Hilfe einer 3 m langen optischen Faser zu einem zweiten Aufbau bestehend aus dem alten ULE-Resonator (siehe Kap. 3.4.1), gebracht. Die-

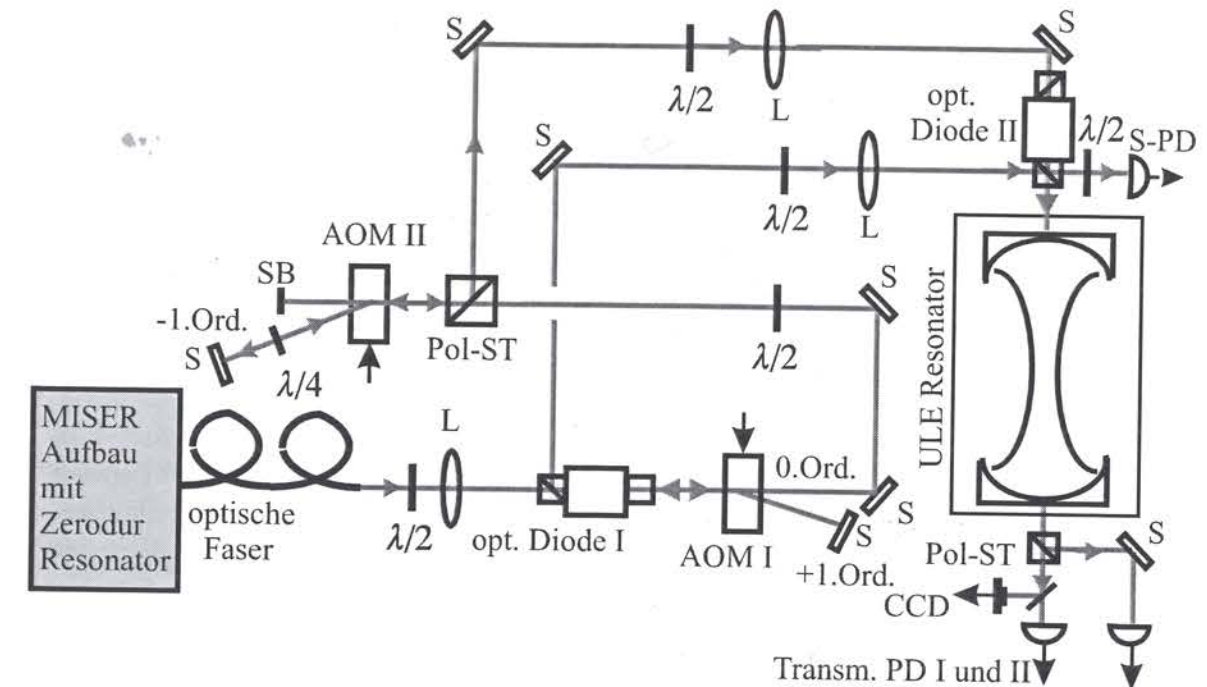


Abbildung 5.15: Schema des experimentellen Aufbaus zur Messung der Qualität der Feinstabilisierung des MISERs mit Hilfe des alten ULE-Referenzresonators (Pol-ST: Polarisationsstrahlteiler; S: Spiegel; PD: Photodetektor; L: Linse; SB: Strahlblocker). Die Anzahl der Spiegel wurde aus Übersichtlichkeitsgründen verringert.

ser Aufbau befindet sich ebenfalls auf einem AVI-System, wobei der Resonator ebenfalls in einem V-Block aus Aluminium liegt. Anfangs war die optische Faser noch mit einer Faserstabilisierung ausgestattet, die allerdings nach den Messergebnissen von Kapitel 5.3 überflüssig und deshalb nicht eingeschaltet wurde. Die Separation der zwei für die Schwebungsmessung auf der 2. AVI-Plattform benötigten Laserstrahlen erfolgte durch die zwei Ordnungen eines AOMs (AOM I,  $f = 275$  MHz), wobei ein Laserstrahl den AOM in der 0. Ordnung passiert und der andere (1. Ordnung) nach einem doppelten Durchgang durch AOM I mit Hilfe einer optischen Diode separiert wird. Die 0. Ordnung wird allerdings anschließend ebenfalls einem zweifachen Frequenzversatz durch einen AOM (AOM II,  $f = 100$  MHz) unterzogen. Die Summe der zwei Frequenzverschiebungen der beiden AOMs überspannt genau einen freien Spektralbereich des alten ULE-Resonators ( $FSB_{aULE} \approx 750$  MHz). Zur Frequenzstabilisierung der beiden Laserstrahlen ist eine separate Frequenzmodulation notwendig, die durch zwei AOMs (AOM I und AOM II) ausgeführt wird. Da der Laserstrahl bereits durch die Hauptstabilisierung auf den Zerodur-Resonator vorstabilisiert ist, wird für beide Strahlen jeweils nur mehr eine separate Feinstabilisierung angewendet. Die Modulationsfrequenzen bei  $f_{mod1} = 5,9$  kHz und  $f_{mod2} = 3,9$  kHz (jeweils  $m \approx 1$ )



liegen innerhalb der Resonatorlinienbreite. Die beiden Stabilisierungselektroniken sind, mit Ausnahme der Abstimmung auf die jeweilige Modulationsfrequenz, identisch aufgebaut. Nach einer entsprechenden Modenanpassung an die Resonatormode des Referenzresonators werden die beiden Strahlen in Transmission mit Hilfe von PD I und PD II auf den Resonator stabilisiert. Die Monitorausgänge dieser beiden Photodetektoren werden als Regelsignal für die jeweiligen Intensitätsstabilisierungen der beiden Laserstrahlen verwendet. Als Aktuator für die Fehlersignalkorrekturen dienen AOMs (AOM I + II). Ein Teil des an der optischen Diode überlagerten Lichts kann auf einem Schwebungssignal-Photodetektor analysiert werden (S-PD).

**Auswertung der Messergebnisse** Die Messungen zeigten eine im Vergleich zu der Qualität der Hauptstabilisierung, kaum verbesserte Qualität der Feinstabilisierung. Die gemessenen Linienbreiten der Schwebungssignale zwischen den beiden feinstabilisierten Laserstrahlen zeigten sub-Hertz Werte, die ähnlich den Messungen in Kapitel 5.2.3 ausfielen. Als Ursache dafür werden vor allem das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis ( $S/R \approx 50$  dB) angesehen, dass durch die geringe Transmissionsfähigkeit des alten ULE-Resonators gegeben ist. Die Verwendung der Intensitätsstabilisierung in Transmission brachte keine Verbesserung der Linienbreiten, was wahrscheinlich dadurch bedingt war, dass eine Amplitudenmodulation bei AOM I auch die 0. Ordnung beeinflusste und somit eine zusätzliche Modulation auf den zweiten Laserstrahl aufprägte. Eine weitere Ursache kann auch das Fehlen eines AOMs vor der Resonatoreinkopplung sein, wodurch sich parasitäre Etalonneffekte zwischen dem Polarisationsstrahlteiler der optischen Diode und dem Einkoppelspiegel des Resonators ausbilden können.

Insgesamt muß damit die vorhergehende Annahme, dass die Hauptstabilisierung den größeren Beitrag zum Schwebungssignal zwischen ihr und der Feinstabilisierung liefert, revidiert werden, da der Zerodur-Resonator ähnlich schlechte Transmissionswerte aufweist, wie der alte ULE-Resonator und somit die Qualität der Feinstabilisierung ähnlich schlecht ist. Die Tatsache der wirkungslosen Feinstabilisierung war dabei einer der Hauptgründe für die Anschaffung von neuen Resonatoren mit einer verbesserten Transmission.

#### 5.2.4 Schwebungsmessungen an einem neuen Referenzresonator

Nachdem die schlechte Transmission der Resonatoren hauptverantwortlich gemacht wurde, für das schlechte Abschneiden der Qualität der Feinstabilisierung, sollte dieses Experiment mit den neu aufgebauten ULE-Resonatoren wiederholt werden. Nach deren Aufbau erhielt der MISER zunächst wiederum eine Hauptstabilisierung auf einen ULE-Referenzresonator, um danach noch einmal auf einem

zweiten ULE-Referenzresonator zwei unabhängige Feinstabilisierungen zu erhalten.

#### Aufbau

Der experimentelle Aufbau für die Hauptstabilisierung des MISERs auf den neuen ULE-Resonator ist im wesentlichen identisch zu dem bereits in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Aufbau. Über eine 3 m lange Einmodenfaser wird ein Teil des Laserlichts zum Aufbau des zweiten ULE-Referenzresonators geschickt. Die Einkopplung in die Faser wird dabei sowohl auf maximale Transmission, wie auch auf möglichst geringe Störungen der linearen Polarisation justiert, was durch einen Polarisationsstrahlteiler (Pol-ST) auf der Auskoppelseite überprüft werden kann.

Die optische Faser wird mit Hilfe von Schlaufen an der Decke der Schalldämmbox möglichst berührungsfrei zu dem zweiten Aufbau geführt. Da sich dieser in einigen Punkten von dem Aufbau in Kapitel 5.2.3 unterscheidet, ist er in Abbildung 5.16 schematisch dargestellt. Nach der Auskopplung aus der Faser wird der Strahl durch eine  $\lambda/2$ -Platte und einen weiteren Polarisationsstrahlteiler in zwei Strahlen gleicher Leistung aufgeteilt. Um bezüglich der Aktuatoren für die Frequenzmodulationen flexibel zu sein, wurden zusätzlich temperaturstabilisierte Elektro-Optische-Modulatoren<sup>13</sup> (EOM I + II) eingesetzt.

Mit Hilfe der EOMs und den von ihnen aufgeprägten Seitenbändern ( $f_{mod1} = 6,5$  MHz und  $f_{mod2} = 7,2$  MHz), besteht die Möglichkeit, die PDH-Stabilisierungsmethode in Reflexion anzuwenden. Aus diesem Grund wurden die beiden Photodioden (Refl PD I+II) für die Reflektionssignale an den beiden Orten eingebaut, an denen sich jeweils das rückreflektierte Licht abseparieren lässt. Die eingesetzten EOMs zeigen allerdings den Nachteil, eine Frequenzmodulation nur mit einem relativ kleinen Modulationsindex ( $m < 0,5$ ) vornehmen zu können. Dies ist dadurch bedingt, dass die EOMs sehr hohe  $\lambda/2$ -Spannungen haben und die Überhöhung der Spannung in den EOM-Resonanzkreisen für  $m > 0,5$  nicht hoch genug ist. Die Temperaturstabilisierung der EOMs auf Temperaturen etwas oberhalb der Labortemperatur soll den Einfluss der Erwärmung der KD\*P-Kristalle und damit entstehende langsame Amplitudenmodulationen reduzieren. Die verbleibenden Amplitudenmodulationen bei der Modulationsfrequenz (RAM) konnten durch diesen Aufbau um ca. 60 dB unterdrückt werden.

Zudem besteht die Möglichkeit, die beiden AOMs (AOM I,  $f = 110$  MHz; AOM II,  $f = 280$  MHz) nicht nur als Stellglieder für die Frequenzstabilisierung zu verwenden, sondern mit Hilfe von ihnen den beiden Laserstrahlen, auch eine Frequenzmodulation bei  $f_1 = 3,9$  kHz bzw.  $f_2 = 5,9$  kHz aufzuprägen. Dies ist bei den neuen Resonatoren aufgrund ihrer verbesserter Transmission von 25% mit

<sup>13</sup>Fa. Linos, Typ: PM 25 IR mit brewstergeschnittenen Fenstern und KD\*P-Kristallen



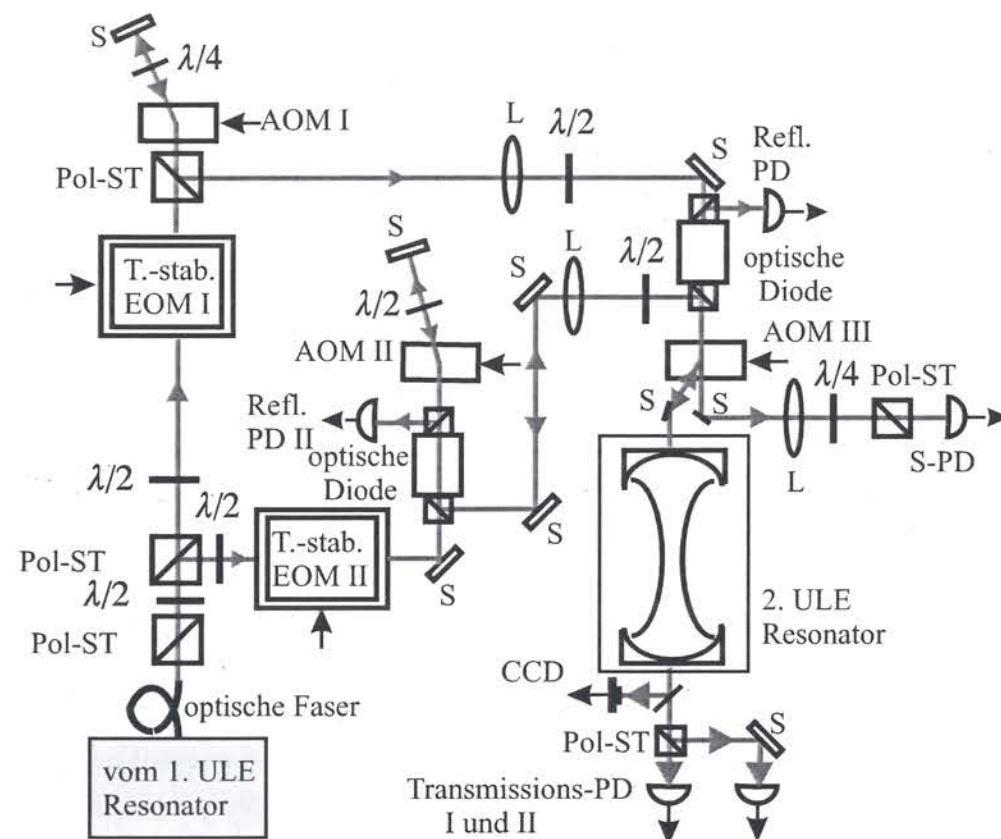


Abbildung 5.16: Schema des experimentellen Aufbaus zur Messung der Qualität der Feinstabilisierung auf dem neuen ULE Referenzresonator (Pol-ST: Polarisationsstrahlteiler; S: Spiegel; PD: Photodiode; L: Linse). Die Anzahl der Spiegel wurde aus Übersichtlichkeitsgründen verringert.

einem deutlich höheren S/R-Verhältnis möglich, als es bei den alten Resonatoren der Fall war. Die Summe der beiden absoluten Frequenzverschiebungen durch die AOMs entspricht wiederum genau einem Freien Spektralbereich des ULE-Resonators ( $FSB_{ULE2} = 808 \text{ MHz}$ , siehe Kap. 3.4.1). Nach erfolgter Modenanpassung an die Resonanzmoden des Resonators, werden die beiden Laserstrahlen an dem Auskoppelpolarisationsstrahlteiler der optischen Diode wieder vereinigt und gemeinsam über einen AOM (AOM III,  $f = 50 \text{ MHz}$ ) und dessen erneuten Frequenzversatz in den 2. ULE-Resonator eingekoppelt. Die 0. Ordnung dieses AOMs beinhaltet beide Laserstrahlen und damit das Schwebungssignal zwischen ihnen, das mit Hilfe einer schnellen Photodiode detektiert werden kann. Anschließend wird dieses Signal nochmals nachverstärkt, mit einem stabilen Lokaloszillator auf wenige kHz heruntergemischt, gefiltert und auf einem Fast-Fourier-Transform Analysator oder auch einer Frequenzzählerkombination analysiert. Durch die Frequenzdifferenz von einem Freien Spektralbereich zwischen den beiden Laserstrah-

len, erfolgt die Einkopplung wiederum auf zwei im Frequenzraum nebeneinander liegenden Longitudinalmoden des Resonators. Die richtige Wahl und die Güte der Einkopplung wird durch eine CCD-Kamera bzw. durch Transmissionsphotodioden überprüft. Aufgrund der zueinander orthogonalen Polarisierung der beiden Strahlen ist deren Separation nach der Transmission des Resonators erneut möglich, so dass die Anpassung an die Resonatormode für beide Strahlen getrennt vorgenommen werden kann. Auch hier beträgt das Auftreten einzelner höherwertiger Moden weniger als 10% der 00-Transmissionsamplitude.

### Auswertung der Messergebnisse

Der MISER weist auf Grund seiner großen inhärenten Amplitudenstabilität bereits im Bereich der kHz-Modulationsfrequenzen ein Amplitudenrauschen auf, das nur noch um den Faktor 3 über dem Schrotrauschen liegt (siehe Abb. 5.10b)). Das bedeutet, dass für beide Teilstrahlen gemeinsame Rauschbeiträge bereits sehr klein sind. Außerdem werden sowohl die Modulation der Seitenbänder als auch die Frequenzkorrekturen für die beiden Teilstrahlen unabhängig voneinander vorgenommen. Damit können diese, auch bei einer gemeinsamen Hauptstabilisierung auf den 1. ULE-Resonator, im Rahmen der Regelbandbreite der beiden Regelkreise, als voneinander unabhängig betrachtet werden (siehe hierfür auch Kap. 5.4.2).

Das verstärkte und von höheren Beiträgen gefilterte Schwebungssignal kann direkt auf einem FFT-Analysator auf seine Linienform bzw. seine Linienbreite bei verschiedenen Mittelungszeiten untersucht werden (Abb. 5.17). Das Signal-zu-Rausch Verhältnis beträgt rund 60 – 70 dB.

Die vorgestellten Messergebnisse sind mit Hilfe der AOMs als Frequenzmodulatoren für die Feinstabilisierung erreicht worden. Die Ergebnisse der Messungen, bei denen die PDH-Methode in Reflexion angewendet wurde, zeigten eine schlechtere Frequenzstabilität und wurden daher nicht weiter verfolgt. Abbildung 5.17 zeigt einige für ihre Mittelungszeit typischen Schwebungssignale. Für kurze Mittelungszeiten ist die Auflösung des Analysators begrenzend. Erst bei längeren Mittelungszeiten wird die eigentliche Linienbreite des Schwebungssignals erkennbar. Aus der gemessenen Schwebungssignallinienbreite von 34 mHz lässt sich eine Frequenzstabilität der individuellen Feinstabilisierung von etwa 25 mHz ableiten.

Durch eine entsprechende Kombination von zwei Frequenzzählern<sup>14</sup> wird eine hinreichend totzeitfreie Frequenzzählung gewährleistet, was die Möglichkeit der anschließenden Berechnung der Allan-Varianz eröffnet. Die Frequenzzählintervalle sind auf 10 ms eingestellt, in denen die Schwebungsfrequenzfluktuationen in einem 2 Hz breiten Frequenzband liegen (siehe Abb. 5.18a)). Der Abstand zwischen den

<sup>14</sup>Fa. Agilent Technology, Typ: 53131A und 53132A



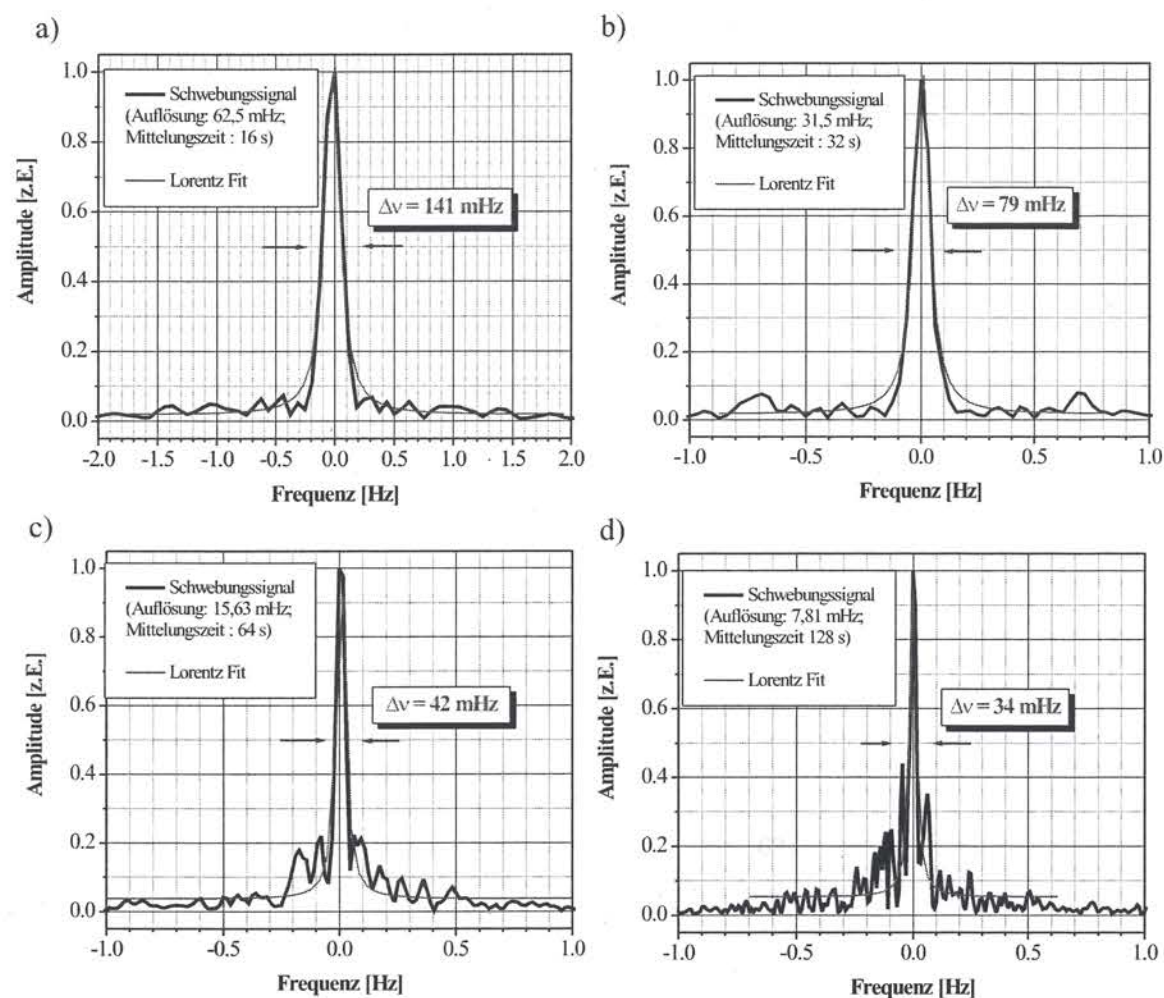


Abbildung 5.17: Linienformen und Linienbreiten der Schwebungssignalmessung von zwei unabhängig feinstabilisierten Laserstrahlen auf den neuen ULE-Referenzresonator bei verschiedenen Mittelungszeiten (a,b,c und d).

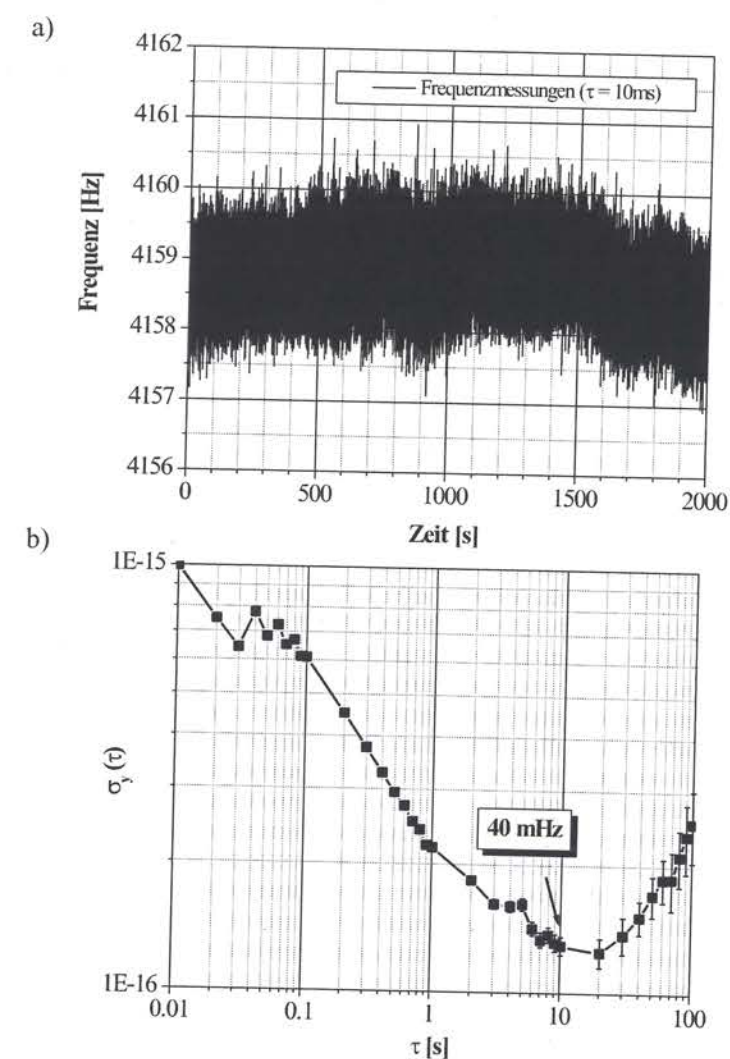


Abbildung 5.18: Frequenzmessung und daraus berechnete Allan-Varianz der Schwebungssignalmessung von zwei unabhängig feinstabilisierten Laserstrahlen auf einem ULE-Referenzresonator.



Maximal- und dem Minimalwert der Langzeitfrequenzmessung beträgt nur etwas mehr als 3 Hz. Die aus diesen Daten berechnete Allan-Varianz, zusammen mit der Standardabweichung der Varianzwerte ist in Abbildung 5.18b) dargestellt. Anfangs zeigt sich dabei ein  $f^{-1/2}$ -Abfall, was auf ein weißes Frequenzrauschen hindeutet (siehe Kap. 4.1.2). Die kleinste Allan-Varianz wird im Bereich von einigen Sekunden bis mehrere 10 s mit einem Wert von  $1,2 \cdot 10^{-16}$  erreicht, was einer Linienbreite von 40 mHz entspricht. Zu längeren Mittelungszeiten zeigt sich eine größere Instabilität, was dadurch zu erklären ist, dass das Signal für die Frequenzzählung nochmals mit Hilfe eines etwa 100 Hz breiten Resonanzfilters von der im Schwebungssignal vorhandenen Modulationsfrequenzen der Feinstabilisierungen gefiltert wurde. Die Resonanzfrequenz des Filters zeigte allerdings gegenüber dem Schwebungssignal eine Drift (verursacht durch die Lagerung unter normalen Laborbedingungen) was mit der zunehmenden Messzeit zu einer verstärkten Transmission der Modulationsseitenbänder führt, was insgesamt die Frequenzstabilität bei den langen Messzeiten verschlechtert. Außerdem zeigen die Drifteffekte der Elektronik und der AOMs, die mit zunehmender Mittelungszeit zu Tage treten, kein rein lineares Verhalten. Mit längeren Mittelungszeiten kann es deshalb teilweise zu einer Ausmittlung von Frequenzschwankungen kommen, was bei den Schwebungssignalmessungen ausgenutzt wurde.

Die Frequenzstabilität der Stabilisierung eines einzelnen Laserstrahls erhält man durch Division der Ergebnisse durch  $\sqrt{2}$ , was zu Werten im Bereich von wenigen 10 mHz führt. Das bedeutet, dass der Laser der Resonanzfrequenz des Referenzresonators mit einer Stabilität von weniger als  $10^{-16}$  bereits bei Mittelungszeiten über mehrere Sekunden folgt. Eine derartige hohe Güte für die Anbindung eines Lasers auf einen Referenzresonator in so einem Messzeitraum wurde bisher noch nicht erreicht. Bei dem bisherigen besten Ergebnis von Christophe Salomon et al. aus dem Jahre 1988 [SHH88] wurde aufgrund der nicht ausreichenden Messgenauigkeit nur ein Schätzwert von ungefähr 50 mHz angegeben. Demgegenüber zeigen die hier vorgestellten Schwebungsmessungen und die zugehörige Allan-Varianz bessere Werte mit geringeren Fehlergrenzen. Eine weitere Messung von D. Hils et al. ergab etwas bessere Stabilitätswerte, allerdings erst bei längeren Mittelungszeiten [HH89].

Eine in Transmission vollzogene Messung der verbleibenden Frequenzfluktuationen des MISERs, stabilisiert durch die Hauptstabilisierung, zeigt dass das S/R-Verhältnis im Bereich der Modulationsfrequenzen der Feinstabilisierung nur etwas mehr als 100 dB beträgt. Das bedeutet, dass bei Modulationsfrequenzen im 5 kHz-Bereich bereits Unsicherheiten im 50 mHz-Bereich auftreten können. Diese sind durch die Synthesizer<sup>15</sup>-Verstärker<sup>16</sup>-Kombination bedingt, die damit wahrscheinlich auch das obige Messergebnis begrenzen. Das Schrotrauschen hingegen liegt noch auf einem etwa eine Größenordnung geringeren Wert.

<sup>15</sup>Fa. Rhode&Schwarz, Typ: SML 01

<sup>16</sup>Fa. Mini-Circuits, Typ: ZHL-2W

## 5.3 Die optische Faserstabilisierung

Optische Fasern zeigen die Eigenschaft einer Frequenzverbreiterung des durch sie hindurchgeschickten Laserlichts durch von außen bewirkte Veränderungen, wie z.B. des Brechungsindex, was sich insbesondere bei spektral sehr schmalbandigen Lasern negativ bemerkbar macht. Die große Empfindlichkeit gegenüber thermischen und mechanischen Störungen, die über längere Distanzen der Faser nicht einfach kontrolliert werden können, erfordert den Einsatz einer aktiven Frequenzstabilisierung.

### 5.3.1 Aufbau

Der optische wie auch der elektronische Aufbau zur Frequenzstabilisierung einer Faser sind in Abbildung 5.19 dargestellt. Im optischen Aufbau (Abb. 5.19a)) erkennt man, dass das zu transportierende Licht zunächst durch einen AOM (AOM I,  $f = 110$  MHz) geschickt wird, bei dem allerdings nur ein kleiner Teil der Gesamtleistung in die 1. Ordnung abgelenkt wird, die später als Referenz für den rückreflektierten Strahl dient. Der größte Teil der Laserleistung passiert den AOM in der 0. Ordnung und ebenso die optische Diode<sup>17</sup>, die eine Rückkopplung des Laserlichtes von der Einkoppeloptik der Faser verhindern soll. Mit Hilfe einer  $\lambda/2$ -Platte wird die richtige Laserpolarisation gewählt, mit der anschließend in die optische Faser eingekoppelt wird. Die verwendeten nicht-polarisationserhaltenden Einmodenfasern<sup>18</sup> sind allesamt unter einem Winkel ( $\phi = 7^\circ$ ) angeschliffen und Anti-Reflex beschichtet, außerdem sind sie mit einem FC-Stecker versehen. Auf diesen Stecker lässt sich eine Einkoppeloptik mit verschiebarer Einkoppellinse festschrauben. Die optischen Fasern sind nach anfänglichen Versuchen mit polarisationserhaltenden Fasern<sup>19</sup> alle gegen nicht-polarisationserhaltende Fasern ausgetauscht worden. Die Verwendung von polarisationserhaltenden Fasern stellte sich als Problem heraus, da sich deren schnelle Achse für die Laserpolarisation nicht so einfach finden lässt und außerdem durch Verdrillungen in der Faser bzw. äußere Einwirkungen wie Temperaturschwankungen und mechanische Bewegungen nicht stabil hält. Dadurch traten zum einen Intensitäts-, sowie Polarisationschwankungen auf, was sich wiederum beim nächsten Polarisationsstrahlteiler als Intensitätsschwankungen bemerkbar machte.

Auf der Auskoppelseite ist die Faser wiederum mit einem FC-Stecker und der dazugehörigen Auskoppeloptik bestückt, die eine Fokussierung in den anschließend aufgebauten AOM (AOM II,  $f = 80$  MHz) erlaubt. Das frequenzverschobene Licht tritt durch einen partiell reflektierenden Spiegel, der einen Teil des Laserlichtes zurückreflektiert ( $R \approx 10\%$ ), wodurch es erneut frequenzverschoben wird.

<sup>17</sup>Fa. Linos, Typ: FR 960/5

<sup>18</sup>Fa. Schäfter & Kirchhoff, Typ: SMC-980-5,9-NA014-3-APC-0

<sup>19</sup>Fa. Thorlabs, Typ: z.B. CS-96-1006



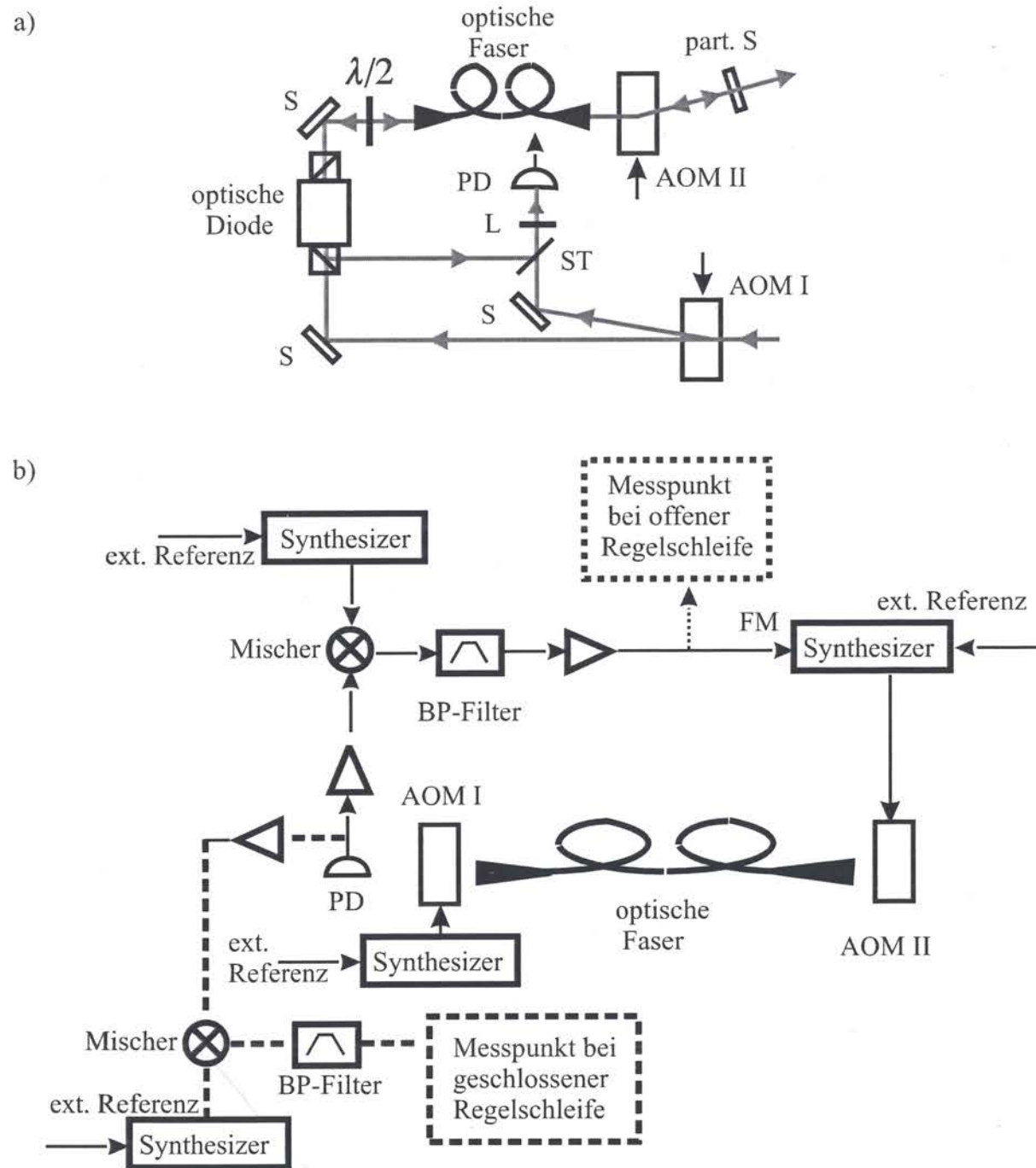


Abbildung 5.19: a) Optischer und b) elektronischer Aufbau der Frequenzstabilisierung für eine optische Faser (S: Spiegel; part. S: partieller Spiegel; ST: Strahlteiler; PD: Photodiode; BP-Filter: Bandpassfilter)

Bei dem Eintrittspolarisationsstrahlteiler der optischen Diode schließlich wird das rückreflektierte und zweimal frequenzverschobene Licht absepariert und mit dem einmal frequenzverschobenen Licht des einlaufenden Laserstrahls auf einer schnellen Photodiode<sup>20</sup> zur Schwebung gebracht.

Im elektronischen Aufbau (Abb. 5.19b)) ist die weitere Verfahrensweise mit diesem Schwebungssignal dargestellt. Zunächst wird das Signal anschließend nochmals nachverstärkt und mit einem stabilen Lokaloszillator auf ein Gleichspannungssignal heruntergemischt (durchgezogene Linien hinter der PD). Danach erfolgt eine erneuter Durchlauf durch einen Verstärker mit gleichzeitiger Bandpassfilterung. Für den Fall der offenen Regelschleife, wird dieses Signal nun entweder direkt auf den FFT-Analysator gegeben, oder zuerst durch einen Frequenz-zu-Spannungs-Wandler geleitet. Ist die Regelschleife geschlossen, wird dieses Signal direkt auf Frequenzmodulationseingang des Synthesizers gegeben, der AOM II ansteuert. Die Bandbreite des Modulationseingangs beträgt etwa 10 kHz und es wurde ein Hub von etwa 20 kHz gewählt, da bei größeren Frequenzhuben bereits Oszillationen auftraten und dieser Wert auch hinreichend für die zu erwartenden Frequenzschwankungen erschien. Um nun eine Auskunft über die verbleibenden Frequenzstörungen zu erhalten, wird das Photodiodensignal in zwei Signale aufgeteilt (durchgezogene und gestrichelte Linie hinter der PD), wobei das unabhängige Signal (gestrichelte Linie) in der gleichen Weise wie das regelkreisinterne Signal verstärkt wird, um es anschließend mit einem unabhängigen 2. Lokaloszillator zu mischen. Nach erfolgter Filterung kann nun dieses Signal wiederum mit einem FFT-Analysator ausgewertet werden.

### 5.3.2 Die Idee

Die Grundannahme der Faserstabilisierung besteht darin, dass das Licht unabhängig von der Durchlaufrichtung durch die Faser die gleichen Phasenstörungen erfährt (da sich keinerlei Nichtlinearitäten innerhalb der Faser befinden). Der Trick dabei ist der folgende: Das nachgewiesene rückreflektierte Signal enthält die Störungen der Faser doppelt, aber das Regelsignal wirkt auch doppelt, relativ zum einfach transmittierten Strahl, der sowohl die Störung, als auch die Korrektur nur einfach erfährt. Damit ist das Licht, das den zweiten AOM (AOM II) in der 1. Ordnung passiert, in einer starren Frequenzverbindung zum Licht vor der Faser und besitzt damit auch dessen spektrale Reinheit. Diese Methode ist einfacher als die von John Hall veröffentlichte Variante, die ebenfalls zwei AOMs verwendet [MJYH94, MJYH95].

In den ersten Versuchen zur aktiven Frequenzstabilisierung einer optischen Faser wurde nur mit einem AOM nach der Faser gearbeitet, vor der Faser befand sich lediglich ein Strahlteilerplättchen, um einlaufendes und reflektiertes Licht auf

<sup>20</sup>Fa. EOT, Typ: ET-2030A



einer Photodiode zur Schwebung zu bringen. Allerdings stellte sich die elektronische Detektion des intensitätsmäßig kleinen Schwebungssignals (einige  $10 \mu\text{W}$ ) als schwierig und zudem das anschließende Heruntermischen mit der doppelten AOM-Frequenz als nachteilhaft heraus, da sich die elektrischen Streufelder und die Amplitudenschwankungen des Laserlichts, verursacht durch den AOM, als ebenso groß herausstellten, wie das zu detektierende Signal. Aus diesem Grund wurde eine Technik angewendet, bei der zwei AOMs zum Einsatz kommen. Ein AOM (AOM II) dient dabei als Stellglied für die Frequenzkorrekturen (s.o.) und auch zur Indizierung des Lichts, das durch die Faser gelaufen ist, gegenüber sonstigen rückreflektierten Lichts. Ein zweiter AOM (AOM I) dient nur dazu, die Schwebungsfrequenz zwischen dem frequenzgestörten und dem ungestörten Licht auf einen Wert zu verschieben, der kein Vielfaches der verwendeten AOM-Frequenzen ist.

### 5.3.3 Messergebnisse

Für das IR-Licht ( $\lambda = 946 \text{ nm}$ ) standen 3 m lange Fasern und eine 100 m lange Faser zur Verfügung. Letztere diente als optische Verbindung zwischen dem alten Labor im 1. Stock des Instituts und dem neuen Labor im Erdgeschoss. Die Faser wurde dabei zwischen zwei Armaflex Schichten eingebettet und anschließend in einem separaten Kabelkanal quer durch das Institut verlegt. Die 3 m langen Fasern dienten zur Verbindung zwischen jeweils zwei Resonatoraufbauten eines Labors. Da sich die 1. Verdopplungseinheit für das Laserlicht, das zur Spektroskopie des  $^1S_0 - ^3P_0$  Übergangs von  $\text{In}^+$  dienen soll, bereits neben dem Laser befindet, ist nur mehr eine optische Faser für das blaue Licht ( $\lambda = 473 \text{ nm}$ ) notwendig, die das einmal frequenzverdoppelte Licht zur 2. Frequenzverdopplungsstufe bei  $237 \text{ nm}$  und schließlich zur Ionenfalle führt.

#### Optische Fasern für 946 nm

Die ersten verwendeten Faser waren unkonzentrierte Fasern, die noch selbst abgeschnitten werden mussten, außerdem nicht Antireflex beschichtet waren und in separate Faserhalterungen eingespannt werden mussten. Mit Hilfe einer komplizierten mechanischen Verstelleinheit<sup>21</sup> und einem Mikroskopobjektiv wurde das Licht in die Faser ein- und auch wieder ausgekoppelt. Zur Überprüfung der induzierten Frequenzverbreiterung bestand der Aufbau im wesentlichen aus einem AOM und einem einfachen Strahlteilerplättchen vor der Faser, sowie einem Spiegel nach der Faser, mit dessen Hilfe der einlaufende und der rückreflektierte Laserstrahl auf einer Photodiode überlagert wurden. Damit und durch das Fehlen einer optischen Diode im Aufbau, sowie durch die Verwendung von unbeschichteten

<sup>21</sup>Fa. Newport

### 5.3 Die optische Faserstabilisierung

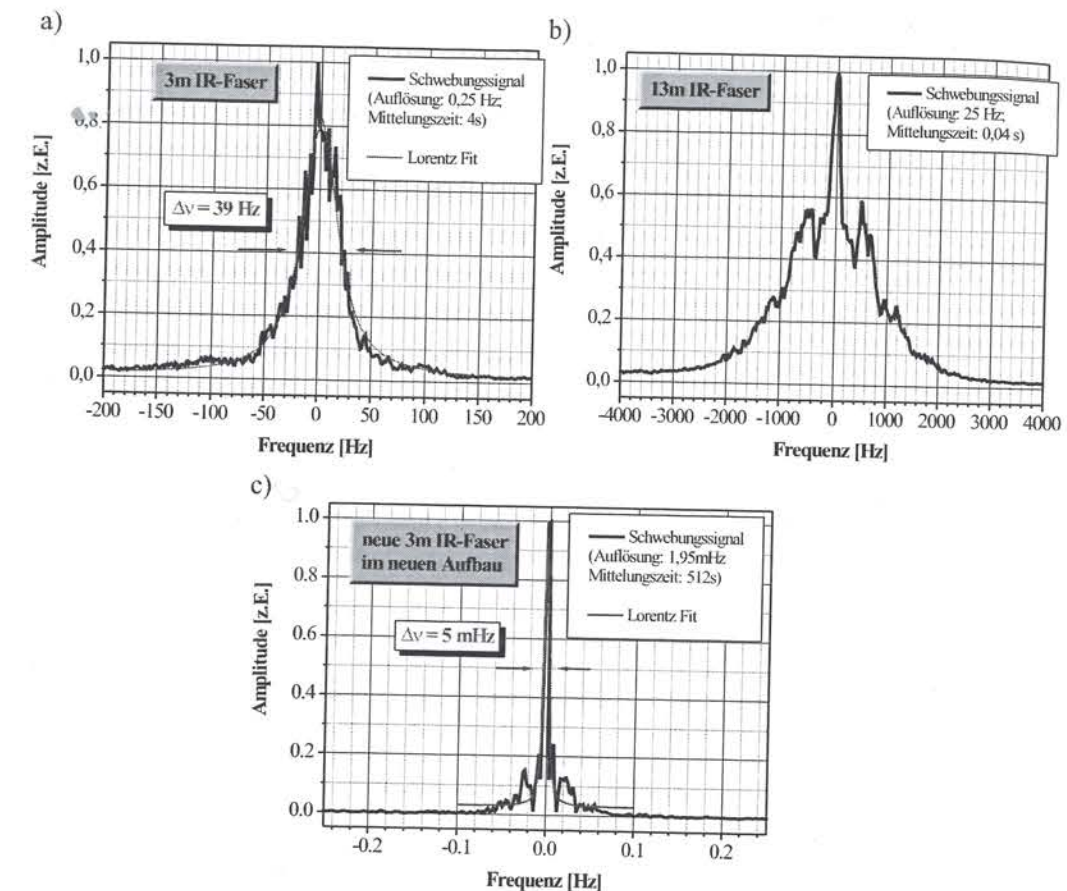


Abbildung 5.20: Nicht stabilisierte Schwebungssignale durch eine a) 3 m und b) eine 13 m lange unkonzentrierte polarisationserhaltende IR-Faser mit der alten Einkopplung. c) 3 m lange konzentrierte IR-Faser mit dem neuen Einkopplungsaufbau

und nicht perfekt abgeschnittenen Fasern, war die Ausbildung von parasitären Etalons ungedämpft möglich. Auch die durch den AOM verursachte Amplitudenmodulation war vermutlich die Ursache für die breiten Schwebungssignale in Abbildung 5.20. Dabei ist der Einfluss der Länge der Faser deutlich zu erkennen. Während bei der 3 m langen Faser eine Linienbreite von etwa 39 Hz gemessen wird (siehe Abb. 5.20a)), zeigt die 13 m lange Faser durch nicht vollständig aufgelöste Seitenbänder bereits eine Linienbreite von mehreren hundert Hz (siehe Abb. 5.20b)).

Da diese Frequenzverbreiterungen mit der zunehmenden Frequenzstabilität des Lasers sehr kritisch wurden, etablierte sich über mehrere Entwicklungsstufen schließlich der bereits vorgestellte Aufbau zur Frequenzstabilisierung (siehe Abb. 5.19). Außerdem erfolgte eine Umstellung von den rohen Fasern auf fertig kon-



fektionierte Fasern, die mit sog. FC-Steckern ausgerüstet waren. Das Ergebnis einer Schwebungsmessung mit diesem Aufbau und einer 3 m langen IR-Faser ist in Abbildung 5.20c) zu sehen. Die gemessene Linienbreite ( $S/R \approx 60$  dB) für das Schwebungssignal beträgt 5 mHz. Die Messung zeigt, dass der frequenzverbreiternde Einfluss einer 3 m langen nicht-polarisationserhaltenden IR-Faser erst im unteren mHz-Bereich zu Tage tritt, wodurch diese Frequenzverbreiterung für alle folgenden Experimente vernachlässigt werden kann. Die Verwendung einer polarisationserhaltenden, aber ansonsten genauso konfektionierten Faser, zeigt in diesem Aufbau eine ebenso geringe Frequenzverbreiterung. Dies macht deutlich, dass es nicht der polarisationserhaltende Charakter einer Faser ist, der die Frequenzverbreiterung herbeiführt, sondern die Art der Einkopplung sowie die Konfektionierung mit dem Anschliff der Faser.

In Abbildung 5.21 sind die gemessenen Linienbreiten für die Schwebungssignale ( $S/R \approx 30$  dB) durch eine 100 m lange nicht-polarisationserhaltende Faser dargestellt. Eine Mittelungszeit von 4 s und der damit verbundenen Auflösung des FFT-Analysators von 0,25 Hz ist dabei noch zu grob, um die wahre Linienbreite des Schwebungssignals anzugeben (siehe Abb. 5.21a)). Durch eine Erhöhung der Auflösung am Analysator zeigt sich dementsprechend in etwa eine Halbierung der Schwebungssignal-Linienbreite von 0,88 Hz auf 0,46 Hz (siehe Abb. 5.21b)). Eine weitere Erhöhung der Auflösung bedingt erhöhte Mittelungszeiten, was sich durch die vermutlich thermisch verursachten Schwankungen des Brechungsindex der Faser in einer verbreiterten Linienbreite äußert (1,07 Hz) (siehe Abb. 5.21c)). Dies wird nochmals deutlich, indem man über 10 hintereinander aufgenommene Spektren mittelt (*root mean square average*), wobei sich eine erneute Verbreiterung zeigt (1,59 Hz) (siehe Abb. 5.21d)).

Auf der Suche nach den Ursachen für diese Frequenzverbreiterungen ist es sinnvoll, sich das Schwebungssignal nach einer Frequenz-zu-Spannungs-Wandlung erneut auf dem Analysator anzuschauen, um anhand der beitragenden Fourierfrequenzen die Ursachen der Verbreiterung zu erkennen (siehe Abb. 5.21e)). Vergleicht man die Fourierfrequenzen aus dieser Frequenzanalyse mit den Vibrationspektren (siehe Abb. 5.21f)) auf den jeweiligen optischen Tischen in den beiden Labors, so zeigen sich sofort auffällige Übereinstimmungen. Damit wird der nicht unerhebliche Einfluss von mechanischen Vibrationen auf die Faser deutlich. Die durch die 100 m lange Faser verursachten Frequenzverbreiterungen sind bereits auf einem Niveau, das kritisch ist für die Schwebungsmessungen zwischen zwei Resonatoren, die durch diese Faser optisch miteinander verbunden sind. Aus diesem Grund ist es notwendig, hierfür die vorgestellte aktive Frequenzstabilisierung der Faser zu verwenden.

Vergleicht man die Linienbreiten der Schwebungssignale in Abbildung 5.22 ( $S/R \approx 80$  dB) mit der Linienbreite in Abbildung 5.21, so ist der Unterschied deutlich erkennbar. Mit der angewendeten Frequenzstabilisierung wird die Linienbreite (bei 16 s Mittelungszeit) um etwa eine Größenordnung reduziert (siehe Abb. 5.22a)).

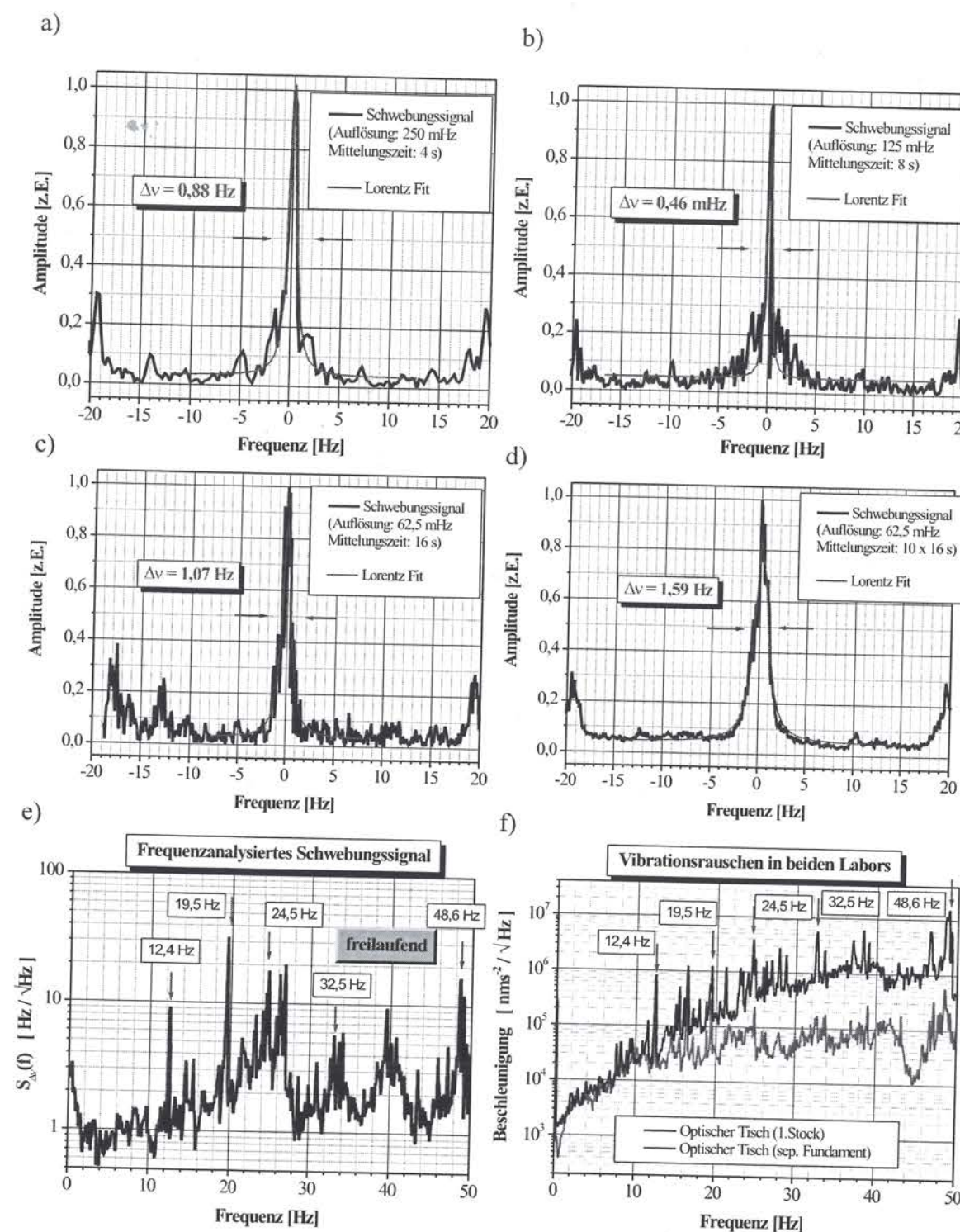


Abbildung 5.21: Nicht stabilisierte Schwebungssignale durch eine 100 m lange nicht-polarisationserhaltende IR-Faser. Die Spektren a), b), c) und d) zeigen die Linienbreiten für verschiedene Mittelungszeiten bzw. für eine Mittelung über 10 aufeinander folgende Messungen, e) zeigt das frequenzanalytisierte Schwebungssignal im Vergleich mit f) Vibrationspektren, aufgenommen in den beiden Labors, die durch die Faser verbunden sind



Auf diesem Niveau ist das Signal allerdings immer noch auflösungsbegrenzt. Erst mit einer weiteren Erhöhung der Auflösung (und der damit verbundenen Mittelungszeit) kann der verbleibende Frequenzverbreiterungseinfluss der Faser mit etwa 25 mHz abgeschätzt werden (siehe Abb. 5.22b)). Bei noch höheren Mittelungszeiten machen sich wiederum verbreiternde Einflüsse bemerkbar.

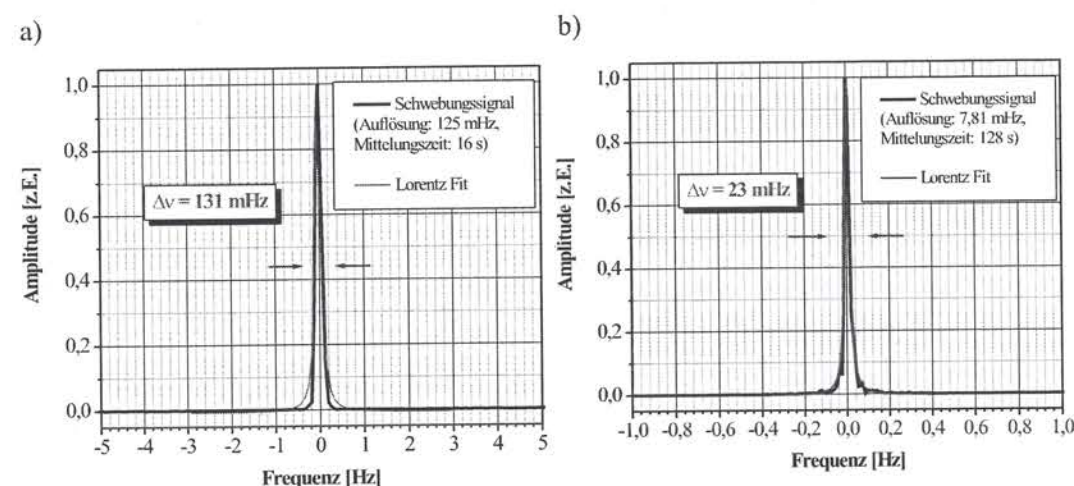


Abbildung 5.22: Frequenzstabilisierte Schwebungssignale durch eine 100 m lange nicht-polarisationserhaltende IR-Faser. Die Spektren zeigen die Linienbreiten für verschiedene Mittelungszeiten (a und b).

### Optische Fasern für $\lambda = 473$ nm

Eine 13 m lange optische Faser für das blaue Licht ( $\lambda = 473$  nm) führt von dem Aufbau mit dem MISER und dem Zerodur-Resonator, der sich in dem alten Labor im 1. Stock befindet, zu einem angrenzenden Labor mit der 2. Verdopplungsstufe (473 nm  $\rightarrow$  236 nm) und der Fallenapparatur für das Indium-Ion. Zusätzlich befinden sich in dem Labor, ein Ar-Ionen gepumpter Farbstofflaser, der ursprünglich zur Kühlung von  $\text{In}^+$  verwendet wurde, sowie ein neues Kühllasersystem, basierend auf einem IR-Diodenlaser [SPvZ+03]. Um den frequenzstabilen Laser von den an die Falle angeschlossenen Pumpen sowie von den stark wärmeabstrahlenden Stromversorgungen des Ar-Ionen Lasers fern zu halten, wurde der Uhrenlaser in einem separaten Labor untergebracht. Um zur 1. Frequenzverdopplung (946 nm  $\rightarrow$  473 nm) die volle IR-Laserleistung zu benutzen, wurde die Verdopplungseinheit (siehe Kap. 1.5.2) direkt neben dem Laser aufgebaut. Für 473 nm ist es gerade noch möglich, optische Fasern zu erhalten, für 236 nm-Licht ist das jedoch nicht mehr möglich. Die 2. Frequenzverdopplungsstufe (473 nm  $\rightarrow$  236,5 nm) ist daher im Labor mit der Indium-Falle untergebracht.

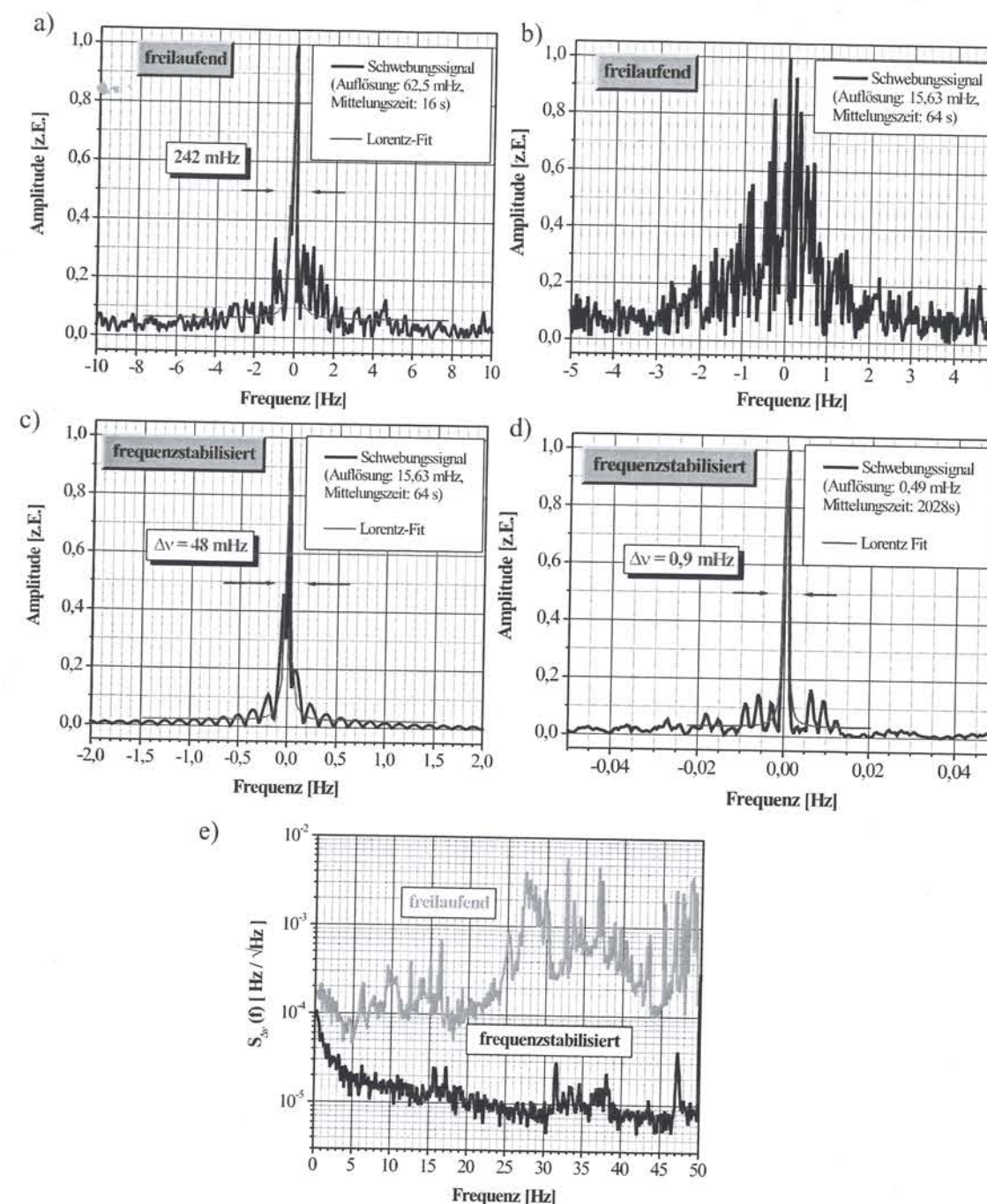


Abbildung 5.23: Freilaufende und frequenzstabilisierte Schwebungssignale durch eine 13 m lange nicht-polarisationserhaltende VIS-Faser. Die Spektren zeigen die Linienbreiten für verschiedene Mittelungszeiten (a,b,c und d). e) Spektrale Rauschdichte der Frequenzfluktuationen des Schwebungssignals im freilaufenden und frequenzstabilisierten Zustand.



VIS-Licht zeigt prinzipiell eine größere Sensitivität gegenüber frequenzverbreiternden Mechanismen einer Faser als IR-Licht. Aus diesem Grund zeigen die gemessenen Schwebungssignale (siehe Abb. 5.23) nicht nur durch die vergrößerte Länge der Faser Linienbreiten, die um ein Vielfaches breiter sind, als die gemessenen Linienbreiten für die 3 m lange IR-Faser (siehe Abb. 5.23a)). Für längere Mittelungszeiten ergibt sich zudem, wie bereits bei den vorhergehenden Messungen diskutiert (s.o.), eine zunehmende Verbreiterung der Linien durch thermische und mechanische Einflüsse (siehe Abb. 5.23b)). Aus diesem Grund wurde in diesem Fall die Faser für alle Messungen frequenzstabilisiert. Aufgrund des hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses ( $S/R \approx 50$  dB), ergibt sich hierbei sogar noch eine bessere Kompensation der auftretenden Frequenzfluktuationen. Bei einer Auflösung von 15 mHz ist die wahre Linienbreite noch nicht aufgelöst ((siehe Abb. 5.23c))). Selbst bei einer Auflösung von  $< 1$  mHz scheint das immer noch der Fall zu sein (siehe Abb. 5.23d)), so dass auch die in diesem Fall noch vorhandenen Frequenzverbreiterungsmechanismen, die hier im sub-mHz-Bereich liegen, sich in keinem Fall mehr negativ auf die anstehenden spektroskopischen Messungen auswirken können.

Wie gut die Unterdrückung von vorhandenen Frequenzfluktuationen ist, zeigt Abb. 5.23e), in der das außerhalb der geschlossenen Regelschleife aufgenommene Schwebungssignal der Faserstabilisierung in einer kalibrierten Frequenz-zu-Spannungs Wandlung auf seine Fourier-Frequenzbeiträge hin untersucht wurde. Sehr deutlich ist dabei die Unterdrückung von bis zu 50 dB von einzelnen Spitzen zu erkennen. Einige davon, wie z.B. 12,4 Hz, 16 Hz und der Bereich 45 – 50 Hz können als seismische Vibrationen wiedererkannt werden (siehe auch Abb. 5.21). Andere (im Bereich von 30 Hz) sind auf die Resonanzfrequenz der Schalldämmbox zurückzuführen (siehe Abb. 3.27).

## 5.4 Schwebungssignalmessungen an zwei Referenzresonatoren

Um eine Aussage über die absolute Frequenzstabilität eines Lasers zu erhalten, ist es nötig, diesen mit einem mindestens ähnlich frequenzstabilen System zu vergleichen. Aus diesem Grund wurde das MISER-Lasersystem mit einem zweiten unabhängigen Referenzresonator untersucht.

### 5.4.1 Schwebungsmessung mit zwei unabhängigen Lasern

Die ersten Experimente zur Evaluierung der absoluten Frequenzstabilität des MISERs wurden durch Schwebungsmessungen mit einem zweiten Laser durchgeführt, der hierfür auf einen zweiten unabhängigen Referenzresonator stabilisiert wurde. Zu Beginn dieser Arbeit stand hierfür noch ein von G. Hollemann am MPQ gebauter Nd:YAG Laser [hol, HPRW95] zur Verfügung.

Dieser Laser war der bisherige Uhrenlaser für das Experiment zur Realisierung des Indiumfrequenznormals. Aus diesem Grund war der Laseraufbau auch mit zwei Frequenzverdopplungsstufen [HPW94] zur Erzeugung von 473 nm bzw. 237 nm Licht ausgestattet. Da im Rahmen dieser Arbeit zum Aufbau eines neuen Uhrenlasersystems auch eine neue Verdopplungsstufe für den MISER gebaut wurde (siehe Kap. 1.5), bestand die Möglichkeit, die Frequenzstabilität des MISERs bei der Wellenlänge (473 nm) und damit mit einer doppelten Auflösung zu testen. Da die beiden Laser nicht im selben Labor standen, mußte erst eine 13 m lange optische Einmodenfaser für diese Wellenlänge zwischen den beiden Labors installiert werden. Aufgrund der größeren Empfindlichkeit der optischen Faser in diesem Wellenlängenbereich (siehe Kap. 5.3), bedurfte es hierfür unbedingt einer Längenstabilisierung der Faser.

### Schwebungsmessung zwischen dem Zerodur-Resonator und dem alten ULE-Resonator

Die Vibrationsisolierungen für die beiden verwendeten Referenzresonatoren waren zu diesem Zeitpunkt noch passiv. Der vormalige Uhrenlaser (MPQ-Laser) wurde aus historischen Gründen zunächst auf den Zerodur-Resonator stabilisiert, der mit Hilfe von zwei dünnen Stahldrahtseilen aufgehängt war. Der MISER hingegen wurde zunächst auf den alten ULE-Resonator stabilisiert, der wie in Kapitel 3.4 beschrieben ist, in einer Wiege auf einem Glaskugelbett liegend mit Stahlfedern aufgehängt ist.

Das Ergebnis der ersten Schwebungsmessung ist in Abbildung 5.24a) zu sehen, wobei eine Linienbreite für das Schwebungssignal bei  $\lambda = 473$  nm für die beiden



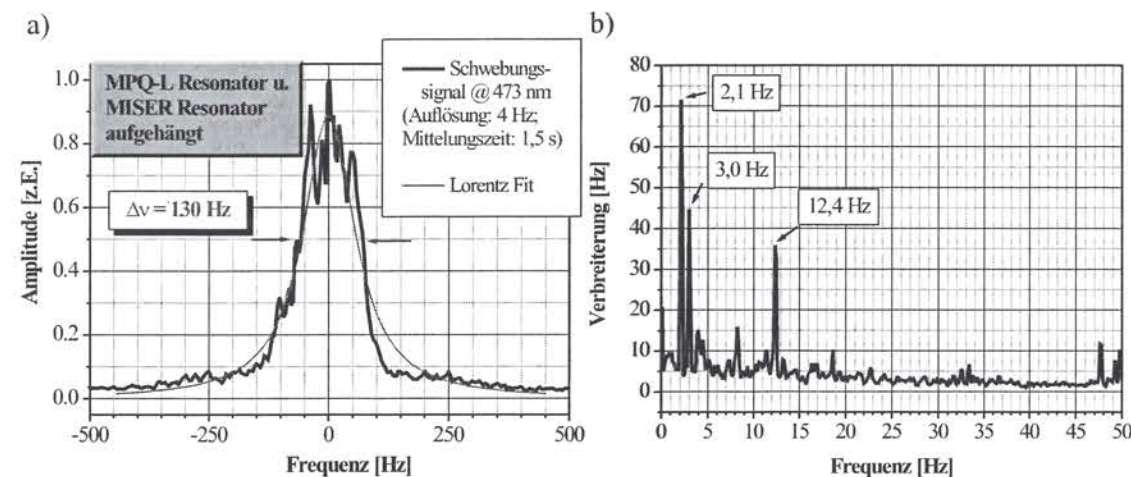


Abbildung 5.24: Erste Schwebungssignalmessung zwischen dem frequenzverdoppelten MISER und dem ebenfalls frequenzverdoppelten MPQ. Nd:YAG Laser mit passiven Vibrationsisolierungen bei  $\lambda = 473$  nm. a) Schwebungssignal; b) Schwebungssignal analysiert nach Fourier-Frequenzbeiträgen.

unabhängig stabilisierten Laser von 130 Hz gemessen wird. Die Linienbreite ist bei dieser Messung zusätzlich durch die Faserstabilisierung limitiert, die für diese Messung noch einen relativ einfachen Aufbau hatte und nicht optimiert war. Die Analyse des Schwebungssignals (siehe Abb. 5.24b)) mit Hilfe eines Frequenz-Spannungs-Wandlers (FSW) zeigt auf einem FFT-Analysator die Fourierbeiträge des Schwebungssignals. Hierbei sind sehr deutlich die vertikale ( $f = 2,1$  Hz) und transversale ( $f = 3$  Hz) Resonanzfrequenz der passiven Vibrationsisolierung für den ULE-Resonator zu sehen. Desweiteren taucht auch die allseits präsente seismische Vibration bei 12,4 Hz in dem Schwebungssignal auf.

Da sich die passive Vibrationsisolierung in Form des aufgehängten Resonators aufgrund der oben gezeigten Messungen als nachteilig herausstellte, wurde, wie bereits in Kapitel 3.4.2 beschrieben, in einem nächsten Schritt der nunmehr für den MISER als Referenzresonator dienende Zerodur-Resonator in der Vakuumkammer fixiert und zusammen mit dem gesamten MISER-Aufbau, d.h. dem Laserkopf samt Referenzresonator und den zugehörigen optischen Komponenten sowie der Verdopplungsstufe ( $946 \text{ nm} \rightarrow 473 \text{ nm}$ ), mit Hilfe von Gummi-Seilen an der 3,5 m hohen Labordecke aufgehängt und somit passiv vibrationsisoliert (siehe auch [You00]). Für die folgenden Schwebungsmessungen wurde eine 3 m lange Einmodenfaser für die Lasergrundwellenlänge bei 946 nm zwischen dem aufgehängten Breadboard und dem optischen Tisch in dem selben Labor, auf dem in der Zwischenzeit auch der MPQ-Laser aufgebaut war, installiert. Als Referenzresonator diente für den MPQ-Laser dabei der immer noch in einer Wiege liegende

und an Stahlfedern aufgehängte und mit Magneten über Wirbelströme gebremste ULE-Resonator. Der Grund hierfür war, dass man die tatsächliche Limitierung der Frequenzstabilität dieser Art der passiven Isolierung herausfinden wollte. Jedoch scheiterten sämtliche Messungen an dem unpraktikablen und unhandbaren, weil ungedämpften Gummiseil-System. So führten Justiermaßnahmen am optischen Aufbau, aber auch bereits Luftströme der Klimaanlage zu einer ständigen Bewegung des Breadboards und damit zu einer steten Krafteinwirkung auf den ungedämpft lagernden Referenzresonator. Es konnte schließlich keine Aussage über die Effizienz dieser Art des Vibrationsisolierung gemacht werden, da dafür die Ergebnisse der Schwebungssignalmessungen zwischen dem MISER-System und dem MPQ-Laser-System zu stark variierten und die verschiedenen Einflüsse nicht getrennt werden konnten. Dies lag u.a. auch daran, dass die Resonanzfrequenzen der Aufhängung für den ULE-Referenzresonator ( $f = 2,1$  Hz und  $f = 3$  Hz) und des MISER-Systems ( $f = 0,4$  Hz und  $f = 0,5$  Hz) sehr nahe beieinander lagen und jeweils mit einem großen Modulationsindex auftraten. Der frequenzverbreiternde Einfluss der Faser konnte bei diesen Messungen zum einen durch die Verwendung einer IR Faser und desweiteren durch den Einsatz einer verbesserten Faserstabilisierung sehr stark verringert werden, so dass hierdurch schließlich keine Begrenzung mehr vorlag.

Da die anstehenden Verbesserungsschritte für das Gummiseilssystem wie das Einfügen von Dämpfungselementen und Temperaturstabilisierungen, jedoch zunächst einem großen Aufwand und zu diesem Zeitpunkt nicht zur Verfügung stehenden technischen Mitteln gegenüberstanden fiel der Entschluss zum Kauf eines aktiv vibrationsisolierenden Systems (siehe Kap. 3.4.2). Somit erfolgte der Umbau des MISER Aufbaus auf das erworbene MOD 2 System (siehe Kap. 3.3.2). Die Lagerung des in dem MISER Aufbau verwendeten Zerodur-Referenzresonators erfolgte nach wie vor durch ein Glaskugellager in einer Wiege, die auf Vitonringen in der Vakuumkammer steht.

Die Ergebnisse der Schwebungssignalmessungen im IR zwischen dem MISER, stabilisiert auf den aktiv vibrationsisolierten Zerodur-Resonator, und dem MPQ-Laser, der auf den in der Vakuumkammer hängenden ULE-Resonator stabilisiert ist, sind in Abbildung 5.25 zu sehen. Die für das Schwebungssignal gemessene Linienbreite beträgt 12 Hz für eine Mittelungszeit von 1 s und 21 Hz für eine Mittelungszeit von 6 s. Dies ist durch die auftretende relative Drift zwischen den Resonatoren zu erklären. Es wurde davon ausgegangen, dass die Linienbreite des Schwebungssignals hauptsächlich durch den MPQ-Laser mit seinem aufgehängtem und nur passiv gedämpften Resonator begrenzt ist. Um dies experimentell zu untermauern, wurde das MPQ-Laser System samt hängendem Resonator auf ein weiteres aktiv vibrationsisolierendes System aufgebaut.

Die Schwebungssignalmessungen zwischen dem MISER System, dass sich auf einem AVI System (MOD 2) befindet und dem neuerlich ebenso auf einem AVI



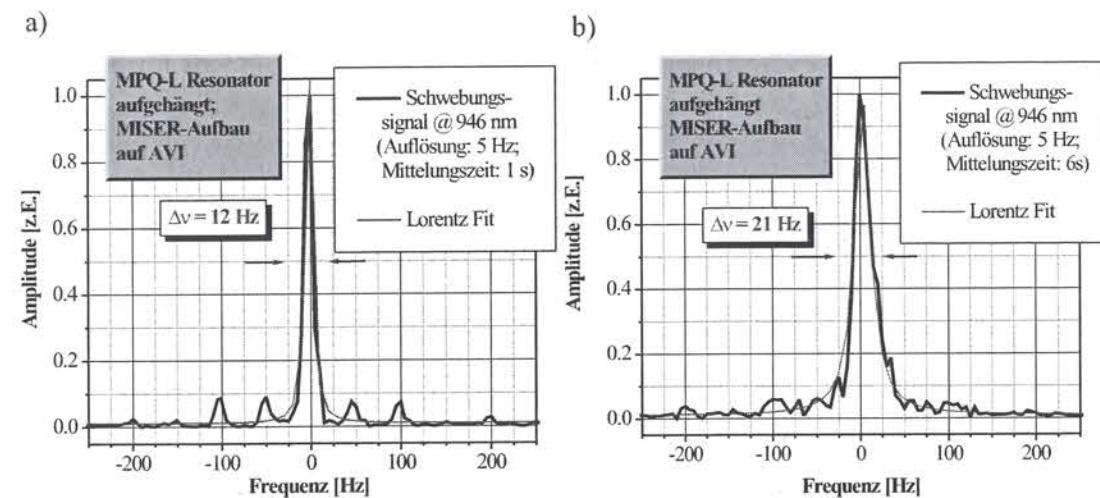


Abbildung 5.25: Schwebungssignalmessung zwischen dem MISER und dem MPQ Nd:YAG Laser bei  $\lambda = 946$  nm mit passiver und aktiver Vibrationsisolierung bei verschiedenen Mittelungszeiten (a) und b)).

System (MOD 1) aufgebauten MPQ-Laser System sind in Abbildung 5.26 zu sehen. Die deutliche Verkleinerung der Linienbreite des Schwebungssignals auf 2,3 Hz kann als Effekt der aktiven Vibrationsisolierung gewertet werden, da alle anderen Parameter gleich gelassen wurden. Somit kann die Vermutung aus der vorhergehenden Messung bestätigt werden, dass deren Ergebnis hauptsächlich durch die Instabilität des aufgehängten Resonators verursacht wurde.

Eine Schwebungssignallinienbreite von einigen Hertz lässt bereits die Aussage zu, dass jedes individuelle Lasersystem eine Stabilität im Bereich 1 – 2 Hz hat, wobei davon ausgegangen wird, dass beide Lasersysteme in etwa gleiche frequenzverbreiternde Beiträge zum Schwebungssignal liefern. Da die passive Vibrationsisolierung des ULE-Referenzresonators damit nicht mehr benötigt wurde und zudem durch den Überlapp seiner Resonanzfrequenz mit der Eigenfrequenz des MOD 1 Systems nur noch nachteilig wirken konnte, wurde der Resonator schließlich in der gleichen Weise im Vakuumzylinder fixiert, wie der Zerodur-Resonator des MISER Systems, d.h. in einem Glaskugelbett ruhend auf einer Vitonunterlage. Allerdings traten bei detaillierteren Untersuchungen eine Reihe von weiteren vermutlich limitierenden Faktoren auf. So konnte man zum einen langsame Frequenzoszillationen des Schwebungssignals auf Zeitskalen von einigen Sekunden beobachten und zum anderen Driftraten mit Werten bis zu 50 Hz/s messen. Hierfür wurden nicht zuletzt die Glaskugellagerung und die damit geschaffene Wärmebrücke zusammen mit der mangelhaften Temperaturstabilisierung der Resonatoren verantwortlich gemacht. Aus diesem Grund erfolgte erneut ein Umbau, zunächst der Lagerung des Zerodur-Resonators, der nunmehr in einem Aluminium V-Block mit vier Vitonringen als Unterstützung zu liegen kam, während der V-Block durch

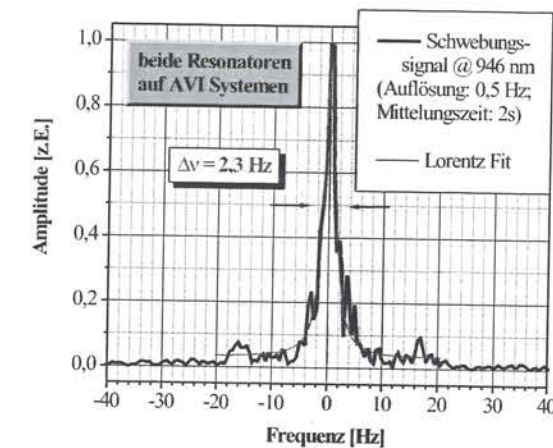


Abbildung 5.26: Schwebungssignalmessung zwischen dem MISER und dem MPQ Nd:YAG Laser bei  $\lambda = 946$  nm, mit jeweils einem AVI-System.

vier Vespelstücke vor einem direkten Wärmekontakt mit dem Vakuumzylinder geschützt ist (siehe Abb. 3.15). Des weiteren wurde die Temperaturstabilisierung für den Zerodur-Resonator verbessert, indem eine 6-Kanal-Regelung eingebaut wurde (siehe Kap. 3.4.3).

Abbildung 5.27 zeigt die relative Frequenzdrift der beiden Resonatoren gegeneinander, aufgenommen über einen Zeitraum von etwa einer Woche. Eine lineare Anpassung an die Messwerte liefert eine Driftrate von etwa 7,5 Hz/s.

#### Schwebungsmessung zwischen dem Zerodur-Resonator und einem neuen ULE-Resonator

In der Zwischenzeit wurde das neue Labor (siehe Kap. 3.5) bezogen, das im Erdgeschoß des Instituts liegt und ein separates Fundament für den optischen Tisch besitzt sowie eine verbesserte Akustikisolierung aufweist. Um frei von einer gemeinsamen Unterdrückung einer äußeren Störung der beiden Resonatoren zu sein (*common mode rejection*), die sich bei den bisherigen Messungen auf dem selben optischen Tisch befunden haben, wurde in dem neuen Labor ein neues Lasersystem aufgebaut. Hierfür wurde der speziell für diesen Zweck von Maxim Okhapkin am Institut für Laserphysik in Novosibirsk, Russland, entwickelter Einzelfrequenz Nd:YAG Laser ILF 100 bei  $\lambda = 946$  nm eingesetzt [OSBB01]. Dieser Laser weist ebenso wie der MISER eine große Amplituden- und Frequenzstabilität auf (freilaufende Laserlinienbreite  $< 10$  kHz). Sein Ringresonator besteht zwar aus diskreten optischen Elementen, ist aber stabil in einem monolithischen Messingblock eingebettet, so dass der Laserresonator als quasimonolithisch betrachtet werden kann. Durch den großen Abstimmbereich von über 280 GHz kann leicht ein



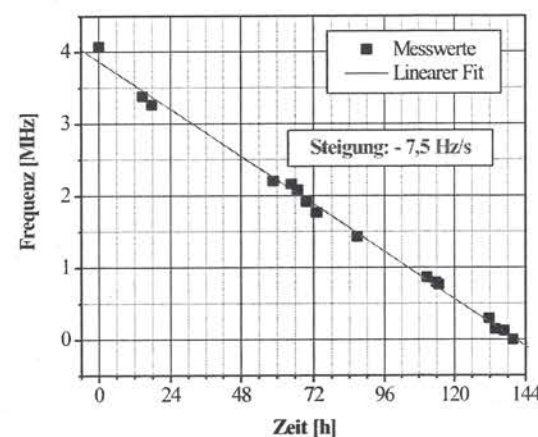


Abbildung 5.27: Relative Frequenzdrift zwischen dem alten ULE-Resonator und dem Zerodur-Resonator.

Überlapp mit der MISER Emissionsfrequenz gefunden werden, außerdem reicht die emittierte Laserleistung von  $P_{l,max} = 160 \text{ mW}$  leicht für die Stabilisierung auf einen Referenzresonator und die Messung von Schwebungssignalen aus. Als Referenzresonator dieses Lasers diente einer der beiden neuen ULE-Resonatoren (siehe Kap. 3.4). Der optische Aufbau der Stabilisierung hierfür ist ähnlich der in Abbildung 5.1 vorgestellten Stabilisation des MISERs auf den Zerodur-Resonator. Als weitere Maßnahme wurde hier allerdings ein temperaturstabilisierter EOM<sup>22</sup> verwendet, um RAM-Effekte, sowie Transmissionsverluste zu minimieren.

Der gesamte Aufbau im neuen Labor ist ebenso wie der MISER Aufbau auf einem AVI System (MOD 2) aufgebaut. Die Lagerung des neuen ULE-Resonators ist, wie in Kapitel 3.4 ausführlich beschrieben, vollkommen starr gegenüber dem Laser, während der Zerodur Resonator des MISER Systems weiterhin in einem Aluminium V-Block von Vitonringen unterstützt wird. Das MISER Licht wurde durch eine 100 m optische Einmodenfaser (siehe Kap. 5.3) zum neuen Labor geschickt, wo sämtliche Schwebungssignalmessungen vorgenommen wurden.

Das gemessene Schwebungssignal zwischen dem MISER, stabilisiert auf den Zerodur-Resonator, und dem ILF 100 Laser, stabilisiert auf einen der beiden neuen ULE-Resonatoren, ist in Abbildung 5.28 zu sehen. Die Schwebungssignallinienbreite beträgt  $\Delta\nu = 2,4 \text{ Hz}$  und ist damit nahezu identisch mit den gemessenen Werten im alten Labor [ENSZ03b]. Der frequenzverbreiternde Einfluss der optischen Faser kann vernachlässigt werden, da diese aktiv frequenzstabilisiert wird (siehe Kap. 5.3). Daraus kann gefolgert werden, dass der Aufbau der zwei Lasersysteme im alten Labor nicht durch gemeinsame Vibrations- oder Akustikmoden

<sup>22</sup>Fa. Linos; Typ: PM 25 IR mit brewstergeschnittenen Fenstern und KD\*P-Kristallen

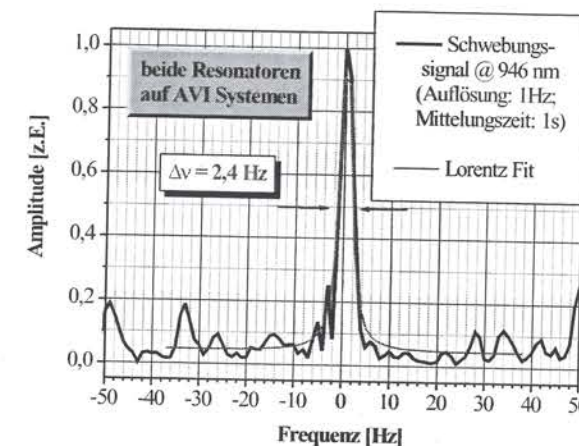


Abbildung 5.28: Schwebungssignalmessung zwischen dem MISER und dem ILF 100 Nd:YAG Laser bei  $\lambda = 946 \text{ nm}$ , jeweils auf einem AVI-System montiert.

angeregt wird, wodurch deren Schwebungssignal besser dargestellt worden sein könnte. Falls es dennoch gemeinsame Anregungen geben sollte, dann können das nur noch seismische Vibrationen sein, die in beiden Labors gleichzeitig vorhanden sind (z.B. 12,4 Hz, siehe Kap. 3.5.2).

Bei jeweils gleichberechtigten Beiträgen zu den Schwebungssignalmessungen kann die Aussage gemacht werden, dass nunmehr drei Laser mit einer Absolutfrequenzstabilität auf Hertz-Niveau realisiert worden sind. Jedoch wird sowohl für die zuletzt vorgestellte Messung, wie auch für die Vergleichsmessungen des MISERs mit dem MPQ-Laser davon ausgegangen, dass die Frequenzstabilität des jeweiligen zweiten Lasers begrenzend war für die Schwebungsmessungen. Dies lag hauptsächlich daran, dass die Stabilisierungsqualität des ILF 100 bzw. des MPQ-Lasers auf den jeweiligen Referenzresonator begrenzend war. Aufgrund der im Vergleich zum MISER schwieriger zu kontrollierenden Laserresonatoren der beiden anderen Laser, wurde für diese keine so hohe Güte der Ankopplung an den jeweiligen Referenzresonator erzielt, wie das für den MISER der Fall ist. Aus diesem Grund und dem Glauben an das größere Potenzial seiner Frequenzstabilität werden die weitere Entwicklung und Verbesserungen ausschließlich mit dem MISER fortgesetzt.



### 5.4.2 Schwebungsmessung mit zwei unabhängigen Laserstrahlen des MISERs an den alten Resonatoren

Um die Verbesserung der Frequenzstabilität des MISERs fortzusetzen, wirkten die beiden Referenzlaser (MPQ-Laser bzw. ILF 100) ohne tief greifende Veränderungen als nicht mehr ausreichend in ihrer Frequenzstabilität. Aus diesem Grund sollte überprüft werden, ob die unabhängige Stabilisierung von zwei Teilstrahlen des MISERs (siehe bereits in Kap. 5.2.3) auf zwei ebenfalls unabhängige Referenzresonatoren, eine ausreichende Unabhängigkeit der beiden Teilstrahlen bietet, um die Stabilität der jeweiligen Resonatoren zu repräsentieren. Hierfür wurden zunächst noch die alten Resonatoren verwendet, d.h. der MISER wurde auf den Zerodur-Referenzresonator stabilisiert und mit einem zweiten Teilstrahl, stabilisiert auf den alten ULE-Resonator, zur Schwebung gebracht.

#### Aufbau

Der schematische Aufbau für die Stabilisierung des MISERs auf den Zerodur-Referenzresonator ist bereits in Abbildung 5.12 zu sehen. Jedoch wird das bisher für die Feinstabilisierung verwendete Licht über eine 3 m lange optische Faser zum Aufbau mit dem alten ULE-Resonator geführt. Der Aufbau zur Stabilisierung dieses Lichts mit Hilfe der Feinstabilisierungsmethode auf diesen Referenzresonator wurde ebenfalls bereits in Abbildung 5.15 gezeigt (wobei nur eine Feinstabilisierung auf den alten ULE-Resonator eingesetzt wird). Beide Aufbauten befinden sich jeweils auf einem Breadboard mit den Maßen  $120 \times 90 \text{ cm}^2$ , die jeweils wiederum auf einem AVI-System montiert sind. Beide Resonatoraufbauten sind weiterhin mit einer Leistungsstabilisierung in Transmission ausgestattet, wobei jeweils ein AOM vor dem Resonator als Aktuator dient. Ein schneller Photodetektor misst auf dem ULE-Aufbau die Schwebung zwischen dem Licht vor und nach dem AOM, was damit das Schwebungssignal zwischen den beiden Resonatoren darstellt. Es wird anschließend verstärkt, mit einem stabilen Lokalszillator heruntergemischt und gefiltert, bevor es auf einem FFT-Analysator ausgewertet wird.

#### Auswertung der Messergebnisse

Bei den ersten Schwebungsmessungen zwischen den beiden Laserstrahlen des MISERs, jeweils unabhängig voneinander auf den Zerodur- bzw. auf den alten ULE-Resonator stabilisiert, lagen die Resonatoren noch in ihren Wiegen auf einem Glaskugelbett, welche auf Vitonringen lagerten. Außerdem waren die neuen temperaturstabilisierten Boxen noch nicht aufgebaut. Eine typische Schwebungsmessung über eine Mittelungszeit von 2 s zeigte eine Linienbreite von 2,4 Hz (vgl. Ergebnis in Abbildung 5.26 in Kapitel 5.4.1)).

### 5.4 Schwebungssignalmessungen an zwei Referenzresonatoren

Bei den nächsten vorgestellten Messungen wurden die Resonatorlagerungen inzwischen verbessert, indem sie nunmehr jeweils in dem Aluminium V-Block auf Vitonringen lagen. Außerdem waren alle Umbauten bei den temperaturstabilisierten Boxen um die Resonatoren beendet. Zusätzlich wurde die lineare Frequenzdrift des Schwebungssignals zwischen den beiden Resonatoren, die bei den Messungen etwa 13 – 16 Hz/s groß war, durch eine lineare Verstimmung der Lokalszillatorfrequenz kompensiert.

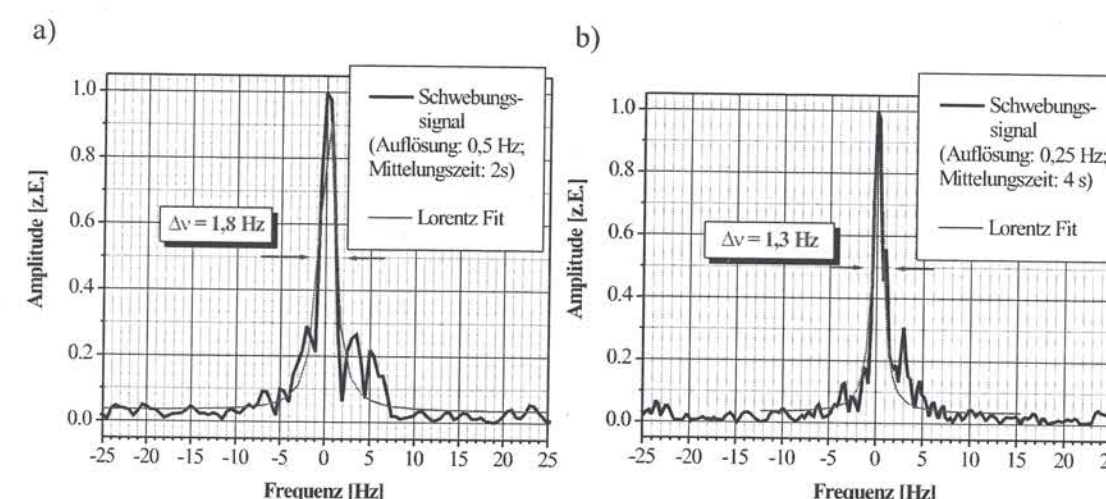


Abbildung 5.29: Optisches Schwebungssignal zwischen dem Zerodur und dem alten ULE-Resonator, beide in einem V-Block mit Vitonringen liegend, bei verschiedenen Mittelungszeiten (a und b).

Abbildung 5.29 zeigt die Schwebungssignalmessungen zwischen den beiden alten Resonatoren nach den Umbauten. Deutlich sind die verringerten Linienbreiten (S/R-Verhältnis etwa 30 dB) zu erkennen. Für eine Mittelungszeit von 2 s ergibt sich eine Schwebungssignallinienbreite von typischerweise 1,8 Hz und mit einer erhöhten Auflösung sind es für 4 s typischerweise 1,3 Hz (vgl. Ergebnis in Abb. 5.28 in Kap. 5.4.1) [ENSZ03a]. Damit lässt sich unter der Annahme, dass beide Laserstrahlen die gleiche Frequenzstabilität besitzen, für jeden der beiden Strahlen folgern, dass sie eine Frequenzstabilität von etwa 1 Hz über eine Mittelungszeit von 4 s besitzen.

Insgesamt zeigen die Vergleiche dieser Messergebnisse mit den Ergebnissen, die mit zwei unabhängigen Lasern erzielt worden sind: Die Schwebungsmessung zwischen zwei, auf unabhängige Referenzresonatoren stabilisierte Teilstrahlen des MISERs, enthält den gleichen Informationsgehalt über die Stabilität der beiden Resonatoren, wie eine entsprechende Messung mit zwei unabhängigen Lasern (siehe z.B. auch [You00]). Insbesondere wenn man in Betracht zieht, wie bereits oben



erwähnt, dass die Schwebungssignalmessungen mit zwei Lasern durch die Stabilisierungsqualität des MPQ-Lasers bzw. des ILF 100 begrenzt waren. Schlussendlich zeigt sich damit, dass die Feinstabilisierungstechnik für den MISER, obwohl sie nur zusätzlich zur Hauptstabilisierung wirkt, eine für den Teilstrahl hinreichende Unabhängigkeit gegenüber dem Hauptstrahl gewährt, in dem sie zusätzliche Frequenzkorrekturen an diesem Teilstrahl vornimmt.

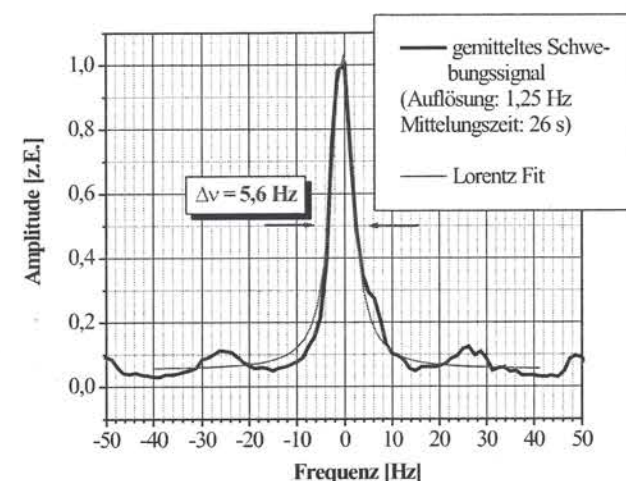


Abbildung 5.30: Gemitteltes optisches Schwebungssignal zwischen dem Zerodur und dem alten ULE-Resonator nach den Umbauten.

Abbildung 5.30 zeigt die Mittelung über 20 hintereinander aufgenommene Spektren. Für eine Mittelungsdauer von 26 s ergibt sich dabei eine Schwebungssignallinienbreite von 5,6 Hz. Dies ist hauptsächlich durch die nicht vollständig kompensierte Drift der Referenzresonatoren bedingt.

Die Messung des Schwebungssignals wurde weiterhin mit einem totzeitfreien Zähler mit einer Messzeit von 10 ms vorgenommen und daraus die Allan-Varianz berechnet (siehe Abb. 5.31a)). Es wurden verschiedene Messungen mit geänderten Bedingungen hinsichtlich der Vibrationsisolierung vorgenommen. So wurde das AVI-System an- und ausgeschaltet bzw. die pneumatische Dämpfung des optischen Tisches eingesetzt, um eine weitere passive Isolierungsstufe zu testen. Es zeigt sich, dass das AVI-System sehr wohl einen Einfluss auf die Frequenzstabilität des Lasers hat, während sich der pneumatisch gedämpfte optische Tisch bei eingeschaltetem AVI-System kaum bemerkbar macht. Vergleichbar ist in jedem Fall der Kurzzeitbereich ( $< 3$  s) der Allan-Varianz, während sich bei längeren Mittelungszeiten zunehmend nicht kompensierte und unregelmäßige Drifteffekte zeigen. Der Ursprung der Spitzen bei 50 ms und 90 ms ist nicht bekannt. Insgesamt

zeigt sich allerdings ein  $\tau^{-1/2}$  Verhalten, dass auf ein von weißem Frequenzrauschen dominiertes Frequenzrauschen hindeutet (siehe Kap. 4.1.2).

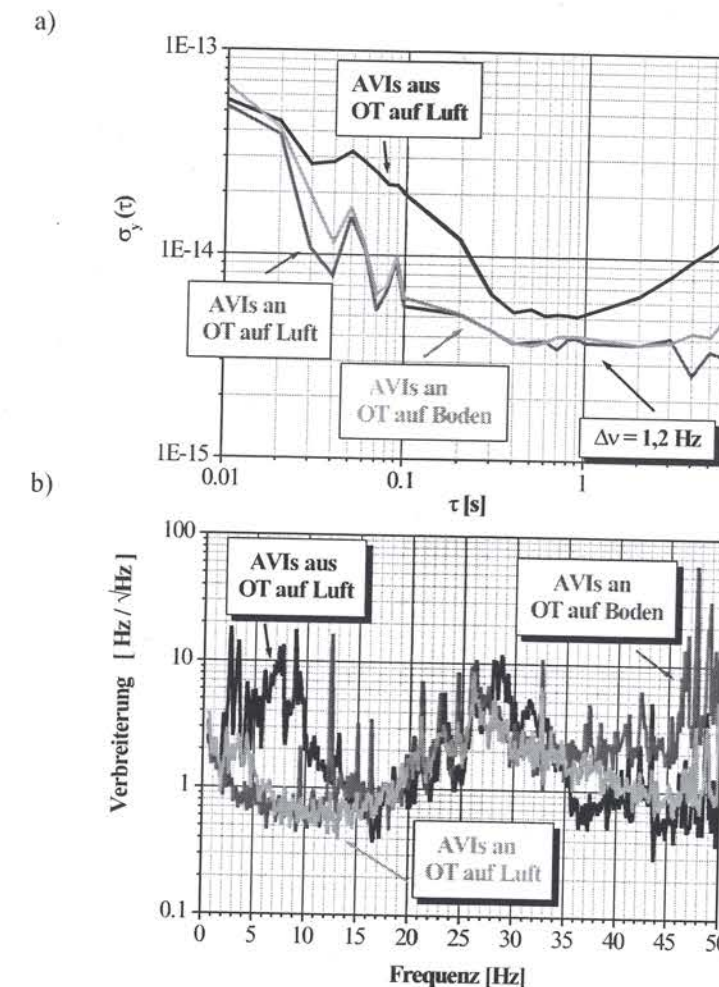


Abbildung 5.31: Allan-Varianz und analysiertes Schwebungssignal zwischen dem Zerodur- und dem alten ULE-Resonator, jeweils in einem V-Block mit Vitonringen. (OT: optischer Tisch, AVIs: aktiv-vibrationsisolierende Systeme)

Mit Hilfe eines Frequenz-zu-Spannungs-Wandlers<sup>23</sup> kann das Schwebungssignal auf einem FFT-Analysator in seine Fourierbeiträge zerlegt werden (siehe Abb. 5.31b)). Zum Vergleich wurden für diese Messungen die äußeren Bedingungen in der selben Weise geändert, wie das für die Frequenzmessungen der Fall war. Die Situation mit ausgeschaltetem AVI-System zeigt hierbei deutlich die hauptsächlich im unteren Frequenzbereich ( $< 15$  Hz) auftretenden Störungen. Sehr klar

<sup>23</sup>Fa. Laser-Optics, Typ: FA-1000K



sind die Resonanzfrequenzen des pneumatisch gedämpften optischen Tisches bei 1,7 Hz und 4,3 Hz zu erkennen, die sich auch bei eingeschaltetem AVI-System noch nicht bzw. nicht vollständig unterdrücken lassen. Ebenso wird die starke seismische Vibration bei 12,4 Hz nicht vollständig durch das AVI unterdrückt, wenn der optische Tisch nicht pneumatisch gedämpft ist. Im Bereich von 15 Hz bis 35 Hz zeigen sich in den Spektren keine großen Unterschiede zwischen den Amplituden der Fourierbeiträge, da in diesem Bereich vor allem die Resonanzfrequenzen der Schalldämmbox eine Rolle spielen ( $f_0 = 32$  Hz) sowie auch passive Resonanzen des AVI-Systems. Für höhere Frequenzen zeigt sich die zunehmende passive Vibrationsdämpfung durch den pneumatisch gedämpften optischen Tisch, der in manchen Frequenzabschnitten sogar noch besser dämpft, als das AVI-System. In den meisten Messungen wurde dennoch mit einem nicht pneumatisch gedämpften optischen Tisch gearbeitet, um das Auftreten der starken Resonanzen dieses Systems zu vermeiden.

### 5.4.3 Schwebungsmessungen mit zwei unabhängigen Laserstrahlen des MISERs an den neuen Resonatoren

In einem letzten Verbesserungsschritt soll der MISER mit einer Hauptstabilisierung auf einen neuen ULE-Resonator stabilisiert werden. Gleichzeitig wird erstmals versucht, eine Verbesserung seiner Frequenzstabilität zu erreichen, in dem die in der Hauptstabilisierung verbleibenden Frequenzfluktuationen durch eine zusätzliche Feinstabilisierung auf eine im Frequenzraum benachbarte Longitudinalmode des selben ULE-Referenzresonators vermindert werden. Aufgrund der an den neuen ULE-Resonatoren ermittelten Qualität der Feinstabilisierung (siehe Kap. 5.2.4), lässt das eine deutliche Verbesserung der Frequenzstabilität des MISERs erhoffen. Zur Evaluierung der Frequenzstabilität des dann zweifach auf den 1. ULE-Resonator stabilisierten MISERs, wird dieses Licht mit einem weiteren Teilstrahl, der auf den 2. ULE-Resonator (ebenfalls durch die Feinstabilisierungsmethode) stabilisiert ist, anschließend zur Schwebung gebracht.

#### Aufbau

Abbildung 5.32 zeigt den schematischen optischen Aufbau zur Stabilisierung des MISERs auf die beiden ULE-Referenzresonatoren. Die beiden Aufbauten befinden sich jeweils auf einem Breadboard mit den Maßen  $120 \times 120 \text{ cm}^2$ , was wiederum auf einem AVI-System montiert ist. An einem AOM (AOM I) findet die Aufspaltung zwischen dem Strahl (0. Ordnung) für die Hauptstabilisierung und dem feinstabilisierten Laserstrahl (1. Ordnung) statt (siehe Abb. 5.32a)). Dieser AOM dient gleichzeitig als Aktuator für die Feinstabilisierung, d.h. das Licht, dass den AOM im Doppelpass passiert hat, weist eine Feinstabilisierung auf. Die Hauptstabilisierung erfolgt nach wie vor mit der PDH-Methode in Reflexion, wobei

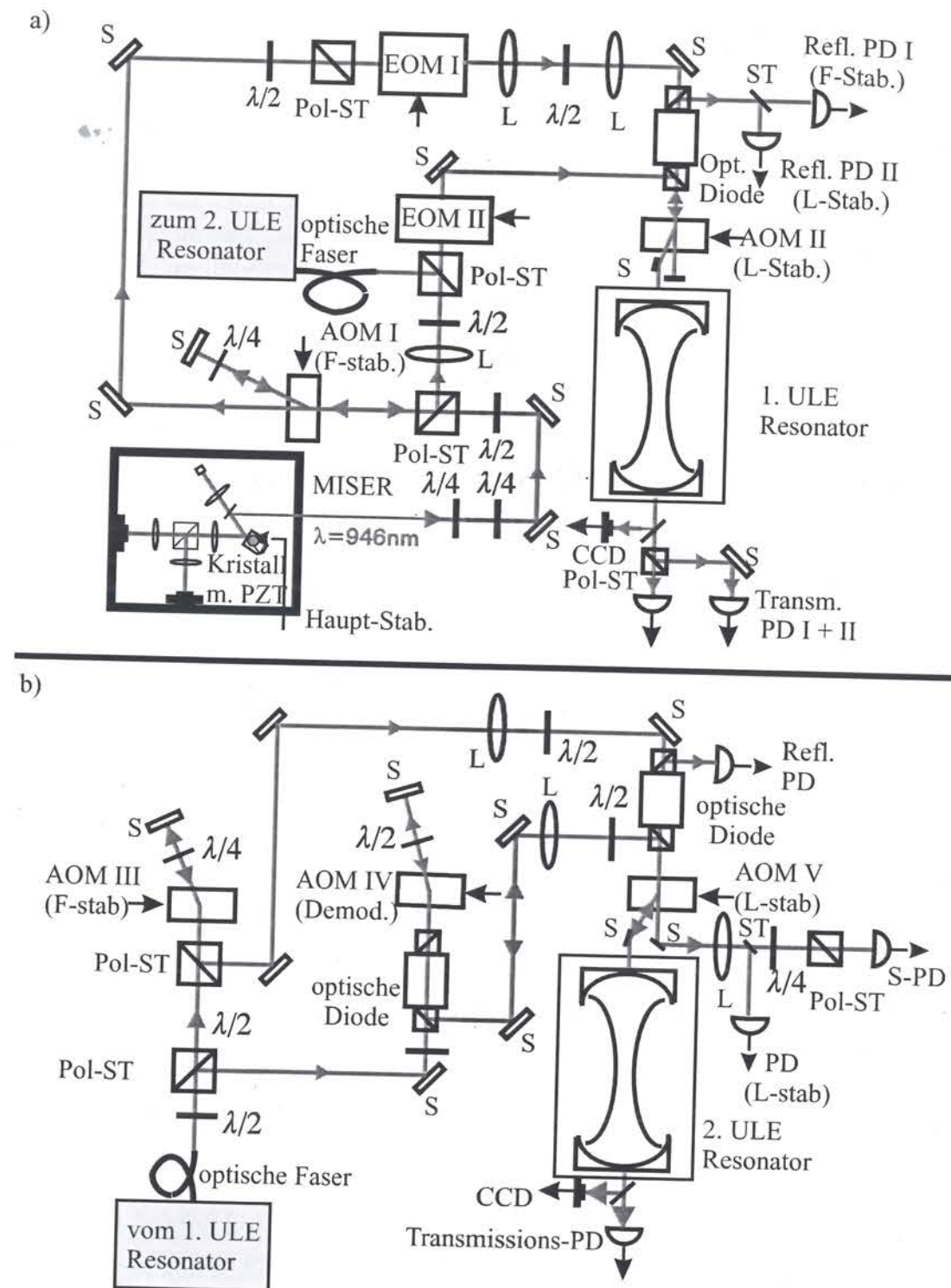


Abbildung 5.32: Schematischer Aufbau für die Stabilisierung des MISERs mit Haupt- und Feinstabilisierungen auf die beiden neuen ULE-Resonatoren (a und b) (Pol-ST: Polarisationsstrahlteiler; S: Spiegel; PD: Photodetektor; L: Linse). Die Anzahl der Spiegel wurde aus Übersichtlichkeitsgründen verringert.



EOM I<sup>24</sup> ( $f_{mod} = 8,32 \text{ MHz}$ ) als Frequenzmodulator dient. Der vom Resonator reflektierte Strahl wird durch einen Strahlteiler (ST) zwischen den Photodetektoren für die Frequenzstabilisierung (Refl. PD I) und der Leistungsstabilisierung (Refl. PD II) aufgeteilt. Der Aktuator für die Leistungsstabilisierung ist AOM II, der sowohl die Intensität des hauptstabilisierten, als auch die des feinstabilisierten Laserstrahls reguliert, wenn auch das Fehlersignal nur durch die Intensitätsfluktuationen des Hauptstrahls generiert wird. Die Feinstabilisierung benutzt die PDH-Methode in Transmission (siehe Kap. 5.2.2). Das feinstabilisierte Laserlicht wird erneut durch die Kombination aus  $\lambda/2$ -Platte und Polarisationsstrahlteiler in zwei Teile aufgeteilt, wobei ein Teil durch eine 3 m lange optische Einmodenfaser zum Aufbau mit dem 2.ULE-Resonator geschickt wird, und der andere Teil schließlich in eine benachbarte Longitudinalmode des 1.ULE-Referenzresonators eingekoppelt wird. Die für die Feinstabilisierung notwendigen Seitenbänder werden im 1.Aufbau mit Hilfe eines bereits bei niedrigen Frequenzen sehr effizienten EOMs<sup>25</sup> (EOM II) aufgeprägt ( $f_{mod} = 5,9 \text{ kHz}$ ). Der Laserstrahl, der zum 2.Aufbau kommt, ist bereits feinstabilisiert, aber dennoch frei von Seitenbändern. Der Aufbau für den 2.ULE-Resonator ist in Abbildung 5.32b) abgebildet. Nach der erneuten Aufspaltung in zwei Teilstrahlen, wird einer wiederum mit Hilfe der Feinstabilisierung (Aktuator für Modulation und Frequenzkorrekturen ist AOM III) auf den 2.ULE-Referenzresonator stabilisiert und repräsentiert damit die Stabilität dieses Resonators, während der andere Teilstrahl die Stabilität des 1.Resonators besitzt. Eine Leistungsstabilisierung in Reflexion wird durch AOM V als Aktuator verwirklicht. Der Schwebungssignalphotodetektor (S-PD) mißt das Schwebungssignal zwischen zwei hauptstabilisierten Teilstrahlen, von denen jeder durch eine weitere Feinstabilisierung an seinen ULE-Referenzresonator gekoppelt ist und damit dessen Frequenzstabilität repräsentiert. Das Schwebungssignal ist frei von einer Modulation, da AOM IV als Demodulator eingesetzt wird. Anschließend wird es verstärkt, mit einem stabilen Lokaloszillator heruntergemischt und gefiltert bevor es entweder einem totzeitfreien Frequenzzähleraufbau oder einem FFT-Analysator zugeführt wird.

### Auswertung der Messergebnisse

In einer ersten Auswertung der Absolutstabilität des MISERs wurde der 2.ULE-Resonator als Frequenzdiskriminator verwendet. Der MISER wurde in seiner Frequenz auf die Flanke des Resonators abgestimmt und anschließend das Transmissionssignal analysiert (siehe Abb. 5.33). Im unteren Frequenzbereich sind eine ganze Reihe von bekannten Störfrequenzen zu erkennen, wie z.B. Vibration bei 12,4 Hz, Netzfrequenz bei 50 Hz usw. (siehe Abb. 5.33a)). Bei etwa 300 Hz beginnt das Fehlersignal um eine Größenordnung auf den Wert  $100 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$  zu fallen

<sup>24</sup>Fa. Conoptics mit Kristall in Immersionsflüssigkeit

<sup>25</sup>Fa. Lasermetrics mit LiTaO<sub>3</sub>-Kristall

(siehe Abb. 5.33b)). Eine genaue Erklärung für dieses Verhalten kann jedoch nicht gegeben werden.

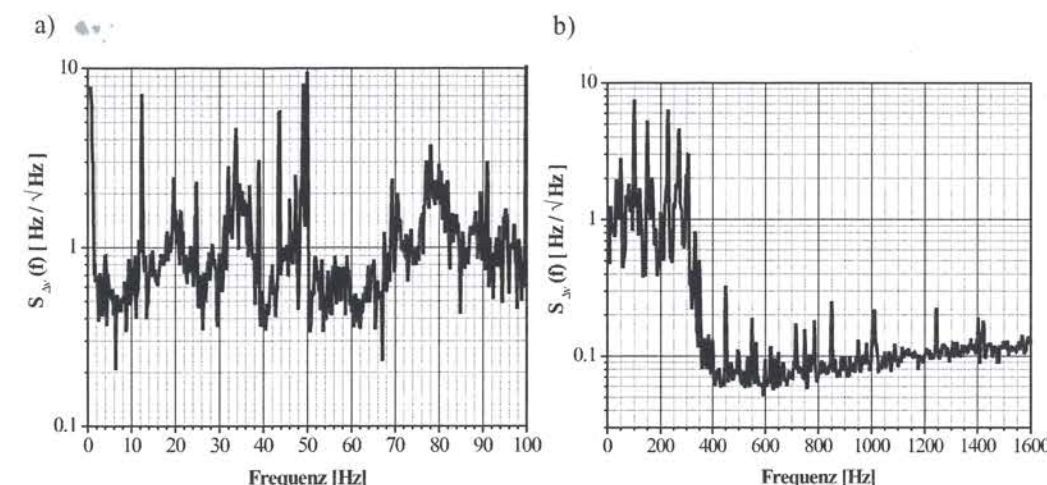


Abbildung 5.33: Charakterisierung der absoluten Frequenzstabilität des MISERs mit Hilfe eines unabhängigen Frequenzdiskriminators.

Die relative Drift der beiden ULE-Resonatoren wurden über mehrere Wochen hinweg, in unterschiedlichen Zeitabständen von einem Tag bis mehreren Tagen, immer wieder ermittelt. Die Driftwerte schwanken dabei zwischen den Extremwerten von 0,16 Hz/s und 1,5 Hz/s, haben allerdings immer dasselbe Vorzeichen. Das deutet zunächst darauf hin, dass insgesamt eine nicht durch äußere Temperaturfluktuationen bedingte Resonatorlängenänderung vorliegt, sondern diese nur eine zusätzliche Modulation auf der durch Umkristallisierung des Resonatormaterials bedingten Längenänderung darstellt. Der Effekt ist größer als erwartet, was vielleicht an der erst einjährigen Lagerung im Vakuum liegt. Bei den Driftmessungen war erkennbar, dass die Bestrahlung der Resonatoren mit freilaufendem Laser die Drift verringert, was zu Werten zwischen 0,16 Hz/s und 0,8 Hz/s führt, während bei Abwesenheit von Laserlicht die Driftraten Werte von 0,84 Hz/s bis 1,5 Hz/s annehmen. Der Ursache dafür ist, dass die Aufheizung der Spiegel und damit des Resonators dem Schrumpfprozess der Umkristallisierung entgegenwirkt.

Die Variation der Resonanzfrequenz über mehrere Tage unter der Bestrahlung des freilaufenden Lasers ist in Abbildung 5.34a) zu sehen. Hierbei zeigt sich ebenso ein Driftwert von 0,5 Hz/s. Allerdings ändert sich das Vorzeichen der Drift sogar für ca. 2 Tage. Parallel laufende Messungen der Temperaturstabilität auf den Vakuumkammern der Resonatoren ließen allerdings keinen erkennbaren Grund für diese Vorzeichenänderung erkennen. Die Driftwerte, die im Rahmen der Schwebungssignalmessungen zwischen den beiden Resonatoren gemessen werden, beziehen sich auf Zeiträume  $< 1 \text{ h}$ . Hierbei zeigt sich jeweils eine streng lineare Drift



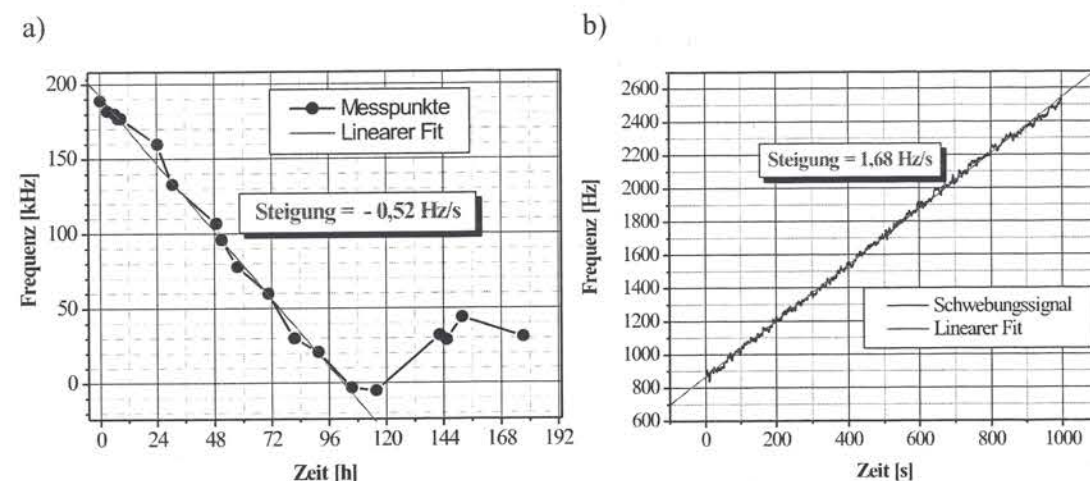


Abbildung 5.34: Relative Frequenzdrift zwischen den beiden neuen ULE-Resonatoren a) durch vergleichende Messung über mehrere Tage ermittelt und b) während einer Schwebungssignalmessung.

(siehe Abb. 5.34b)), deren Raten Werte zwischen  $1,2 \text{ Hz/s}$  und  $1,7 \text{ Hz/s}$  annehmen. Diese vergrößerten Driftwerte sind dadurch zu erklären, dass während dieser Messungen das Laserlicht in Resonanz mit den Resonatoren ist, d.h. beide Spiegel des Fabry-Perot-Interferometers eine Aufheizung erfahren (siehe Kap. 6.1). Abbildung 5.34b) zeigt den typischen Frequenzverlauf des Schwebungssignals während einer Messung über 1000 s mit einer Drift von  $1,68 \text{ Hz/s}$ .

Aufgrund der großen Linearität der Drift während der Schwebungsmessungen besteht im Prinzip die Möglichkeit, diese durch ein entsprechendes Mitfahren des Lokalszillators für die Frequenzmischung des Schwebungssignals zu kompensieren, wie es auch bei den Messungen an den alten Resonatoren vorgenommen wurde. Für die Schwebungssignalmessungen zwischen den beiden ULE-Resonatoren wurde das jedoch während des Experiments nicht durchgeführt. Es wurde bei einzelnen Frequenzmessungen im Nachhinein eine Korrektur der linearen Drift vorgenommen, so z.B. in Abbildung 5.35a). Der Grund für die Driftkorrektur ist, dass die Modulation der das Schwebungssignal unterliegt, deutlicher zum Vorschein gebracht werden soll. Eine Fourieranalyse (siehe 5.35b)) des Messsignals zeigt Modulationen bei den Frequenzen 50 mHz, 60 mHz und 115 mHz. Diese Modulationen zeigen einen sehr großen Hub, was sich in einem langsamen, aber periodischen Hin- und Herwandern des Schwebungssignals auf einem FFT-Analysator äußert. Die Herkunft dieser Modulationen ist bisher unbekannt und konnte auch nach intensiven Untersuchungen und mehrmaligen Messungen unter verschiedenen Rahmenbedingungen und zu verschiedenen Zeiten nicht ermittelt werden. Die niedrige Frequenz und der große Einfluss auf die Resonanzfrequenz der Resona-

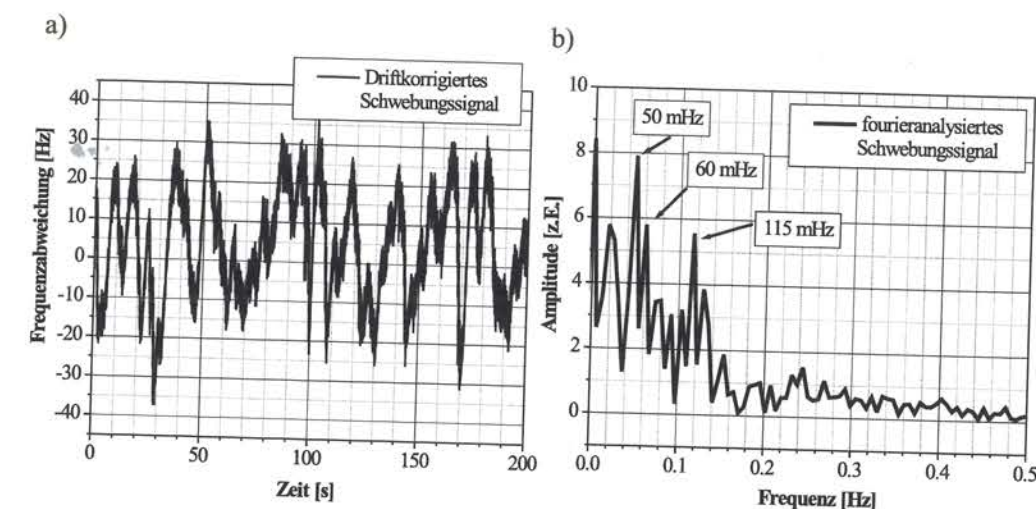


Abbildung 5.35: Driftkorrigierte Kurzzeit-Schwebungssignalmessung zwischen den beiden neuen ULE-Resonatoren und dessen Fourieranalyse.

toren legt die Vermutung eines seismischen Ursprungs nahe. Die Transferfunktion des AVI-Systems weist in diesem Frequenzbereich keine Vibrationsdämpfung mehr auf. Auch das Seismometer mißt in diesem Bereich keine reproduzierbaren Werte mehr, so dass der Nachweis des vermuteten Ursprungs schwierig ist. Allerdings ist das Auftreten dieser starken Modulation beschränkt auf das neue Labor und wurde in dem alten Labor bisher nicht beobachtet, was wiederum die Vermutung nahe legt, dass es sich hierbei um eine seismische Vibration handelt, der das separate Fundament den neuen Labors mehr ausgeliefert ist, als das Fundament des restlichen Gebäudes. Hinweise auf eine Fehlfunktion einer Temperaturstabilisierung konnten an Hand von Temperaturverlaufsmessungen auf den Vakuumkammern der Resonatoren nicht bestätigt werden. Diese starke Modulation begrenzt die Frequenzstabilität der beiden Resonatoren umso mehr, als die Ergebnisse der Messungen zur Qualität der Anbindung des MISERs an den Resonator mittels Feinstabilisierung ein im Vergleich zu den Vorgängermessungen erheblich verbessertes Ergebnis erwarten ließen.

Die aus den gemessenen Schwebungssignalen zwischen den beiden ULE-Resonatoren berechneten Allan-Varianzen sind in Abbildung 5.36 abgebildet. Die größte Frequenzstabilität des Schwebungssignals lässt sich generell bei einer Mittelungszeit von  $\tau \approx 0,1 \text{ s}$  ablesen. Hier zeigt sich eine sub-Hertz Stabilität ( $\Delta\nu = 0,78 \text{ Hz}$ ), was unter Annahme von gleichen Beiträgen für den einzelnen Laserstrahl eine Stabilität von  $\Delta\nu = 0,55 \text{ Hz}$  bedeutet. Auffallend ist bei den in a) und b) abgebildeten Allan-Varianzen, dass der Einfluss der Feinstabilisierung im Zeitbereich  $< 0,1 \text{ s}$  eher negativ ist und für den restlichen Zeitbereich nur eine marginale Verbesserung der Frequenzstabilität bringt. Diese, wie auch die folgen-



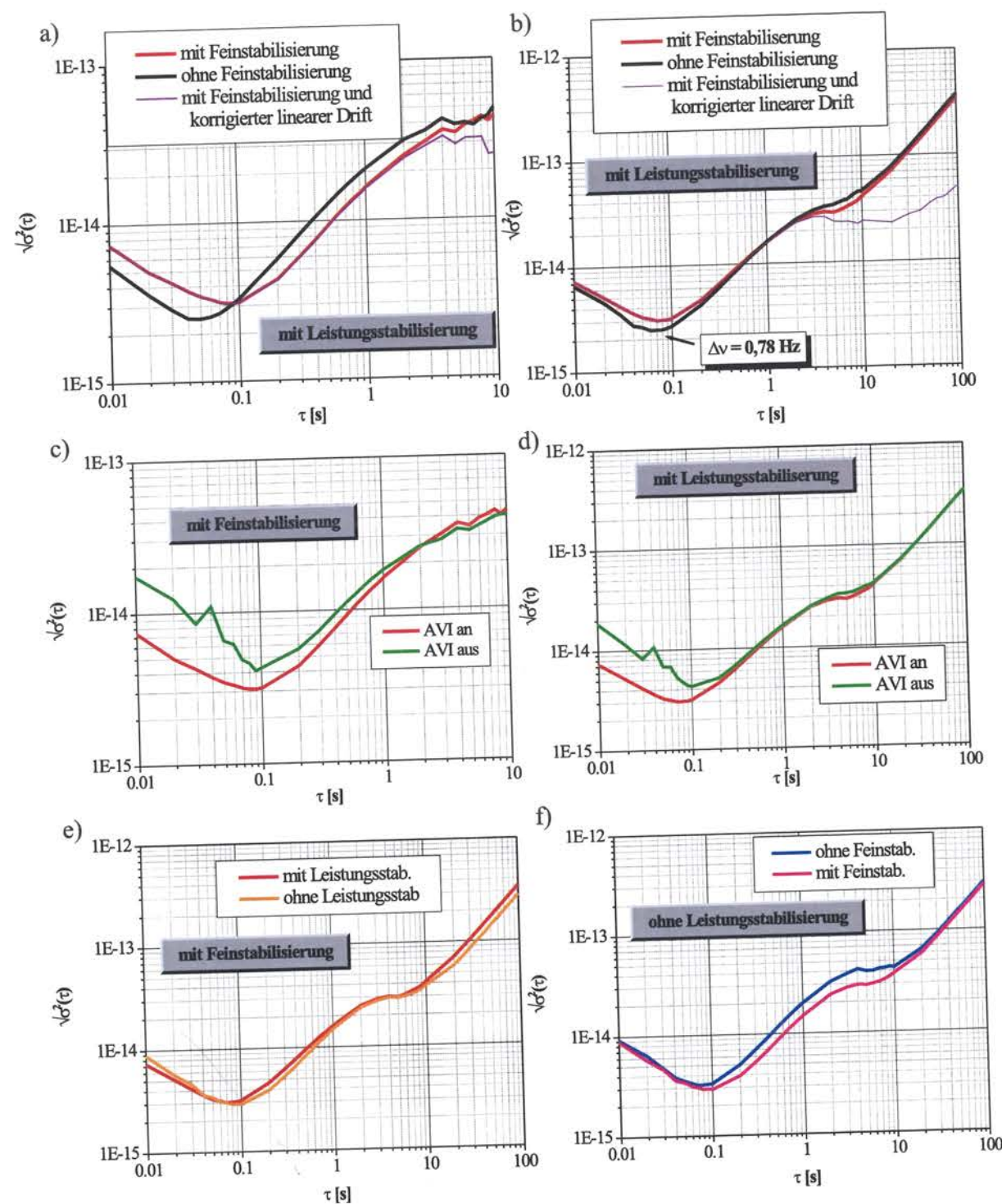


Abbildung 5.36: Aus den Schwebungssignalmessungen zwischen den beiden neuen ULE-Resonatoren berechnete Allan-Varianzen bei verschiedenen Mittelungszeiten und unterschiedlichen Konfigurationen.

den Aussagen müssen jedoch unter dem Verweis auf die starke (seismische) Modulation gesehen werden, die die erreichbare Verbesserung der Frequenzstabilität des MISERs durch die Anwendung einer Feinstabilisierung oder einer Leistungsstabilisierung durch diese nicht zum Tragen kommt. Weiterhin ist zusätzlich die Allan-Varianz der jeweils im Nachhinein driftkorrigierten Schwebungsmessungen mit eingezeichnet. Es zeigt sich, dass der Einfluss der Drift erst bei Mittelungszeiten  $\tau > 3 \text{ s}$  auftritt.

Einen großen Einfluss auf die Allan-Varianz bei sehr kurzen Mittelungszeiten  $\tau < 1 \text{ s}$  zeigt der Umstand, ob das AVI-System eingeschaltet ist oder nicht (siehe Abb. 5.36c) + d)). Dies stimmt mit der erwartenden Vibrationsdämpfung ab 1 Hz überein. Das AVI-System zeigt auch im ausgeschalteten Status noch eine passive Vibrationsisolierung, die durch die Federaufhängung gegeben ist. Aus diesem Grund ist die Tatsache, dass das AVI-System ausgeschaltet ist, auch nicht mit dem Nicht-Vorhandensein einer Vibrationsisolierung gleichzusetzen, da dieser Fall zu einer erheblichen Verschlechterung des Ergebnisses führen würde (siehe Kap. 6.2).

Der Einfluss der Leistungsstabilisierung in Reflexion zeigt sich allerdings ebenfalls als sehr marginal (siehe Abb. 5.36e)), wobei sich die Reflexionsmethode als die etwas bessere Methode gegenüber der Transmissionsmethode erwies. Um Einflüsse der Leistungsstabilisierung auf die Feinstabilisierung auszuschließen, wird in Abbildung 5.36f) noch einmal die Wirkung der Feinstabilisierung getestet. Es ergibt sich auch diesmal kein eindeutiges Ergebnis zu Gunsten der Feinstabilisierung, allerdings kann trotzdem eine leichte Kompensation der Einflüsse der Feinstabilisierung und der Leistungsstabilisierung nicht ausgeschlossen werden.

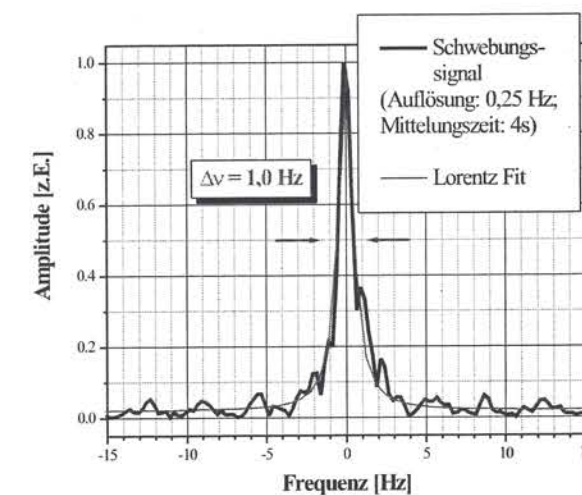


Abbildung 5.37: Schwebungssignalmessung zwischen den beiden neuen ULE-Resonatoren.



Neben der Berechnung der Allan-Varianz lässt sich die Stabilität des Schwebungssignals besonders eindrucksvoll auf dem FFT-Analysator begutachten. Hierbei fällt vor allem die bereits erwähnte langsame und veränderliche Modulation des Signals auf, was sich in einem Hin- und Herwandern des Signals äußert. Deshalb und wegen der linearen Drift nimmt die Linienbreite mit langen Mittelungszeiten stark ( $\tau > 10$  s) zu. Beobachtet man das Schwebungssignal hingegen bei kürzeren Mittelungszeiten ( $\tau < 5$  s), so gibt es Phasen, bei denen das Schwebungssignal wandert, und andere, bei denen es einen Umkehrpunkt erreicht hat. Das Ergebnis einer zu diesem Zeitpunkt getätigten typischen Messung ist in Abbildung 5.37 zu sehen. Die Linienbreite des Schwebungssignals beträgt hierbei  $\Delta\nu = 1,0$  Hz über eine Mittelungszeit über 4 s, was als reproduzierbares Ergebnis angesehen werden kann. Mit diesem Ergebnis und dem Ergebnis der Allan-Varianzen kann die Frequenzstabilität der beiden neuen ULE-Resonatoren für kurze Mittelungszeiten ( $\leq 4$  s) also mit einer sub-Hertz Stabilität angesetzt werden.

Die Aufdeckung der Ursache(n) der starken Modulation bei 50 mHz, 60 mHz und 115 mHz bedarf noch weiterer Untersuchungen, da deren Vermeidung bzw. Kompensation wahrscheinlich die weitaus bessere Frequenzstabilität der beiden neuen ULE-Resonatoren zu Tage fördert.

## 5.5 Der internationale Vergleich

Die folgende Tabellen sollen die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse in einem internationalen Vergleich zeigen. Dabei ist die Auswahl der internationalen Gruppen keineswegs vollständig und erweiterbar. Die Auswahl fiel auf Gruppen, die sich in den vergangenen Jahren nachhaltig mit der Stabilisierung von Lasern aus verschiedenen Motivationen heraus beschäftigt haben und dementsprechende Publikationen mit führenden und herausragenden Ergebnissen veröffentlicht haben. Prinzipiell wären dennoch weiterhin alle Kollegen bzw. Gruppen zu nennen, die sich weltweit mit der Realisierung von optischen Frequenznormalen beschäftigen, wie etwa die Gruppe um F. Riehle, J. Helmcke und E. Peik an der PTB, Deutschland, die Gruppe um P. Gill am NPL, Großbritannien, sowie die Gruppe um A. Madej am NRC, Kanada.

Im folgenden werden die Ergebnisse der Frequenzstabilisierungen, die in verschiedenen Messkonfigurationen ermittelt worden sind, zusammengefasst, wobei L für Laser und R für Resonator steht. In Tabelle 5.2 sind die von den verschiedenen Gruppen veröffentlichten Messdaten einschließlich derer im Rahmen dieser Arbeit erzielten Daten der Spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen gemessen an einem bzw. an zwei Referenzresonatoren gezeigt. Ein Vergleich der Schwebungssignallinienbreiten von zwei Lasern/Laserstrahlen an einem bzw. zwei Referenzresonatoren ist in Tabelle 5.3 zu sehen. Schließlich gibt Tabelle 5.4 einen Überblick der erzielten Allan-Varianzen wiederum mit zwei Lasern/Laserstrahlen an einem bzw. zwei Referenzresonatoren.



Gruppe	$S_{\Delta\nu}(f)$ in [Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	
	(1L-1R)	(1L-2R)
diese Arbeit	$\approx 10^{-3}$ für $f < 4 \text{ kHz}$	$\approx 1$ für $f < 300 \text{ Hz}$ $\approx 0,1$ für $f > 400 \text{ Hz}$
Bergquist	-	-
Byer	-	-
Hall	-	-
Ohtsu	$< 10^{-3}$ [NSKO94b, NSKO94a] für $f < 10 \text{ kHz}$	$> 1$ für $f < 1 \text{ kHz}$ [NKO95] $\approx 10^{-2}$ für $f > 1 \text{ kHz}$
Schiller	-	-
Ueda	$< 10^{-3}$ [UU94] für $f < 1 \text{ kHz}$	-
Walther	$< 10^{-2}$ [DNWW92] für $f < 5 \text{ kHz}$	$\approx 1$ [DNWW92]

Tabelle 5.2: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen an einem (1R) und an zwei Referenzresonatoren (2R) mit den Ergebnissen der anderen Gruppen.

Gruppe	$\Delta\nu$ in [Hz]	
	(2L-1R)	(2L-2R)
diese Arbeit	<b>34 mHz @ 128 s</b>	1 Hz @ 4 s
Bergquist	-	<b>0,9 Hz @ 32 s</b> [You00]
Byer	$\approx 500 \text{ mHz @ } 4 \text{ ms}$ [DGB92]	-
Hall	$\approx 50 \text{ mHz @ } 1 \text{ min}$ [SHH88]	-
Ohtsu	-	30 Hz @ 80 ms [NSKO94a]
Schiller	-	420 Hz @ 80 ms [UU94]
Ueda	193 mHz @ 8 s [UU93]	16 Hz @ 80 ms [UU94]
Walther	-	-

Tabelle 5.3: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Schwebungssignallinienbreiten an einem (1R) und an zwei Referenzresonatoren (2R) mit den Ergebnissen der anderen Gruppen.

Gruppe	$\sigma_y(\tau)$	
	(2L-1R)	(2L-2R)
diese Arbeit	$1,2 \cdot 10^{-16}$ @ 10 ms	$2,5 \cdot 10^{-15}$ @ 0,1 s
Bergquist	-	-
Byer	-	$1 \cdot 10^{-14}$ @ 1 s [NKO95]
Hall	$8 \cdot 10^{-17}$ @ 200 s [HH89]	-
Ohtsu	-	$2 \cdot 10^{-14}$ @ 10 ms [NKO95]
Schiller	$5 \cdot 10^{-16}$ @ 50 s [RSS+97]	$2,3 \cdot 10^{-15}$ @ 20 ms [SSR+97]
Ueda	$4 \cdot 10^{-15}$ @ 3 ms [UU94]	$6 \cdot 10^{-14}$ @ 300 ms [UU94]
Walther	-	$\approx 10^{-14}$ @ 0–1 s [DNWW92]

Tabelle 5.4: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Allan-Varianzen an einem (1R) und an zwei Referenzresonatoren (2R) mit den Ergebnissen der anderen Gruppen.



## 6 Experimentelle Bestimmung von Grenzen der Frequenzstabilität

Grundsätzlich gibt es eine ganze Reihe von limitierenden Faktoren für die Frequenzstabilität des MISERs, die jeweils auf unterschiedlichen Zeitskalen und mit unterschiedlichen Auswirkungen auftreten [HHR<sup>+</sup>84, SHH88, BIW94, TNB95]. Einige davon sind bereits theoretisch abgeschätzt worden, wie z.B. das Schrotrauschen, die Schawlow-Townes-Grenze und die Druckfluktuationen und für unser Experiment als nicht begrenzend erkannt worden. Andere bedeutendere Einflüsse wie Temperaturfluktuationen und Kristallisationseffekte sind als begrenzend erkannt worden und quantitativ abgeschätzt worden (siehe Kap. 3). Den wohl größten Einfluss auf die Frequenzstabilität haben externe Vibrationen, deren Isolation ausführlich in Kapitel 3.3 diskutiert wurde. Allerdings fehlte bisher eine quantitative Untersuchung für die Empfindlichkeit der Resonatoren gegenüber externen Vibrationen.

Im Rahmen dieses Kapitels wird versucht die Auswirkungen von Laserleistungsschwankungen sowie von Strahlverlaufsinstabilitäten auf die Frequenzstabilität des MISERs zu quantifizieren und die Wirkung einer entsprechenden Laserleistungsstabilisierung zu erläutern. Mit Hilfe von erzwungenen Schwingungen wird der Einfluss von externen Vibrationen auf die Frequenzstabilität des Resonators bzw. des MISER-Aufbaus in den drei Raumrichtungen analysiert und mit einer einfachen theoretischen Abschätzung verglichen. Außerdem wird die Effektivität der Vibrationsisolierung des aktiv vibrationsisolierenden Systems sowie dessen Limit für die Frequenzstabilität des darauf aufgebauten MISERs ermittelt.

### 6.1 Laserleistungs- und Laserstrahlschwankungen

Aufgrund der rauscharmen Anregung durch Diodenlaser und der monolithischen Struktur des Resonators zeichnet sich der MISER neben der spektralen Schmalbandigkeit auch durch eine große Amplitudenstabilität aus. Die Ausgangsleistung des Laserresonators ist jedoch von verschiedenen Parametern abhängig, deren Änderung zu Schwankungen der Ausgangsleistung führt. Ursachen hierfür sind z.B.



eine zeitlich nicht konstante Pumpleistung oder zeitabhängige Verluste im Resonator. Außerdem können RAM und sonstige Polarisationsdrehungen in Kombination mit polarisationsselektiven Elementen zu Intensitätsfluktuationen führen.

Eine Veränderung der Lichtleistung und damit einhergehende veränderte, hauptsächlich in den beschichteten Resonatorspiegeln absorbierte Laserleistung, bewirkt eine Erwärmung bzw. Abkühlung der Spiegelsubstrate und damit eine Deformation des Resonators [BIW94], was zu Veränderungen der Resonanzfrequenzen des Resonators führen kann. Der Absorptionskoeffizient der Spiegel beträgt zwar nur wenige ppm, in Verbindung mit der starken Intensitätsüberhöhung im Resonator kann dies jedoch zu einer nicht zu vernachlässigenden Wärmemenge führen, die von den Substraten aufgenommen wird. Andererseits können aber Strahlverlaufsschwankungen zu veränderten, in den Resonator eingekoppelten Lichtleistungen führen [BIW94]. So tritt zum Beispiel für den Fall eines an Federn aufgehängten Resonators eine schlechte Strahlverlaufsstabilität auf, da es durch Bewegungen wie Verkippen des Resonators zu variablen Modenanpassungsbedingungen kommt. Aus diesem Grund ist die feste Lagerung vom Resonator in Bezug auf den Laserstrahl sehr wichtig. Dadurch ergibt sich, dass Laser und Referenzresonator auf einer gemeinsamen Vibrationsisolierungseinheit montiert sein müssen (wenn man von dem Gebrauch von optischen Fasern zwischen Laser und Referenzresonator, die wiederum andere Probleme verursachen, absieht).

Aufgrund der großen im Resonator umlaufenden Lichtleistung treten allerdings noch weitere Effekte auf. So kommt es z.B. zu einem Strahlungsdruck auf die Spiegel, der bei einer Finesse von etwa 100 000 und einer eingekoppelten Leistung von  $100\mu\text{W}$ , zu einer Kraft  $F$  von etwa  $10^{-8}\text{N}$  führt [BIW94]. Daraus ergibt sich, unter Annahme einer gleichförmig angreifenden Kraft, eine Verformung  $d$  der Spiegelsubstrate von:

$$d = \frac{3Fr^2(1-\mu)}{4\pi Et^3} \quad (6.1)$$

Mit dem Radius  $r = 13\text{mm}$  und der Dicke  $t = 5\text{mm}$  der Spiegelsubstrate,  $\mu$  dem Poisson Koeffizienten und Young Modul  $E$  (siehe Tab. 3.1) ergibt sich für den Zerodur-Resonator beispielsweise eine Änderung der optischen Länge von etwa  $3 \cdot 10^{-17}\text{m}$ , womit sich mit Hilfe von Gleichung 3.1 eine entsprechende Frequenzverschiebung von 0,03 Hz berechnen lässt. Weiterhin bewirkt der Strahlungsdruck eine Dehnung des gesamten Resonators. Die durch eine senkrecht auf die Spiegeloberfläche  $A$  wirkende Kraft  $F$  hervorgerufene Längenänderung des Resonators berechnet sich zu [BIW94]:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{F}{A} \cdot \frac{1}{E} \quad (6.2)$$

Daraus ergibt sich nochmals eine etwa ebenso große Frequenzverschiebung wie

für die Spiegeldeformation errechnet, d.h. selbst bei Intensitätsfluktuationen von 100% treten diese Frequenzverschiebungen im Experiment in den Hintergrund.

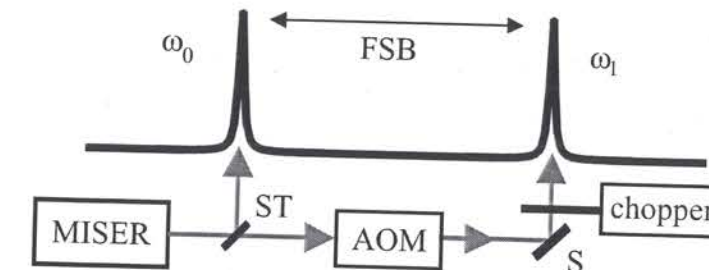


Abbildung 6.1: Schema des experimentellen Aufbaus zur Messung von Verschiebungen der Resonanzfrequenz durch Laserintensitätsschwankungen.

Zur Evaluierung der tatsächlichen Empfindlichkeit der Resonanzfrequenz des Zerodur-Resonators gegenüber Laserintensitätsschwankungen wurde eine Schwebungssignalmessung mit dem alten ULE-Resonator durchgeführt, wobei die Schwebungsfrequenz durch einen Frequenzzähler<sup>1</sup> gemessen wurde. Für die Variation der im Resonator umlaufenden Lichtleistung wird ein zweiter Teilstrahl benötigt, während mit dem Hauptstrahl die Stabilisierung auf den Resonator gewährleistet wird (siehe Abb. 6.1). Auf diesem Wege vermeidet man mögliche zusätzliche Frequenzverschiebungen, die durch Fehlersignalschwankungen in der PDH-Stabilisierung, ausgelöst durch die induzierten Intensitätsschwankungen, auftreten können. Durch die Verwendung eines mechanischen Choppers, im Strahlengang war es möglich diese „Laserzusatzleistung“ einzustrahlen oder nicht.

Abbildung 6.2 zeigt die Verschiebung der Resonanzfrequenz des Zerodur-Resonators durch eine Erhöhung, der auf den Resonator treffenden Laserleistung um  $75\mu\text{W}$ . Es zeigt sich ein exponentiell abklingender Anstieg der Resonanzfrequenz. Nach dem Abschalten der „Zusatzheizung“ im Resonator erfolgt ein ebenso exponentieller Abfall der Resonanzfrequenz mit einer ermittelten Abklingzeit von etwa 10 s. Nach dem Wiedereinschalten des zusätzlichen Strahls reproduziert sich der vorher gesehene Frequenzanstieg. Insgesamt ergibt sich als Kennzahl eine Empfindlichkeit der Laserfrequenz von  $5\text{Hz}/\mu\text{W}$  zusätzlicher Laserleistung (vgl.  $2\text{Hz}/\mu\text{W}$  in [BIW94],  $6\text{Hz}/\mu\text{W}$  in [SBJ<sup>+</sup>98] und  $1\text{Hz}/\mu\text{W}$  in [You00]). Die Resonatortransmission wird zu diesem Zeitpunkt mit etwa 2% abgeschätzt ( $\mathcal{F} \approx 60000$ ), so dass sich eine zusätzliche umlaufende Lichtleistung von etwa  $170\text{mW}$  errechnet [NEV-ZW02]. Um eine sub-Hertz Frequenzstabilität zu erreichen, muß die Laserleistung also auf etwa 0,1% konstant gehalten werden.

<sup>1</sup>Fa. Agilent Technology, Typ: 53131A



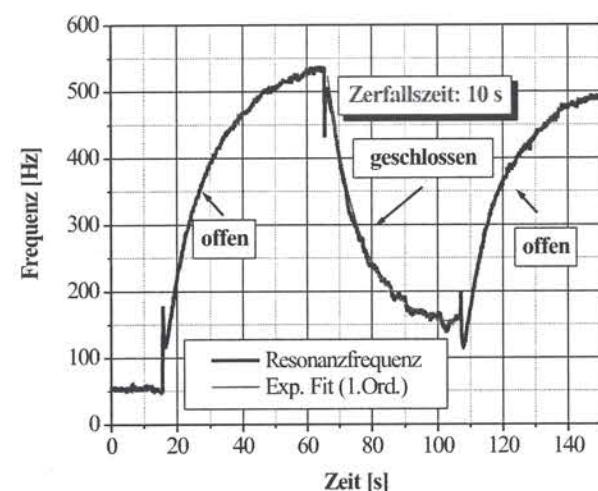


Abbildung 6.2: Messung der Verschiebungen der Resonanzfrequenz des Zerodur-Resonators durch Laserintensitätsschwankungen.

Zur Stabilisierung der Laserintensität wurden zwei Detektionsplätze ausprobiert: einmal wird das Lasersignal „hinter“ dem Resonator, d.h. in Transmission, detektiert, das andere Mal vor dem Resonator. Das Photodetektorsignal wird anschließend über einen PID-Regler auf einen Amplitudenmodulationseingang eines Frequenzgenerators gegeben, der einen AOM ansteuert. Die Transmissionsmethode hat den Vorteil, dass sie die im Resonator umlaufende Laserleistung konstant hält und somit veränderliche Aufheizeffekte verhindert. Nachteilig ist, dass sie Frequenz- und Amplitudenfluktuationen nicht unterscheiden kann, so dass sie im Zusammenhang mit einer Frequenzstabilisierung in Transmission, bei der der Laserstrahl frequenzmoduliert wird, nachteilig wirken kann. Aus diesem Grund eignet sich hierfür eher eine Stabilisierung der Laserintensität vor dem Resonator. Letztendlich halten sich die Vor- und Nachteile der beiden Methoden scheinbar die Waage, da sich nur eine kleine Verbesserung der Frequenzstabilität des MISERs durch die Anwendung der Leistungsstabilisierung in Reflexion gegenüber der Transmissionsmethode zeigte. Abbildung 6.3 zeigt die Wirkung der Leistungsstabilisierung in Transmission am Zerodur-Resonator. Darin ist zu erkennen, dass vor allem für den wichtigen Bereich der langsamen Intensitätsfluktuationen ( $< 4$  Hz), d.h. dort wo die langsamen RAM-Driften auftreten, eine Unterdrückung der Fluktuationen auf unter 1% stattfindet. Im restlichen höheren Frequenzbereich erfolgt noch eine 30-fache Dämpfung. Die Spitze bei 50 Hz ist durch die Netzeinstreuung bedingt, der Ursprung der Spitze bei 85 Hz ist hingegen unbekannt.

Eine Veränderung des Strahlverlaufs führt zu veränderten Einkoppelbedingun-

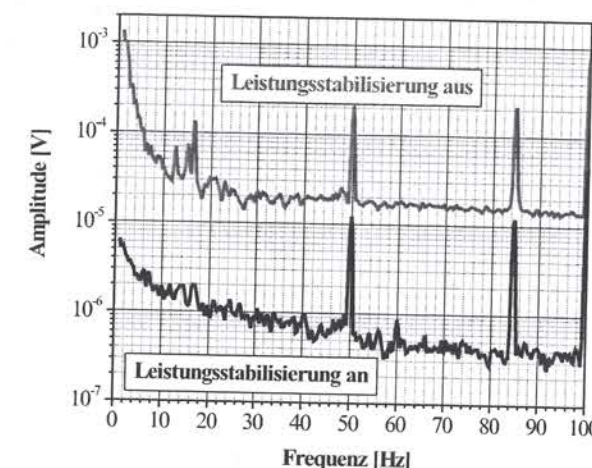


Abbildung 6.3: Intensitätsfluktuationen des MISERs.

gen in den Resonator. Dies hat neben der veränderten Spiegelaufheizung und den damit oben bereits ausgeführten Auswirkungen, auch den Effekt der veränderten optischen Länge des Resonators durch den veränderten Einfallswinkel des Laserstrahls [And84, CBF<sup>+</sup>97, SBJ<sup>+</sup>98]. Zur Evaluierung der Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von dem Winkelversatz des Strahlverlaufs wurde in dem experimentellen Aufbau für den alten ULE-Resonator einer der Einkoppelspiegel für den Laserstrahl auf eine Verkippereinheit gesetzt. Hierfür wurde bei dem alten ULE-Resonator eine Leistungsstabilisierung in Transmission eingesetzt. Mit einem Verkippwinkel von etwa 1 mrad bei einem 35 cm entfernten Eintrittsspiegel des Resonators ergibt sich ein Frequenzversatz von 40 Hz, sofern die in Transmission arbeitende Leistungsstabilisierung eingeschaltet ist. Damit sind Leistungsfluktuationen im Resonator und damit einhergehende variierende Spiegelerwärmungen stark reduziert und es zeigt sich nur noch der Effekt des geometrisch verlängerten optischen Weges im Resonator. Wird die Leistungsstabilisierung jedoch ausgeschaltet, so dass durch die Veränderung der Einkoppelbedingung und der damit veränderten umlaufenden Lichtleistung, die in den Spiegeln absorbierte Leistung sich ebenso verändert mit den bereits erwähnten Folgen, so ergibt sich hierfür ein etwa eine Größenordnung größerer Frequenzversatz. Die daraus ermittelten Kenndaten lauten dementsprechend:  $0,05 \text{ Hz}/\mu\text{rad}$  mit Leistungsstabilisierung (vgl.  $0,1 \text{ Hz}/\mu\text{rad}$  [You00]) bzw.  $0,55 \text{ Hz}/\mu\text{rad}$  ohne Leistungsstabilisierung (vgl.  $10 \text{ Hz}/\mu\text{rad}$  [Hal94]) [NEvZW02].

Im praktischen Aufbau versucht man Strahlverlaufsinstabilitäten durch kleine Strahlhöhen und einen kompakten Aufbau zu vermeiden. Außerdem verspricht das AVI-System durch seine Isolierung in allen sechs Dimensionen eine ausrei-



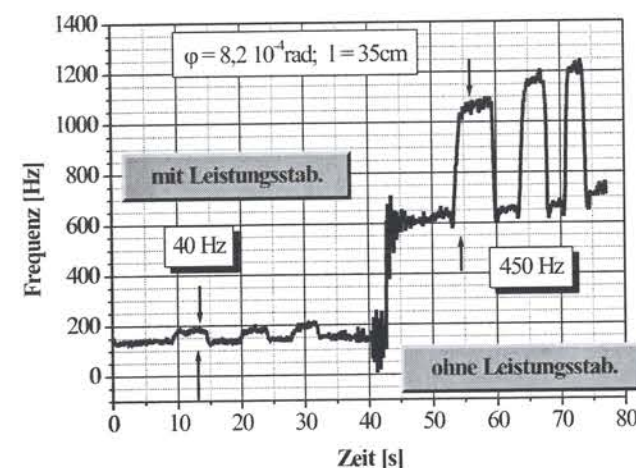


Abbildung 6.4: Messung der Verschiebungen der Resonanzfrequenz des Zerodur-Resonators durch Laserstrahlschwankungen.

chende Isolation gegenüber äußeren Vibrationen, die einen Strahlversatz bewirken könnten (siehe hierzu Abb. 5.14). Zusätzlich werden durch die Schalldämmbox durch Schall angeregte Vibrationen der Spiegelhalterungen unterdrückt, was die Stabilität der Strahlführung weiter erhöht.

## 6.2 Vibrationen

Ein einfaches Modell zur Beschreibung der Auswirkungen von Vibrationen kann folgendes sein: Wirkt eine vertikale Beschleunigung auf einen liegenden quaderförmigen Resonator, so wird er durch seine Massenträgheit vertikal gestaucht und in horizontaler Richtung gedehnt und umgekehrt. Es ergeben sich somit longitudinale Oszillationen der Resonatorlänge.

Unter der Annahme der elastischen vertikalen Anregung, wobei die Kraft  $F = m \cdot g$  auf die Fläche  $A = L \cdot d$  wirkt, gilt die Hook-Formel:

$$\frac{F}{A} = E \frac{\Delta d}{d} \quad (6.3)$$

Wobei das Young Modul  $E$  die Elastizität des Körpers angibt. Kombiniert man die Hook-Formel mit der folgenden Formel, die mit Hilfe des Poisson Koeffizienten  $\mu$  die horizontale Deformation durch eine vertikale Deformation beschreibt:

$$\frac{\Delta L}{L} = -\mu \frac{\Delta d}{d}, \quad (6.4)$$

## 6.2 Vibrationen

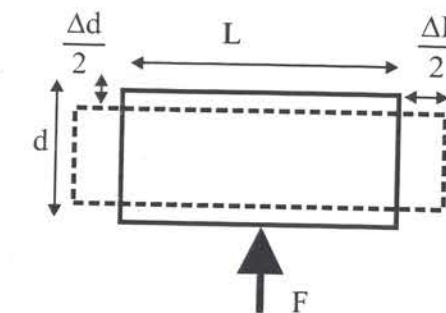


Abbildung 6.5: Vereinfachtes Schema für die Wirkung von Vibrationen auf einen liegenden quaderförmigen Resonator.

so lässt sich die geometrische Längenänderung und somit eine Frequenzänderung berechnen (siehe Gl. 3.1). Die Tatsache, dass der Resonator zylinderförmig ist und unter einem Winkel von etwa  $60^\circ$  auf Vitonringen aufliegt und somit die Kraft nur anteilmäßig auf seine maximale Querschnittsfläche  $A_{max}$  wirkt, wird durch folgende vereinfachte Annahme miteinbezogen:  $A_{eff} = \frac{1}{2} A_{max}$ . Setzt man die Werte für den Zerodur-Resonator und dem Volumen  $V = (\frac{1}{2} A_{max}) \cdot d$  ein, so ergibt sich eine Empfindlichkeit von etwa 1 MHz/g ( $g = 9,81 \text{ ms}^{-2}$ ). Für die neuen ULE-Resonatoren ergibt sich ein geringfügig geringerer Wert von 0,9 MHz/g (vgl. 1 MHz/g [You00] und 250 kHz/g [HTY00]).

Aber auch horizontale Bewegungen des gesamten Resonators entlang der optischen Achse beeinflussen die Stabilität, da es durch diese Relativbewegung zwischen dem einzukoppelnden Licht und dem Resonator zu einem Doppler-Effekt kommt, was zu Frequenzverschiebungen der Laserfrequenz führt. Auch hier kommt es zu Stauchungseffekten aufgrund der Massenträgheit, was sich wiederum in der geometrischen Länge bemerkbar macht.

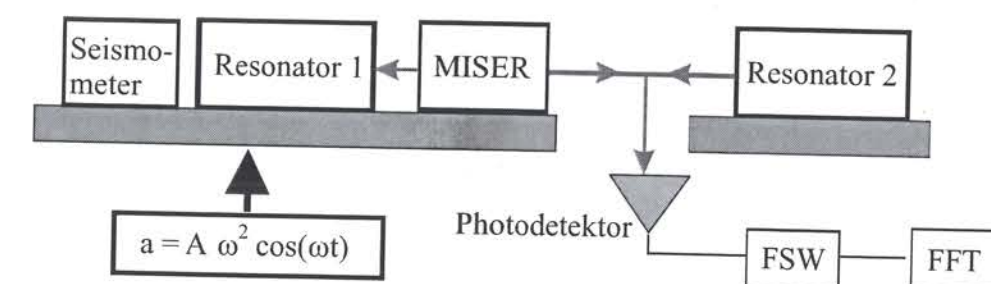


Abbildung 6.6: Schema des experimentellen Aufbaus für erzwungene externe Vibrationen.

Um den Einfluss externer Vibrationen auf die Frequenzstabilität eines Resonators bzw. des gesamten Laseraufbaus experimentell zu untersuchen, wurde eine spezielle Steuerungseinheit für das AVI-System angeschafft, die es ermöglicht, erzwungene Vibrationen sowohl in vertikaler, wie auch in den beiden horizon-



talen Richtungen auf der Oberfläche des AVI-Systems wirken zu lassen (siehe Abb. 6.6) (ähnliches Bsp. in [UU94]). Die Bandbreite der von außen anlegbaren Frequenzen für die erzwungenen Vibrationen umfasst dabei den Bereich von 0,1 Hz bis 100 Hz. Da allerdings die Amplitude der Vibrationen a priori nicht konstant über den gesamten Bereich ist, wurden parallel zu den Messungen die exakten Vibrationsamplituden durch ein interferometrisch geeichtes Seismometer (siehe Kap. 3.3.1) gemessen. Die konkrete Beeinflussung der Frequenzstabilität des Referenzresonators bzw. des darauf stabilisierten MISERs durch die angelegten Vibrationen der AVI-Plattform wurde durch eine Schwebungssignalmessung mit einem ungestörten Resonator analysiert (siehe Abb. 6.6). Hierfür wird das optische Schwebungssignal mit einem geeichten Frequenz-zu-Spannungs-Wandler (FSW) und einem FFT-Analysator ausgewertet, wobei genau die durch die angelegte Vibration erfolgte Veränderung des Schwebungssignals protokolliert wird. Für die restlichen Frequenzen (innerhalb des AVI-Arbeitsbereichs) arbeitet das AVI-System nach wie vor als Isolierungsstufe. Abschließend wurden die ermittelten Werte auf eine einheitliche Vibrationsamplitude normalisiert. Das Ergebnis der Frequenzverbreiterung für die Lagerung der alten Resonatoren ist in Abbildung 6.7 zu sehen.

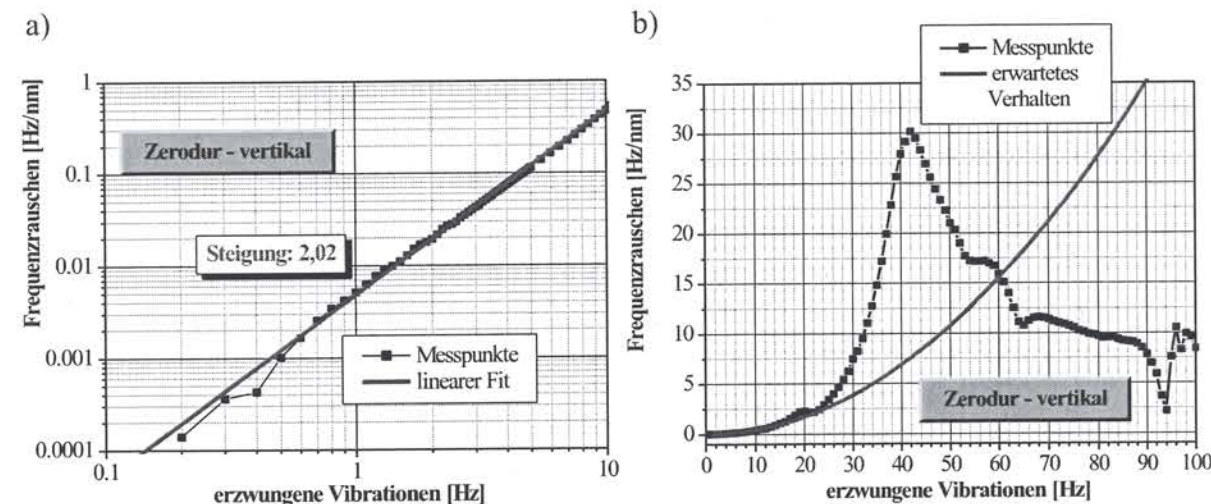


Abbildung 6.7: Erwarteter quadratischer und gemessener Einfluss von extern erzwungenen Vibrationen auf den Zerodur-Resonator in vertikaler Richtung in verschiedenen Frequenzbereichen (a und b).

Aufgrund der nachträglichen Normalisierung auf eine gleiche Vibrationsamplitude ergibt sich mit zunehmender Frequenz eine quadratisch anwachsende Beschleunigung, die wiederum eine ebenso anwachsende Kraft auf den Resonator zur Folge hat, wodurch man eine dementsprechend quadratisch anwachsende Störung der

Frequenzstabilität erwarten würde. Betrachtet man die Frequenzfluktuationen im unteren Frequenzbereich ( $< 10$  Hz) der anregenden Vibrationen, so ergibt eine lineare Anpassung in einer doppellogarithmischen Auftragung genau die erwartete Steigung 2. Für den höheren Frequenzbereich zeigt sich allerdings eine zunehmende Abweichung von diesem Verhalten, was im wesentlichen durch eine starke Resonanz bei etwa 42 Hz verursacht wird. Die Ursache dieser Resonanz und auch der „Schulter“ bei etwa 55 Hz wird in Kapitel 3.4.2 ausführlich erläutert. Hingegen ist die Ursache für den plötzlichen Einbruch bei 95 Hz unbekannt.

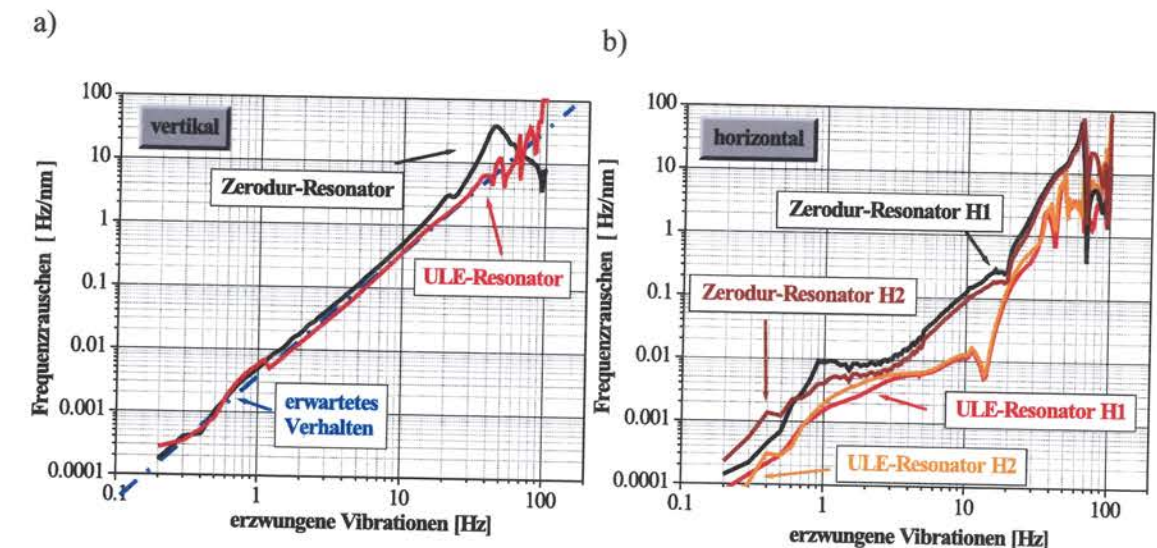


Abbildung 6.8: Einfluss von externen erzwungenen Vibrationen auf die verschiedenen Resonatorlagerungen für die alten Resonatoren (Zerodur) und die neuen Resonatoren (ULE), a) in der vertikalen und b) in den beiden horizontalen Richtungen.

Aufgrund der im unteren Frequenzbereich guten Übereinstimmung der Frequenzveränderungen mit dem theoretisch erwarteten Verhalten, ergeben sich hierfür bereits keine weiteren Verbesserungsmöglichkeiten mehr. Wohingegen, aufgrund des starken Resonanzverhaltens im Bereich von 40 Hz und der ebenso nachgewiesenen Ursache dieser Resonanz, für die neuen Resonatoren eine andersgeartete Lagerung entwickelt werden konnte, um die Resonanz zu vermeiden und dadurch eventuell auftretende Begrenzungen in der Frequenzstabilität zu überkommen (siehe ebenfalls in Kap. 3.4.2). Abbildung 6.8 zeigt die gleiche Untersuchung wie oben, wobei die Lagerung für die alten Resonatoren (Zerodur-Resonator) mit der Lagerung für die neuen Resonatoren (ULE-Resonator) verglichen wird. Es werden jeweils die entsprechenden Richtungen, d.h. vertikal und horizontale Richtungen, miteinander dargestellt. Für die vertikale Richtung zeigt sich für den unteren Frequenzbereich, wie zu erwarten war, eine ebenso gute Anpassung an das theo-



retisch erwartete Verhalten, wie das bereits bei den alten Resonatorlagerungen der Fall war. Jedoch ist es durch die starre Lagerung der neuen Resonatoren gelungen, wie auch bereits die Testmessungen in Kapitel 3.4.2 gezeigt haben, die starke Resonanz bei 42 Hz stark zu dämpfen. Insgesamt schmiegt sich das Verhalten der neuen Resonatoren über den untersuchten Frequenzbereich, abgesehen von ein paar Spitzen oberen Frequenzbereich ( $> 50$  Hz), sehr gut an das erwartete quadratische Verhalten an. Für die horizontalen Richtungen H1 und H2 ergibt sich durchweg eine bessere Isolationsfähigkeit der neuen Resonatorlagerung im Vergleich zu der alten Version. Insgesamt ist die Empfindlichkeit gegenüber horizontalen Vibrationen im Fall der neuen Resonatoren deutlich geringer als die vertikale Empfindlichkeit und somit eine weitere Verbesserung gegenüber der alten Resonatorlagerung, bei der die vertikale und horizontale Empfindlichkeiten annähernd vergleichbar waren.

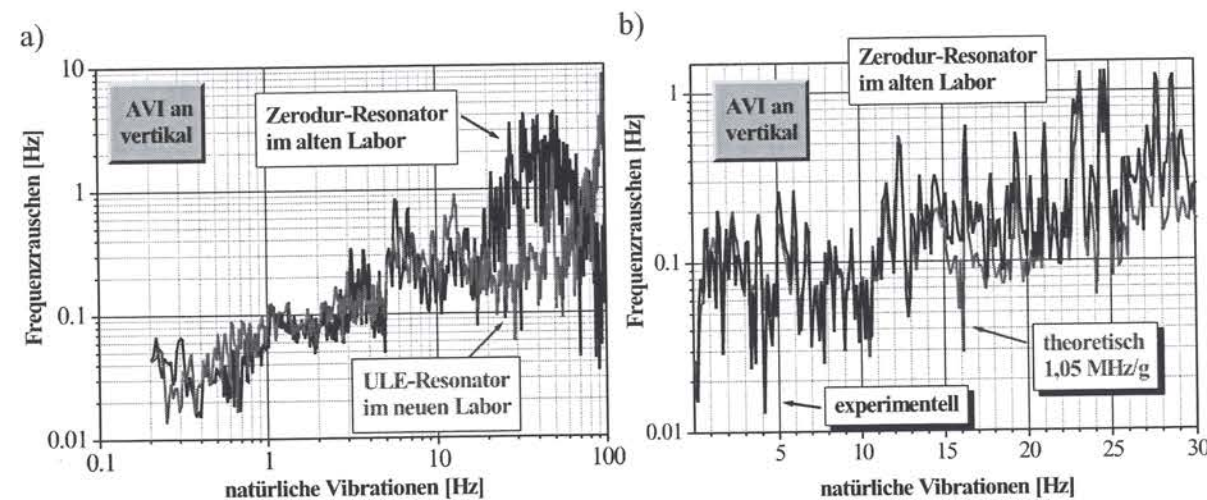


Abbildung 6.9: a) Frequenzrauschen des Schwebungssignals aufgrund der gegebenen Vibrationsrauschdichte für die alten und neuen Resonatoren in den verschiedenen Labors und b) Vergleich mit einem theoretisch abgeschätzten Wert für den Zerodur-Resonator von 1,05 MHz/g.

In einem nächsten Schritt wurden die jeweiligen Vibrationsrauschdichten auf den AVI-Systemen des alten Resonatoraufbaus (im alten Labor) und des neuen Resonatoraufbaus (im neuen Labor) gemessen. Mit der Kenntnis der Transfereigenschaft von äußeren Vibrationen auf die Frequenzstabilität der Resonatoren ergibt sich so durch Multiplikation ein absolutes und kalibriertes Maß für den Einfluss von Vibrationen (siehe Abb. 6.9). Darin zeigt sich im wesentlichen die erwartete deutliche Verbesserung im Bereich von 20 Hz bis 60 Hz, aufgrund der verbesserten

Frequenzstabilität erwarten würde. Betrachtet man die Frequenzfluktuationen im unteren Frequenzbereich ( $< 10$  Hz) der anregenden Vibrationen, so ergibt eine lineare Anpassung in einer doppellogarithmischen Auftragung genau die erwartete Steigung 2. Für den höheren Frequenzbereich zeigt sich allerdings eine zunehmende Abweichung von diesem Verhalten, was im wesentlichen durch eine starke Resonanz bei etwa 42 Hz verursacht wird. Die Ursache dieser Resonanz und auch der „Schulter“ bei etwa 55 Hz wird in Kapitel 3.4.2 ausführlich erläutert. Hingegen ist die Ursache für den plötzlichen Einbruch bei 95 Hz unbekannt.

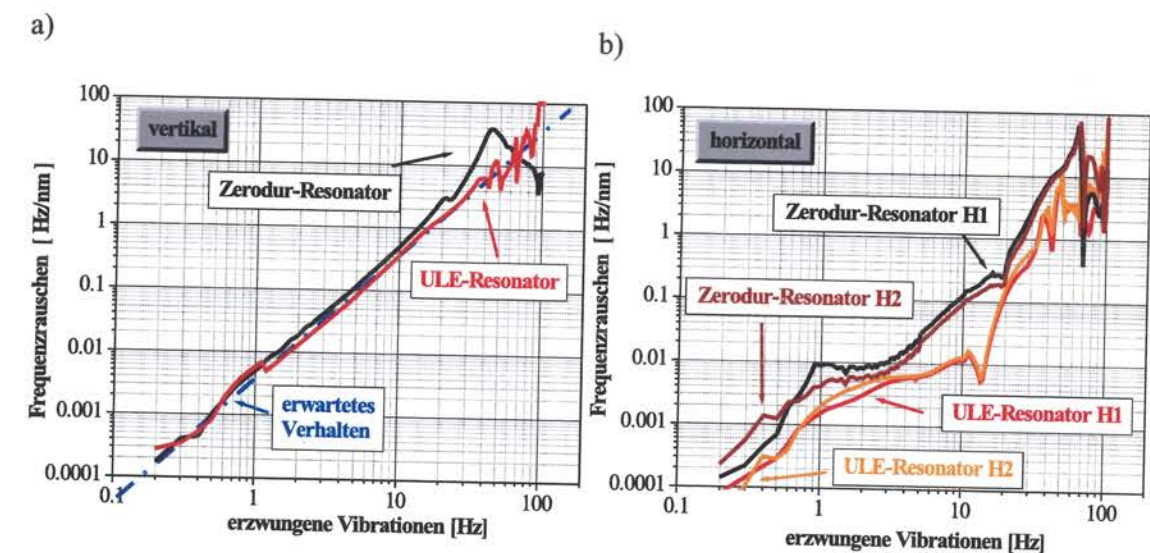


Abbildung 6.8: Einfluss von externen erzwungenen Vibrationen auf die verschiedenen Resonatorlagerungen für die alten Resonatoren (Zerodur) und die neuen Resonatoren (ULE), a) in der vertikalen und b) in den beiden horizontalen Richtungen.

Aufgrund der im unteren Frequenzbereich guten Übereinstimmung der Frequenzveränderungen mit dem theoretisch erwarteten Verhalten, ergeben sich hierfür bereits keine weiteren Verbesserungsmöglichkeiten mehr. Wohingegen, aufgrund des starken Resonanzverhaltens im Bereich von 40 Hz und der ebenso nachgewiesenen Ursache dieser Resonanz, für die neuen Resonatoren eine andersgeartete Lagerung entwickelt werden konnte, um die Resonanz zu vermeiden und dadurch eventuell auftretende Begrenzungen in der Frequenzstabilität zu überkommen (siehe ebenfalls in Kap. 3.4.2). Abbildung 6.8 zeigt die gleiche Untersuchung wie oben, wobei die Lagerung für die alten Resonatoren (Zerodur-Resonator) mit der Lagerung für die neuen Resonatoren (ULE-Resonator) verglichen wird. Es werden jeweils die entsprechenden Richtungen, d.h. vertikale und horizontale Richtungen, miteinander dargestellt. Für die vertikale Richtung zeigt sich für den unteren Frequenzbereich, wie zu erwarten war, eine ebenso gute Anpassung an das theo-



retisch erwartete Verhalten, wie das bereits bei den alten Resonatorlagerungen der Fall war. Jedoch ist es durch die starre Lagerung der neuen Resonatoren gelungen, wie auch bereits die Testmessungen in Kapitel 3.4.2 gezeigt haben, die starke Resonanz bei 42 Hz stark zu dämpfen. Insgesamt schmiegt sich das Verhalten der neuen Resonatoren über den untersuchten Frequenzbereich, abgesehen von ein paar Spitzen oberen Frequenzbereich ( $> 50$  Hz), sehr gut an das erwartete quadratische Verhalten an. Für die horizontalen Richtungen H1 und H2 ergibt sich durchweg eine bessere Isolationsfähigkeit der neuen Resonatorlagerung im Vergleich zu der alten Version. Insgesamt ist die Empfindlichkeit gegenüber horizontalen Vibrationen im Fall der neuen Resonatoren deutlich geringer als die vertikale Empfindlichkeit und somit eine weitere Verbesserung gegenüber der alten Resonatorlagerung, bei der die vertikale und horizontale Empfindlichkeiten annähernd vergleichbar waren.

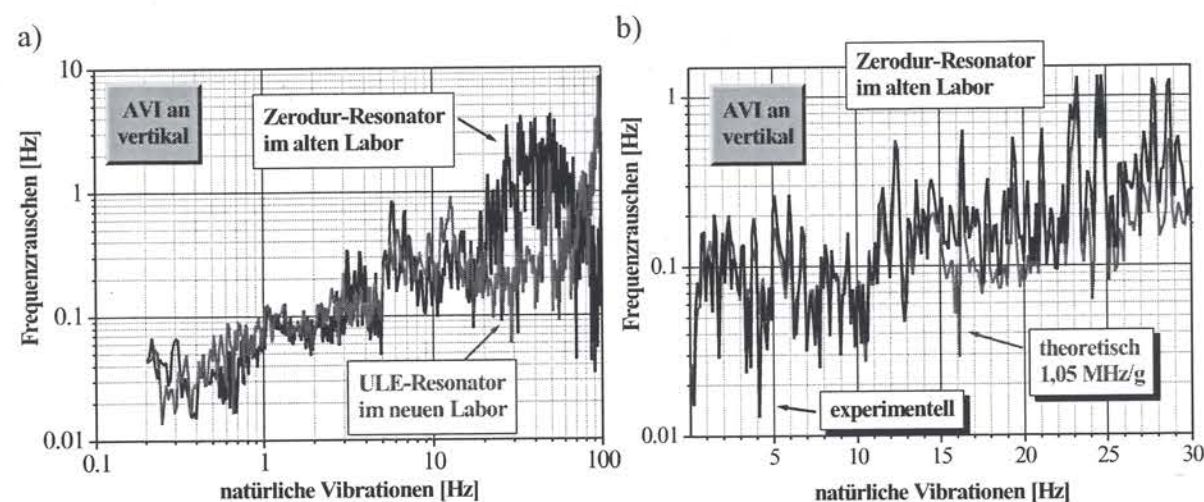


Abbildung 6.9: a) Frequenzrauschen des Schwebungssignals aufgrund der gegebenen Vibrationsrauschdichte für die alten und neuen Resonatoren in den verschiedenen Labors und b) Vergleich mit einem theoretisch abgeschätzten Wert für den Zerodur-Resonator von 1,05 MHz/g.

In einem nächsten Schritt wurden die jeweiligen Vibrationsrauschdichten auf den AVI-Systemen des alten Resonatoraufbaus (im alten Labor) und des neuen Resonatoraufbaus (im neuen Labor) gemessen. Mit der Kenntnis der Transfereigenschaft von äußeren Vibrationen auf die Frequenzstabilität der Resonatoren ergibt sich so durch Multiplikation ein absolutes und kalibriertes Maß für den Einfluss von Vibrationen (siehe Abb. 6.9). Darin zeigt sich im wesentlichen die erwartete deutliche Verbesserung im Bereich von 20 Hz bis 60 Hz, aufgrund der verbesserten

Frequenzstabilität erwarten würde. Betrachtet man die Frequenzfluktuationen im unteren Frequenzbereich ( $< 10$  Hz) der anregenden Vibrationen, so ergibt eine lineare Anpassung in einer doppellogarithmischen Auftragung genau die erwartete Steigung 2. Für den höheren Frequenzbereich zeigt sich allerdings eine zunehmende Abweichung von diesem Verhalten, was im wesentlichen durch eine starke Resonanz bei etwa 42 Hz verursacht wird. Die Ursache dieser Resonanz und auch der „Schulter“ bei etwa 55 Hz wird in Kapitel 3.4.2 ausführlich erläutert. Hingegen ist die Ursache für den plötzlichen Einbruch bei 95 Hz unbekannt.

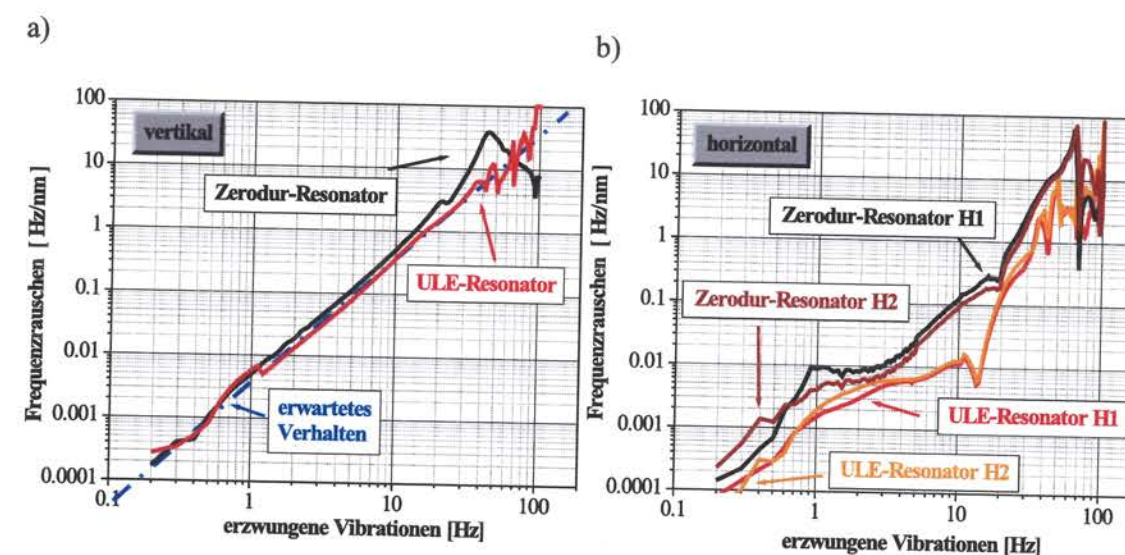


Abbildung 6.8: Einfluss von externen erzwungenen Vibrationen auf die verschiedenen Resonatorlagerungen für die alten Resonatoren (Zerodur) und die neuen Resonatoren (ULE), a) in der vertikalen und b) in den beiden horizontalen Richtungen.

Aufgrund der im unteren Frequenzbereich guten Übereinstimmung der Frequenzveränderungen mit dem theoretisch erwarteten Verhalten, ergeben sich hierfür bereits keine weiteren Verbesserungsmöglichkeiten mehr. Wohingegen, aufgrund des starken Resonanzverhaltens im Bereich von 40 Hz und der ebenso nachgewiesenen Ursache dieser Resonanz, für die neuen Resonatoren eine andersgeartete Lagerung entwickelt werden konnte, um die Resonanz zu vermeiden und dadurch eventuell auftretende Begrenzungen in der Frequenzstabilität zu überkommen (siehe ebenfalls in Kap. 3.4.2). Abbildung 6.8 zeigt die gleiche Untersuchung wie oben, wobei die Lagerung für die alten Resonatoren (Zerodur-Resonator) mit der Lagerung für die neuen Resonatoren (ULE-Resonator) verglichen wird. Es werden jeweils die entsprechenden Richtungen, d.h. vertikale und horizontale Richtungen, miteinander dargestellt. Für die vertikale Richtung zeigt sich für den unteren Frequenzbereich, wie zu erwarten war, eine ebenso gute Anpassung an das theo-



retisch erwartete Verhalten, wie das bereits bei den alten Resonatorlagerungen der Fall war. Jedoch ist es durch die starre Lagerung der neuen Resonatoren gelungen, wie auch bereits die Testmessungen in Kapitel 3.4.2 gezeigt haben, die starke Resonanz bei 42 Hz stark zu dämpfen. Insgesamt schmiegt sich das Verhalten der neuen Resonatoren über den untersuchten Frequenzbereich, abgesehen von ein paar Spitzen oberen Frequenzbereich ( $> 50$  Hz), sehr gut an das erwartete quadratische Verhalten an. Für die horizontalen Richtungen H1 und H2 ergibt sich durchweg eine bessere Isolationsfähigkeit der neuen Resonatorlagerung im Vergleich zu der alten Version. Insgesamt ist die Empfindlichkeit gegenüber horizontalen Vibrationen im Fall der neuen Resonatoren deutlich geringer als die vertikale Empfindlichkeit und somit eine weitere Verbesserung gegenüber der alten Resonatorlagerung, bei der die vertikale und horizontale Empfindlichkeiten annähernd vergleichbar waren.

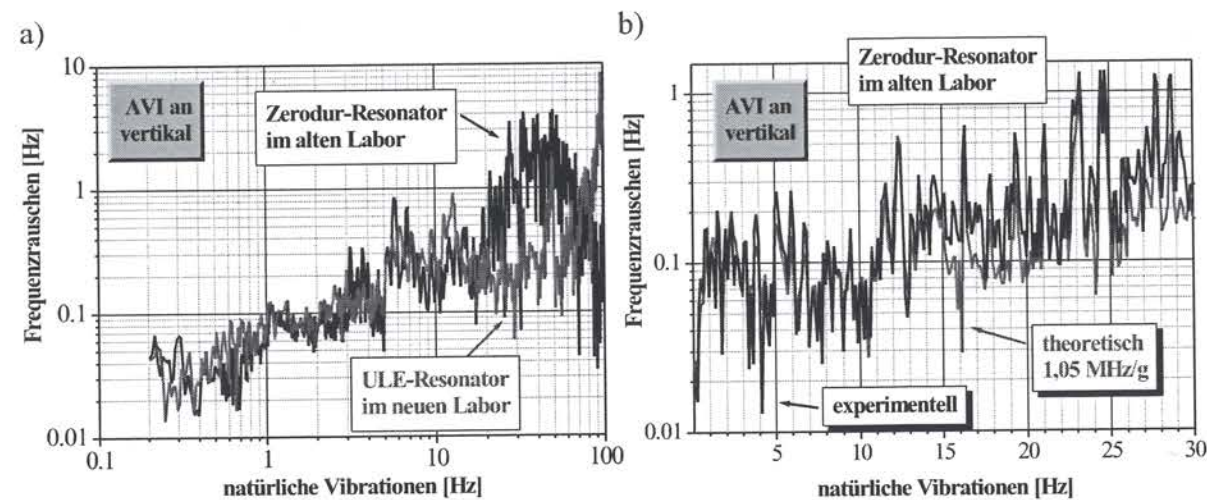


Abbildung 6.9: a) Frequenzrauschen des Schwebungssignals aufgrund der gegebenen Vibrationsrauschdichte für die alten und neuen Resonatoren in den verschiedenen Labors und b) Vergleich mit einem theoretisch abgeschätzten Wert für den Zerodur-Resonator von 1,05 MHz/g.

In einem nächsten Schritt wurden die jeweiligen Vibrationsrauschdichten auf den AVI-Systemen des alten Resonatoraufbaus (im alten Labor) und des neuen Resonatoraufbaus (im neuen Labor) gemessen. Mit der Kenntnis der Transfereigenschaft von äußeren Vibrationen auf die Frequenzstabilität der Resonatoren ergibt sich so durch Multiplikation ein absolutes und kalibriertes Maß für den Einfluss von Vibrationen (siehe Abb. 6.9). Darin zeigt sich im wesentlichen die erwartete deutliche Verbesserung im Bereich von 20 Hz bis 60 Hz, aufgrund der verbesserten

Frequenzstabilität erwarten würde. Betrachtet man die Frequenzfluktuationen im unteren Frequenzbereich ( $< 10$  Hz) der anregenden Vibrationen, so ergibt eine lineare Anpassung in einer doppellogarithmischen Auftragung genau die erwartete Steigung 2. Für den höheren Frequenzbereich zeigt sich allerdings eine zunehmende Abweichung von diesem Verhalten, was im wesentlichen durch eine starke Resonanz bei etwa 42 Hz verursacht wird. Die Ursache dieser Resonanz und auch der „Schulter“ bei etwa 55 Hz wird in Kapitel 3.4.2 ausführlich erläutert. Hingegen ist die Ursache für den plötzlichen Einbruch bei 95 Hz unbekannt.

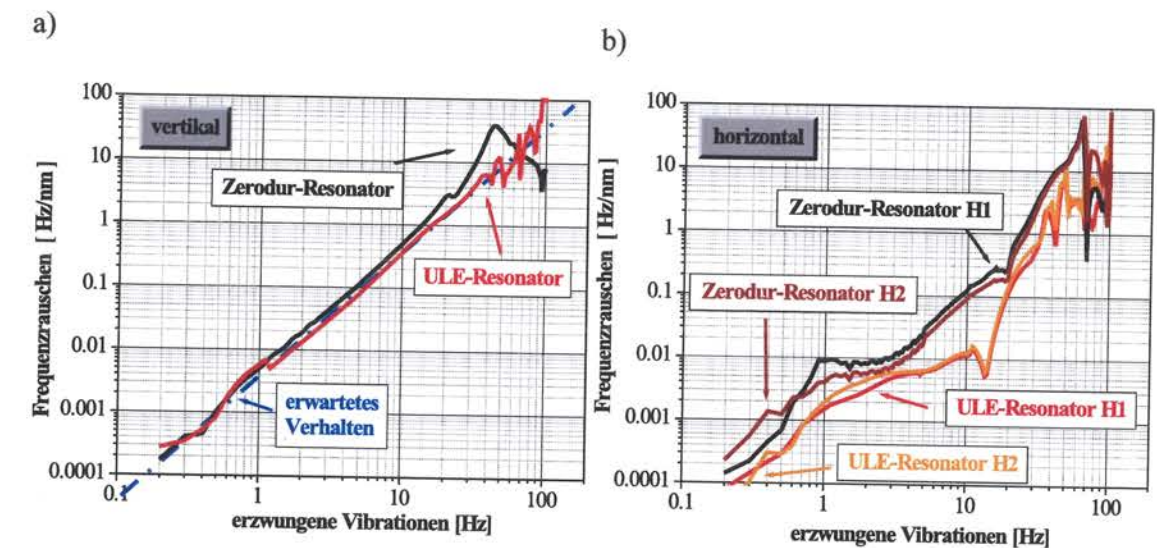


Abbildung 6.8: Einfluss von externen erzwungenen Vibrationen auf die verschiedenen Resonatorlagerungen für die alten Resonatoren (Zerodur) und die neuen Resonatoren (ULE), a) in der vertikalen und b) in den beiden horizontalen Richtungen.

Aufgrund der im unteren Frequenzbereich guten Übereinstimmung der Frequenzveränderungen mit dem theoretisch erwarteten Verhalten, ergeben sich hierfür bereits keine weiteren Verbesserungsmöglichkeiten mehr. Wohingegen, aufgrund des starken Resonanzverhaltens im Bereich von 40 Hz und der ebenso nachgewiesenen Ursache dieser Resonanz, für die neuen Resonatoren eine andersgeartete Lagerung entwickelt werden konnte, um die Resonanz zu vermeiden und dadurch eventuell auftretende Begrenzungen in der Frequenzstabilität zu überkommen (siehe ebenfalls in Kap. 3.4.2). Abbildung 6.8 zeigt die gleiche Untersuchung wie oben, wobei die Lagerung für die alten Resonatoren (Zerodur-Resonator) mit der Lagerung für die neuen Resonatoren (ULE-Resonator) verglichen wird. Es werden jeweils die entsprechenden Richtungen, d.h. vertikale und horizontale Richtungen, miteinander dargestellt. Für die vertikale Richtung zeigt sich für den unteren Frequenzbereich, wie zu erwarten war, eine ebenso gute Anpassung an das theo-



retisch erwartete Verhalten, wie das bereits bei den alten Resonatorlagerungen der Fall war. Jedoch ist es durch die starre Lagerung der neuen Resonatoren gelungen, wie auch bereits die Testmessungen in Kapitel 3.4.2 gezeigt haben, die starke Resonanz bei 42 Hz stark zu dämpfen. Insgesamt schmiegt sich das Verhalten der neuen Resonatoren über den untersuchten Frequenzbereich, abgesehen von ein paar Spitzen oberen Frequenzbereich ( $> 50$  Hz), sehr gut an das erwartete quadratische Verhalten an. Für die horizontalen Richtungen H1 und H2 ergibt sich durchweg eine bessere Isolationsfähigkeit der neuen Resonatorlagerung im Vergleich zu der alten Version. Insgesamt ist die Empfindlichkeit gegenüber horizontalen Vibrationen im Fall der neuen Resonatoren deutlich geringer als die vertikale Empfindlichkeit und somit eine weitere Verbesserung gegenüber der alten Resonatorlagerung, bei der die vertikale und horizontale Empfindlichkeiten annähernd vergleichbar waren.

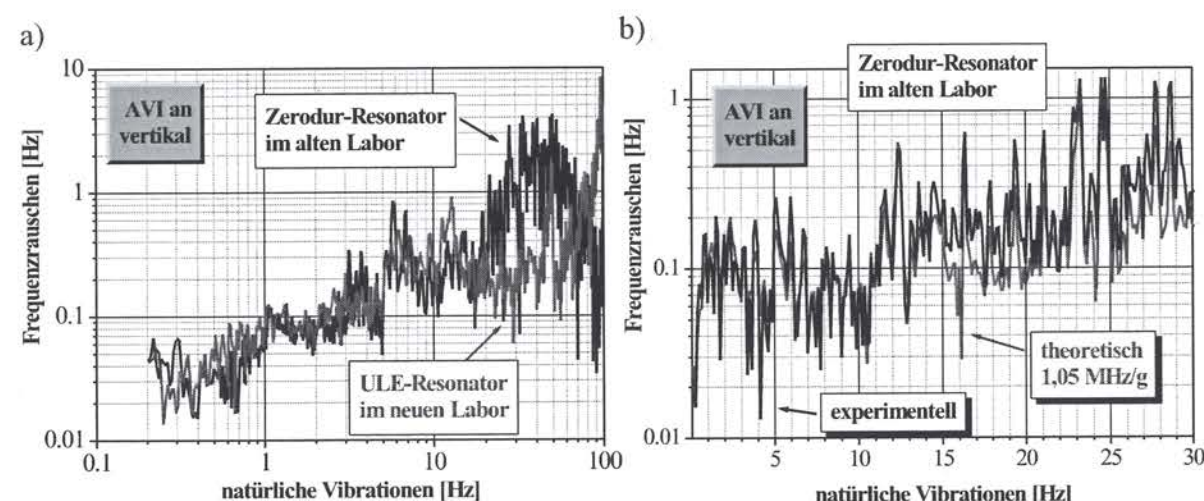


Abbildung 6.9: a) Frequenzrauschen des Schwebungssignals aufgrund der gegebenen Vibrationsrauschdichte für die alten und neuen Resonatoren in den verschiedenen Labors und b) Vergleich mit einem theoretisch abgeschätzten Wert für den Zerodur-Resonator von 1,05 MHz/g.

In einem nächsten Schritt wurden die jeweiligen Vibrationsrauschdichten auf den AVI-Systemen des alten Resonatoraufbaus (im alten Labor) und des neuen Resonatoraufbaus (im neuen Labor) gemessen. Mit der Kenntnis der Transfereigenschaft von äußeren Vibrationen auf die Frequenzstabilität der Resonatoren ergibt sich so durch Multiplikation ein absolutes und kalibriertes Maß für den Einfluss von Vibrationen (siehe Abb. 6.9). Darin zeigt sich im wesentlichen die erwartete deutliche Verbesserung im Bereich von 20 Hz bis 60 Hz, aufgrund der verbesserten

Frequenzstabilität erwarten würde. Betrachtet man die Frequenzfluktuationen im unteren Frequenzbereich ( $< 10$  Hz) der anregenden Vibrationen, so ergibt eine lineare Anpassung in einer doppellogarithmischen Auftragung genau die erwartete Steigung 2. Für den höheren Frequenzbereich zeigt sich allerdings eine zunehmende Abweichung von diesem Verhalten, was im wesentlichen durch eine starke Resonanz bei etwa 42 Hz verursacht wird. Die Ursache dieser Resonanz und auch der „Schulter“ bei etwa 55 Hz wird in Kapitel 3.4.2 ausführlich erläutert. Hingegen ist die Ursache für den plötzlichen Einbruch bei 95 Hz unbekannt.

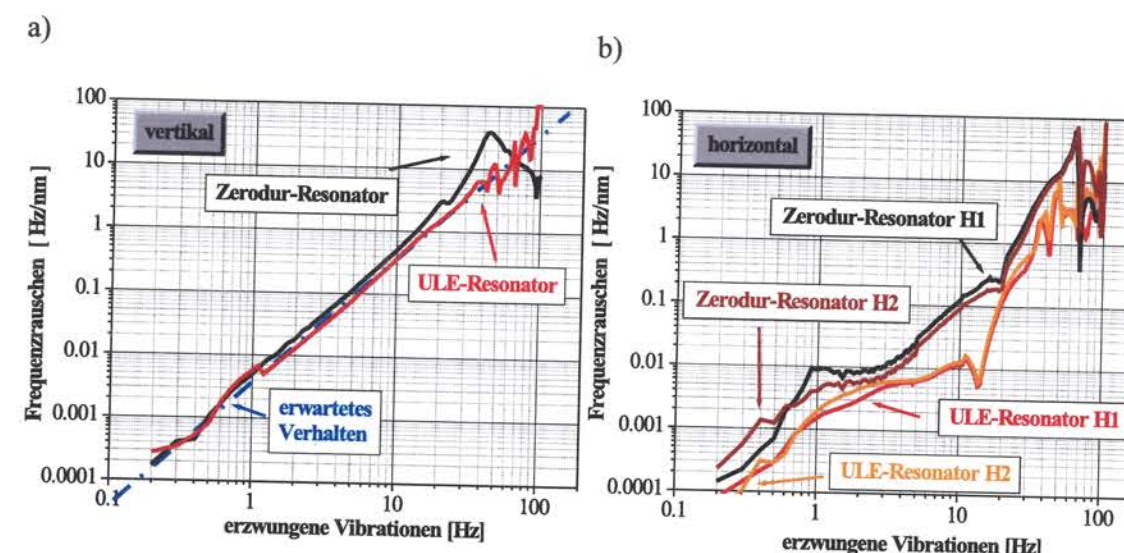


Abbildung 6.8: Einfluss von externen erzwungenen Vibrationen auf die verschiedenen Resonatorlagerungen für die alten Resonatoren (Zerodur) und die neuen Resonatoren (ULE), a) in der vertikalen und b) in den beiden horizontalen Richtungen.

Aufgrund der im unteren Frequenzbereich guten Übereinstimmung der Frequenzveränderungen mit dem theoretisch erwarteten Verhalten, ergeben sich hierfür bereits keine weiteren Verbesserungsmöglichkeiten mehr. Wohingegen, aufgrund des starken Resonanzverhaltens im Bereich von 40 Hz und der ebenso nachgewiesenen Ursache dieser Resonanz, für die neuen Resonatoren eine andersgeartete Lagerung entwickelt werden konnte, um die Resonanz zu vermeiden und dadurch eventuell auftretende Begrenzungen in der Frequenzstabilität zu überkommen (siehe ebenfalls in Kap. 3.4.2). Abbildung 6.8 zeigt die gleiche Untersuchung wie oben, wobei die Lagerung für die alten Resonatoren (Zerodur-Resonator) mit der Lagerung für die neuen Resonatoren (ULE-Resonator) verglichen wird. Es werden jeweils die entsprechenden Richtungen, d.h. vertikal und horizontale Richtungen, miteinander dargestellt. Für die vertikale Richtung zeigt sich für den unteren Frequenzbereich, wie zu erwarten war, eine ebenso gute Anpassung an das theo-



retisch erwartete Verhalten, wie das bereits bei den alten Resonatorlagerungen der Fall war. Jedoch ist es durch die starre Lagerung der neuen Resonatoren gelungen, wie auch bereits die Testmessungen in Kapitel 3.4.2 gezeigt haben, die starke Resonanz bei 42 Hz stark zu dämpfen. Insgesamt schmiegt sich das Verhalten der neuen Resonatoren über den untersuchten Frequenzbereich, abgesehen von ein paar Spitzen oberen Frequenzbereich ( $> 50$  Hz), sehr gut an das erwartete quadratische Verhalten an. Für die horizontalen Richtungen H1 und H2 ergibt sich durchweg eine bessere Isolationsfähigkeit der neuen Resonatorlagerung im Vergleich zu der alten Version. Insgesamt ist die Empfindlichkeit gegenüber horizontalen Vibrationen im Fall der neuen Resonatoren deutlich geringer als die vertikale Empfindlichkeit und somit eine weitere Verbesserung gegenüber der alten Resonatorlagerung, bei der die vertikale und horizontale Empfindlichkeiten annähernd vergleichbar waren.

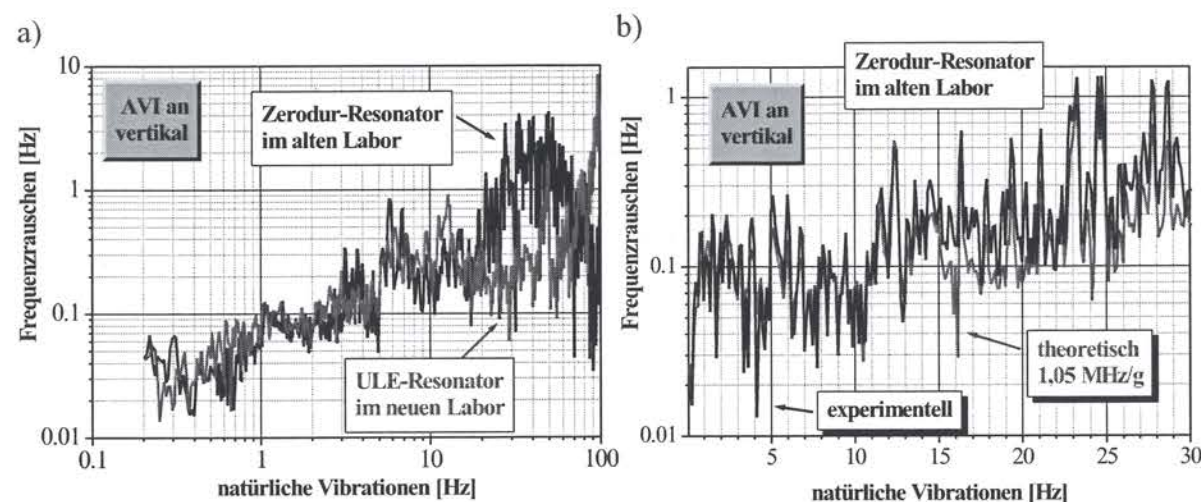


Abbildung 6.9: a) Frequenzrauschen des Schwebungssignals aufgrund der gegebenen Vibrationsrauschdichte für die alten und neuen Resonatoren in den verschiedenen Labors und b) Vergleich mit einem theoretisch abgeschätzten Wert für den Zerodur-Resonator von 1,05 MHz/g.

In einem nächsten Schritt wurden die jeweiligen Vibrationsrauschdichten auf den AVI-Systemen des alten Resonatoraufbaus (im alten Labor) und des neuen Resonatoraufbaus (im neuen Labor) gemessen. Mit der Kenntnis der Transfereigenschaft von äußeren Vibrationen auf die Frequenzstabilität der Resonatoren ergibt sich so durch Multiplikation ein absolutes und kalibriertes Maß für den Einfluss von Vibrationen (siehe Abb. 6.9). Darin zeigt sich im wesentlichen die erwartete deutliche Verbesserung im Bereich von 20 Hz bis 60 Hz, aufgrund der verbesserten

## 6.2 Vibrationen

Lagerung. Für den untersten Frequenzbereich ( $f < 0,3$  Hz) zeigt sich eine etwas bessere Charakteristik für den neuen Resonator, aufgrund der geringeren Vibrationsrauschdichte auf dem separaten Fundament im neuen Labor im Vergleich zu dem alten Labor. Im Arbeitsbereich des AVI-Systems sind die natürlichen Vibrationsrauschdichten bereits größtenteils unabhängig vom Labor und fast nur noch durch das intrinsische Vibrationsrauschen des AVI-Systems bestimmt, wodurch sich in Abbildung 6.9a) im wesentlichen das Verhalten der Resonatorlagerungen auf externe Vibrationen widerspiegelt. Vergleicht man das für beide Resonatoren annähernd gleiche Frequenzrauschen im unteren Frequenzbereich (z.B. an Hand des Zerodur-Resonators) mit dem aus der zu Beginn des Kapitels angestellten vereinfachten theoretischen Abschätzung für die Empfindlichkeit eines Resonators gegenüber externen Vibrationen (1,05 MHz/g), so zeigt Abbildung 6.9b) die erstaunlich gute Übereinstimmung von theoretischer Abschätzung und Experiment.

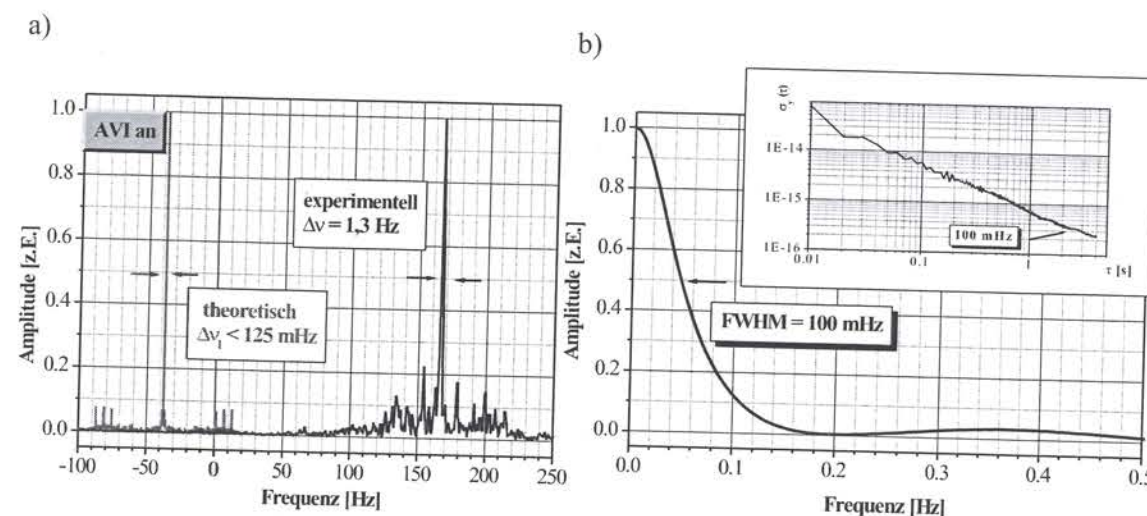


Abbildung 6.10: a) Mit Hilfe der diskreten Fourieranalyse und b) mit Hilfe der Elliot-Formel berechnete Laserlinienbreite bzw. Allan-Varianz mit dem AVI-System im Vergleich zu der gemessenen Schwebungssignallinienbreite (bei den alten Resonatoren).

In einer weiteren Evaluierungsstufe kann anhand der Informationen über den tatsächlichen frequenzverändernden Einfluss der natürlichen Vibrationen aus Abbildung 6.9 nun sowohl die Allan-Varianz (siehe Kap. 4.1.4), als auch die spektrale Dichte der Oszillatorleistung, sprich die Laserlinienbreite, ermittelt werden (siehe Kap. 4.1.5).

Um eine obere Abschätzung für den Einfluss der Vibrationen zu haben, wird hierfür die etwas schlechtere Charakteristik des Zerodur-Resonators verwendet.



Abbildung 6.10 zeigt hierbei ein erstaunliches Ergebnis: eine Berechnung mit Hilfe der diskreten Fourieranalyse ergibt für den, nur durch die auf dem AVI-System noch verbleibenden vertikalen Vibrationen gestörten Zerodur-Resonator, eine Laserlinienbreite von  $< 125$  mHz über eine Mittelungsdauer von 8 s. Das Ergebnis ist durch die Auflösung des Vibrationsrauschspektrums begrenzt. Durch die Verwendung der weitaus komplizierter zu handhabenden Formel von Elliot et al. (siehe 4.1.5) kann eine bessere Abschätzung der zu erwartenden Laserlinienbreite getroffen werden, die sich auf 100 mHz beläuft, ebenso bei einer Mittelungsdauer von 8 s [ENSZ03a]. Die ebenfalls berechnete Allan-Varianz zeigt dasselbe Ergebnis bereits für eine kürzere Mittelungszeit. Unter der Annahme, dass die horizontalen Vibrationen ähnlich stark zur Laserlinienbreite beitragen und sich diese Beiträge auch noch addieren, liegt eine Begrenzung durch äußere Vibrationen bei 200 mHz bis 300 mHz für die alte Resonatorlagerung vor. Im Fall der neuen und verbesserten Resonatorlagerungen lässt sich eine nochmals geringere Laserlinienbreite für die vertikalen Vibrationen berechnen. Da die horizontalen Vibrationen einen nochmals deutlich geringeren Einfluss haben, wird die, durch die auf dem AVI-System insgesamt verbleibenden Vibrationen limitierte Laserlinienbreite auf etwa 100 mHz abgeschätzt. Die tatsächlich gemessenen Schwebungssignallinienbreiten über eine Mittelungsdauer von 4 s von 1,3 Hz bzw. 1,0 Hz, führen im Vergleich dazu zu einer Laserlinienbreite von etwa 1 Hz bzw. 0,7 Hz. Damit zeigt sich, dass die Frequenzstabilität des MISERs aufgrund der Verwendung eines AVI-Systems nicht mehr primär durch äußere Vibrationen im Arbeitsbereich des aktiv-vibrationsisolierenden Systems begrenzt ist, andererseits aber auch, dass man diese durch das AVI-System gesetzte Grenzen für die Laserfrequenzstabilität auch nicht mehr überkommen kann.

Wird ein AVI-System abgeschaltet, d.h. wirkt für diesen Resonator nur noch die passive Vibrationsisolierung der internen Federaufhängung des AVI-Systems, so ergibt sich mit dem gleichen Analyseverfahren ein theoretisch erwarteter Wert für die Laserlinienbreite von etwa 120 Hz. Dieser stimmt aufgrund der Messunsicherheit für diesen Fall gut mit dem gemessenen Wert des Schwebungssignals von 90 Hz überein. Dabei ist die Linienbreite des Schwebungssignals fast ausschließlich durch das System mit dem ausgeschaltetem AVI-System bestimmt (siehe Abb. 6.11a)). Das gilt ebenso für den Fall, dass der Resonator ohne AVI-System direkt auf dem optischen Tisch aufgebaut ist und damit, aufgrund der Lagerung in einem V-Block (siehe Kap. 3.4.2), so gut wie ohne Vibrationsisolierung (mit Ausnahme der untergelegten Vitonringe) äußeren Vibrationen ausgesetzt ist. Hierfür ergibt sich ein theoretischer Wert von etwa 2 kHz, der im Rahmen der Messung gut mit der Schwebungssignallinienbreite von 1,7 kHz übereinstimmt. Damit wird deutlich, welchen großen Einfluss den Vibrationen bzw. deren Dämpfung im Rahmen der Laserfrequenzstabilisierung zukommt. Insbesondere zeigen diese Messungen aber auch die Stärke des verwendeten AVI-Systems.

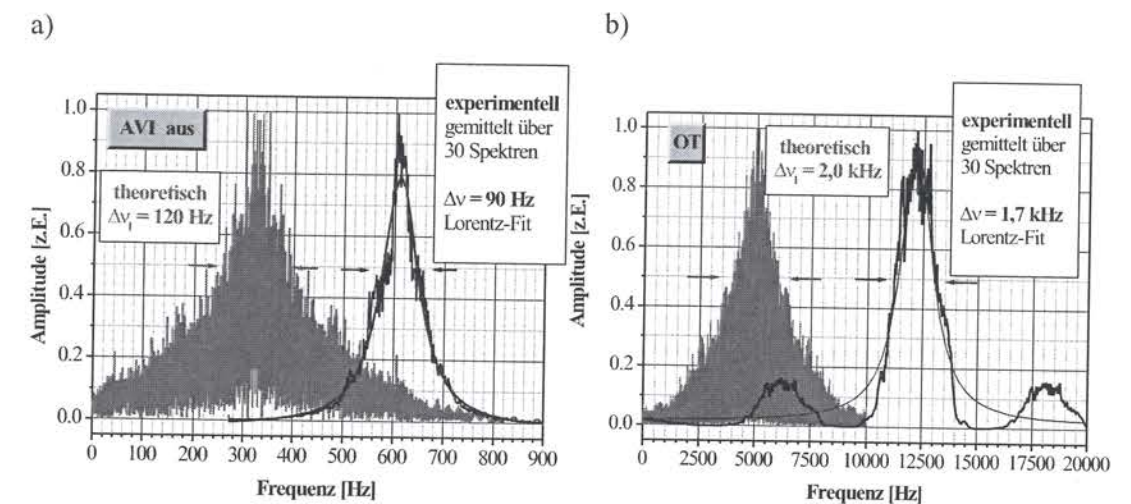


Abbildung 6.11: Berechnete Laserlinienbreite a) auf dem optischen Tisch (OT) und b) bei ausgeschaltetem AVI jeweils im Vergleich mit der gemessenen Schwebungssignallinienbreite (bei den alten Resonatoren).



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Für ein Frequenznormal ist es unabdingbar, die absolute Frequenz des Uhrenübergangs so genau wie möglich zu bestimmen. Aus diesem Grund wurde zu Beginn dieser Arbeit bereits die zweite absolute Frequenzmessung dieses Übergangs vorgenommen [vZBE<sup>+</sup>00], wobei ein Methan-stabilisierter He-Ne Laser bei  $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$  als absolute Referenz diente. Dieser wurde zuvor gegen eine atomare Cäsium-Fontänen-Uhr aus Paris kalibriert. Eine verbleibende Frequenzdifferenz von 37 THz zwischen der zweimal frequenzverdoppelten Linie des He-Ne Lasers bei 847 nm und der Linie bei 946 nm des Uhrenlasers wurde dabei durch einen Frequenzkamm überbrückt, der durch einen modenstabilisierten fs-Laser generiert wurde. Das Ergebnis dieser Messung ergab eine Frequenz des  $\text{In}^+$  Uhrenübergangs von  $1\,267\,402\,452\,899,92 \pm 0,23 \text{ kHz}$ , was einer Ungenauigkeit von  $1,8 \cdot 10^{-13}$  entspricht, wesentlich begrenzt durch die Ungenauigkeit des He-Ne Lasers. Diese Messung stellte eine Verbesserung von 2 Größenordnungen gegenüber der ersten Frequenzmessung [vZAB<sup>+</sup>99] dar. Beide Messungen wurden ebenso, wie die letzten hochaufgelösten Spektroskopiemessungen des Uhrenübergangs mit dem alten Uhrenlasersystem (MPQ-Laser, siehe Kap. 5.2) vorgenommen, wobei sich bei den letzteren eine Linienbreite des Uhrenübergangs von 170 Hz ergab [TBW01]. Diese Breite war fast ausschließlich durch die Frequenzinstabilität des damaligen Uhrenlaseraufbaus bedingt. Um die natürliche Linienbreite besser aufzulösen fiel der Entschluss zum Aufbau eines neuen Lasersystems mit dem langfristigen Ziel, eine Frequenzstabilität von  $\approx 1 \text{ Hz}$  über Mittelungszeiten von mehreren Sekunden zu erhalten.

Die grundsätzliche Anforderung, die zu Beginn dieser Arbeit an den neuen Laser gestellt wurde, war, eine hohe Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb bei größtmöglicher Frequenz- und Amplitudenstabilität und gleichzeitiger Abstimmbarkeit auf die vierfache Indiumübergangswellenlänge zu erhalten. Zur Erzeugung des für die Spektroskopie des Uhrenübergangs benötigten Laserlichts bei 236,5 nm bot es sich an, weiterhin Nd:YAG als aktives Material eines frequenzstabilen, diodengepumpten Festkörperlasers zu verwenden und die emittierte Laserwellenlänge bei 946 nm zweimal zu frequenzverdoppeln. Dabei kann neuerdings die erste Frequenzverdopplung von  $946 \text{ nm} \rightarrow 473 \text{ nm}$  durch den Einsatz eines periodisch gepolten KTP Kristalls (PPKTP) mit einer Effizienz von



0,45 %/W und einer Gesamtkonversionseffizienz von etwa 35%, d.h. etwa 76 mW im Blauen vorgenommen werden. Wohingegen die zweite Frequenzverdopplung von 473 nm  $\rightarrow$  236,5 nm durch die Verwendung eines winkelphasenangepassten BBO-Kristalls eine vergleichsweise geringe Gesamtkonversionseffizienz von nur etwa 0,6% ergibt, was einer Leistung von etwa 750  $\mu$ W entspricht. Die Möglichkeit der Verwendung eines Laserdioden-gepumpten MISERs brachte aufgrund dessen monolithischen Charakters und der intrinsischen optischen Diode bereits eine große inhärente Frequenz- und Amplitudenstabilität mit sich. Mit einem differentiellen Wirkungsgrad von 25% ergaben sich bis zu 265 mW IR-Laserleistung bei der vierfachen Wellenlänge des Indiumuhrenüberganges, die aufgrund der guten Abstimmbarkeit des MISERs von über 50 GHz durch Regelung der Temperatur bzw. der Pumplichteinkopplung erreicht werden konnte. Interessant ist in diesem Zusammenhang das unterschiedliche Verhalten des Quasi-Drei-Niveau Übergangs bei 946 nm im Vergleich zum Vier-Niveau System bei 1064 nm, deren Frequenzabstimmungen in Abhängigkeit von der Temperatur entgegengesetzte Vorzeichen besitzen. Zusammen mit der Möglichkeit, die optische Länge des Laserresonators durch eine auf den Laserkristall aufgeklebte Piezokeramik zu steuern, kann der MISER mit Hilfe der Pound-Drever-Hall-Technik und einem elektronischen Regelkreis mit einer Bandbreite von 60 kHz an einen hochstabilen Referenzresonator angebunden werden, womit schließlich die Frequenzstabilität des Referenzresonators auf den MISER übertragen wird. Um eine hohe Frequenzstabilität des Resonators zu gewährleisten, ist es notwendig ihn vor Umwelteinflüssen aller Art abzuschirmen, insbesondere vor Vibrationen, die eine sehr entscheidende Rolle spielen. Um dies zu untersuchen wurden die als Referenzresonatoren bereits zur Verfügung stehenden und neu angeschafften Fabry-Perot-Interferometer aus den Materialien Zerodur ( $\mathcal{F} = 62\,000$ ) und ULE ( $\mathcal{F}_{aULE} = 61\,000$ ,  $\mathcal{F}_{ULE1} = 124\,000$  und  $\mathcal{F}_{ULE1} = 127\,000$ ) mit teilweise unterschiedliche Dimensionen ausgiebig auf verschiedenen Lagerungen getestet. Die letztendlich eingesetzte Technik der aktiven Vibrationsisolierung stellte sich als besonders effektiv heraus gegenüber anderen getesteten Alternativen der passiven Vibrationsisolierung des Referenzresonators bzw. des gesamten Laseraufbaus. Aufgrund des großen Einflusses von Temperaturvariationen auf die optische Länge des Resonators, wurde im Rahmen der Arbeit ausgiebig eine optimale Temperaturstabilisierung der im Vakuum befindlichen Resonatoren untersucht, um so große Drifteffekte und auch Schwankungen der Laserfrequenz zu vermeiden (Temperaturfluktuationen auf dem Vakuumzylinder: alte Aufbauten  $\Delta T = \pm 5$  mK, neue Aufbauten  $\Delta T = \pm (1-2)$  mK; relative Drift: alte Aufbauten 7,5 Hz/s, neue Aufbauten 0,5 Hz/s). Bei der Analyse der Akustik und der Vibrationen wurden unterschiedliche Schalldämmboxen untersucht, sowie ein vom Gebäude abgetrenntes separates Fundament mit dem restlichen Gebäude verglichen, woraus sich zunächst Vorteile für den Bezug eines neuen Labors ergaben. Dabei stellte sich eine Vibrationsfrequenz ( $f = 12,4$  Hz) allerdings als omnipräsent heraus, die sich sogar außerhalb des Institutsgebäudes nachweisen ließ.

Zur Analyse der Frequenzstabilität des MISERs gibt es verschiedene Messkonfigurationen mit unterschiedlicher Aussagekraft hinsichtlich der absoluten Frequenzstabilität eines Lasers. So geben Messungen die nur an einem Referenzresonator durchgeführt werden, unabhängig ob Fehlersignal- oder Schwebungssignalmessung, immer nur Informationen über die Qualität der Stabilisierung und damit über die Fähigkeit, die Laserfrequenz an den Referenzresonator anzubinden. Bei den Schwebungssignalmessungen werden hierfür zwei unabhängige Laserstrahlen auf zwei verschiedene Moden eines Referenzresonators stabilisiert. Es handelt sich dabei allerdings immer um relative Stabilitätsmessungen, die keine Aussage über die absolute Frequenzstabilität eines Lasers zulassen. Um Aussagen über die Absolutstabilität zu machen, ist ein zweiter unabhängiger Referenzresonator notwendig. Für entsprechende Schwebungssignalmessungen werden dabei wiederum zwei unabhängige Laserstrahlen benötigt, die auf jeweils einen Referenzresonator stabilisiert werden. Im Rahmen der Arbeit wurde experimentell gezeigt, dass die Bestimmung der relativen, sowie der absoluten Frequenzstabilität des MISERs mit Hilfe eines zweiten unabhängig stabilisierten Lasers vergleichbar mit dem Ergebnis ist, bei dem nur mit zwei unabhängig stabilisierten Laserstrahlen des MISERs gearbeitet wird.

Die Ergebnisse zur Stabilität der Stabilisierung aus der Analyse der spektralen Dichte der Frequenzfluktuationen aus dem geschlossenen Fehlersignal zeigen besonders deutlich, zu welchen realitätsfernen Schlüssen diese bereits hinsichtlich der relativen und im Besonderen hinsichtlich der absoluten Frequenzstabilität des MISERs führen ( $S_{\Delta\nu}(f) \approx 10 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}} \rightarrow \Delta\nu = 3 \text{ mHz}$ ). Die Anwendung einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methode, wobei das Laserfrequenzrauschen mit Hilfe eines zweiten Kontrollphotodetektors evaluiert wird, ist im Hinblick auf die relative Stabilität eine bedeutend aussagekräftigere Variante ( $S_{\Delta\nu}(f) \approx 100 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}} \rightarrow \Delta\nu = 0,5 \text{ mHz}$ ). Letztendlich kann demnach nur mit Hilfe von Schwebungssignalmessungen eine wahre Aussage über die Qualität der Stabilisierung gemacht werden. Bei den ersten Messungen zeigte sich dabei der große Einfluss der Lagerung des Resonators. Die zunächst eingesetzte, passive Vibrationsisolierung des Resonators durch Lagerung in einer Wiege und deren Aufhängung an Stahlfedern innerhalb eines Vakuumtanks führt zu einer stetigen Dopplermodulation des Schwebungssignals und damit zu starken Seitenbändern neben dem Träger. Dies begrenzte schließlich auch die Stabilisierungsqualität von etwa 1,7 Hz. Als besser erwies sich daraufhin eine Lagerung, bei der der Resonator in einem V-förmigen Aluminiumblock auf Vitonringen liegt und der gesamte Laseraufbau auf einem aktiv vibrationsisolierenden System (AVI) aufgebaut wurde. Diese Maßnahme führte nicht nur zu einer verbesserten Anbindung des MISERs an den Referenzresonator von 0,6 Hz, sondern auch zu einer Verbesserung der Absolutstabilität des Lasers von anfänglich rund 65 Hz bei einer Mittelungszeit von 1,5 s auf etwa 1,1 Hz bei 2 s Mittelungszeit. Die absolute Frequenzstabilität des MISERs lag dabei über 4 s Mittelungszeit



bereits auf 1 Hz-Niveau mit einer Allan-Varianz von  $4 \cdot 10^{-15}$  @ 1 s. Limitierend wirkte hierbei die Qualität der Frequenzstabilisierung auf den Resonator, sowie für längere Mittelungszeiten die nicht vollständig kompensierte Drift der Resonatoren ( $\Delta\nu_t = 4 \text{ Hz @ } 26 \text{ s}$ ).

Für die alten Resonatoren gab es eine Reihe von Gründen wie mangelnde Transmission, immer noch nicht optimale Lagerung und eine ungenügende Temperaturstabilisierung, die eine Begrenzung für die relative und absolute Frequenzstabilität darstellten. Daher fiel der Entschluss zur Anschaffung von zwei neuen Resonatoren, die in einem anderen Labor im Erdgeschoss aufgebaut wurden. Der Erfolg mit den neuen Resonatoren stellte sich durch die Erzielung eines neuen Rekords hinsichtlich der Qualität der Frequenzstabilisierung des Lasers auf den Referenzresonator von 24 mHz für Mittelungszeiten von 128 s ein. Hierfür wird der Laser erstmals mit einer in Reflexion arbeitenden Haupt- und einer zusätzlichen, in Transmission arbeitenden Feinstabilisierung versehen, welche die verbleibenden Frequenzfluktuationen der Hauptstabilisierung detektiert und in einer weiteren Stabilisierungsstufe herausregelt. Die Berechnung der Allan-Varianz aus den Frequenzmessungen zeigt, dass bereits im Bereich von 10 s eine Stabilisierungsqualität des einzelnen Laserstrahls von  $< 1 \cdot 10^{-16}$  erreicht wird. In einem letzten Schritt wurde der MISER mit Hilfe der zweifachen Stabilisierung auf einen neuen ULE-Resonators stabilisiert und mit einem zweiten ULE-Resonator analysiert. Dies brachte allerdings bei Drucklegung dieser Arbeit noch nicht die durch die doppelte Stabilisierungsmethode erwartete Verbesserung. Als Ursache hierfür ist eine starke Modulation im sub-100 mHz zu nennen, die wahrscheinlich seismischer Natur ist und auf das separate Fundament größere Auswirkungen besitzt, als auf das restliche Gebäude und deshalb auch bei den vorhergehenden Messungen im alten Labor nicht aufgetreten ist. Dennoch konnte eine Absolutfrequenzstabilität im sub-Hertz Bereich von 0,7 Hz bei einer Mittelungsdauer von 4 s gemessen werden. Die Berechnung der Allan-Varianz ergab eine Stabilität von  $1,8 \cdot 10^{-15}$  @ 0,1 s.

Das aktiv vibrationsisolierende System erwies sich in seinem Arbeitsbereich (1 – 100 Hz) für diese Ergebnisse als nicht limitierend. Hierfür wurde ein Wert von etwa 100 mHz als untere Grenze der erreichbaren Laserfrequenzstabilität ermittelt, limitiert durch die verbleibenden Vibrationen auf dem AVI-System. Aber auch andere begrenzende Faktoren wie Strahlverlaufsschwankungen ( $0,55 \text{ Hz}/\mu\text{rad}$ ) und Laserintensitätsschwankungen ( $5 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ ) wurden untersucht und durch eine entsprechende Laserintensitätsstabilisierung auf ein Maß reduziert, welches für diese Ergebnisse ebenfalls nicht mehr limitierend wirkte.

Eine weiteres Ergebnis dieser Arbeit ist die Entwicklung einer neuen Art der aktiven Frequenzstabilisierung von optischen Fasern, die damit den frequenzverbreiternden Einfluss der Faser, selbst über lange Distanzen, wie z.B. einer 100 m langen Faser für 946 nm, in den 10 mHz-Bereich oder einer 13 m langen Faser für 473 nm sogar in den sub-mHz Bereich drückt.

In einem nächsten Schritt gilt es, die absolute Frequenzstabilität des MISERs durch höchstauflösende Spektroskopie am Uhrenübergang eines Indiumions zu überprüfen. Dies war aufgrund von Problemen bei der Speicherung von Ionen in der Ionenfalle im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich. Als weiterer Schritt steht dann eine weitere verbesserte Absolutfrequenzmessungen des Indiumuhrenüberganges an.

Grundsätzlich führt eine weitergehende Verbesserung der Absolutfrequenzstabilität des MISERs, insbesondere über immer länger werdende Zeitabschnitte, zu einem erhöhten spektroskopischen Signal-zu-Rausch Verhältnis durch eine verbesserte Auflösung des Indiumuhrenüberganges (bis zur natürlichen Linienbreite), was sich schließlich in einer verbesserten Stabilität des Frequenznormals ausdrückt.

Insgesamt lassen die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Verbesserungen hinsichtlich der Frequenzstabilität des Uhrenlasers für das Indiumfrequenznormal die Möglichkeit der zukünftigen Realisierung der SI-Sekunde über ein einzelnes  $\text{In}^+$  Ion sehr wahrscheinlich erscheinen [Qui03].



Publikationen, die bisher im Rahmen dieser Arbeit erschienen sind:

**Journale:**

**- Towards an indium single-ion optical frequency standard**

M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, Ch. Schwedes, J. v. Zanthier and H. Walther  
*Journal of Physics B: Atoms, Molecules and Optics*, Vol. 36, 553 (2003)

**- A Nd:YAG Laser with short-term frequency stability at the Hertz-level**

A. Yu. Nevsky, M. Eichenseer, J. v. Zanthier and H. Walther  
*Optics Communication*, Vol. 210, 91 (2002)

**- Absolute Frequency Measurement of the  $\text{In}^+$  Clock Transition with a Mode-Locked Femtosecond Laser**

J. v. Zanthier, Th. Becker, M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, Ch. Schwedes, E. Peik, H. Walther, R. Holzwarth, J. Reichert, Th. Udem, T. W. Hänsch, P. V. Pokasov, M. N. Skortsov, and S. N. Bagayev  
*Laser Physics*, Vol. 11, 1117 (2001)

**- Absolute Frequency Measurement of the  $\text{In}^+$  clock Transition with a mode-mocked laser**

J. v. Zanthier, Th. Becker, M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, Ch. Schwedes, E. Peik, H. Walther, R. Holzwarth, J. Reichert, Th. Udem, T. W. Hänsch, P. V. Pokasov, M. N. Skortsov, and S. N. Bagayev  
*Optics Letters*, Vol. 25, 1729 (2000)

**Proceedings:**

**- Ultra frequency-stable laser Nd:YAG laser for an  $\text{In}^+$  optical frequency standard**

M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, J. v. Zanthier and H. Walther  
*Proc. of SPIE*, Vol. 5137 *Advanced Lasers and Systems*, ed by: g. Huber, I. Scherbakov, V. Ya. Panchenko, SPIE, p. 355 (2003)

**- High resolution spectroscopy of a single  $\text{In}^+$  ion**

Th. Becker, M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, E. Peik, Ch. Schwedes, M. N. Skvortsov, J. v. Zanthier and H. Walther  
*Proc. of the 6.th Symposium on Frequency Standards and Metrology 2001*, ed. by P. Gill, World Scientific, p. 107 (2002)

**- Narrow-linewidth laser system for precise spectroscopy of the indium clock transition**

A. Yu. Nevsky, M. Eichenseer, J. v. Zanthier and H. Walther  
*Proc. of the 6.th Symposium on Frequency Standards and Metrology 2001*, ed. by P. Gill, World Scientific, p. 409 (2002)

**- Indium Single Ion Optical Frequency Standard**

Th. Becker, M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, E. Peik, Ch. Schwedes, J. v. Zanthier and H. Walther  
*Proc. of the Hydrogen Conference*, in: *The Hydrogen Atom - Precision Physics of Simple Atomic Systems*, ed. by S. G. Karshenboim, Springer Verlag, 545-553 (2001)

**- Indium Single-Ion Optical Frequency Standard**

Th. Becker, M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, E. Peik, Ch. Schwedes, J. v. Zanthier and H. Walther  
*Proc. of the 2001 IEEE/EIA Int. Frequency Control Symposium*, IEEE Catalog No. 01CH37218, IEEE, p. 76 (2001)

**- Indium Single Ion Optical Frequency Standard**

Th. Becker, M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, E. Peik, Ch. Schwedes, M. N. Skvortsov, J. v. Zanthier and H. Walther  
*Proc. of the SPIE*, Vol 4269, in: *Photonics West - LASE 2001*, ed. by J. L. Hall and J. Yhe, SPIE, p. 18 (2001)

**- Absolute Frequency Measurement of the  $\text{In}^+$  Clock Transition with a Mode-Locked Femtosecond Laser**

J. v. Zanthier, Th. Becker, M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, Ch. Schwedes, E. Peik, H. Walther, R. Holzwarth, J. Reichert, Th. Udem, T. W. Hänsch, P. V. Pokasov, M. N. Skortsov, and S. N. Bagayev  
*Proc. of the 3rd Int. Symp. on modern problems in laser physics*, ed. by S. N. Bagayev et al., p. 111 (2000)



## Literaturverzeichnis

- [ABD66] A. Ashkin, G. D. Boyd, and J. M. Dziedzic. Resonant optical second harmonic generation and mixing. *IEEE J. Quantum. El.*, page 109, 1966.
- [AFM84] D. Anderson, J. C. Frisch, and C. S. Masser. Mirror reflectometer based on optical cavity decay time. *Appl. Opt.*, 23:1238, 1984.
- [All66] D. W. Allan. Statistics of atomic frequency standards. *Proc. IEEE*, 54:221, 1966.
- [All87a] D. W. Allan. Should the classical variance be used as a basic measure in standards metrology. *IEEE Trans. Ultras. Ferroel. Freq. C.*, page 646, 1987.
- [All87b] D. W. Allan. Time and frequency (time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE Trans. Ultras. Ferroel. Freq. C.*, page 647, 1987.
- [And84] D. Anderson. Alignment of resonant optical cavities. *Appl. Opt.*, 23:2944, 1984.
- [ARK<sup>+</sup>98] A. Arie, G. Rosenman, A. Korenfeld, A. Skliar, M. Oron, M. Katz, and D. Eger. Efficient resonant frequency doubling of a cw Nd:YAG laser in bulk periodically-poled KTiOPO<sub>4</sub>. *Opt. Lett.*, 23:28, 1998.
- [ARM<sup>+</sup>97] A. Arie, G. Rosenman, V. Mahal, A. Skliar, M. Oron, M. Katz, and D. Eger. Green and ultraviolet quasi-phase-matched second harmonic generation in bulk periodically-poled KTiOPO<sub>4</sub>. *Opt. Commun.*, 142:265, 1997.
- [Art84] Artikelsammlung. Documents concerning the new definition of the metre. *Metrologia*, 19:163, 1984.
- [ASGB92] A. Arie, S. Schiller, E. K. Gustafson, and R. L. Byer. Absolute frequency stabilization of diode laser pumped Nd:YAG lasers to hyperfine transitions in molecular iodine. *Opt. Lett.*, 17:1204, 1992.
- [BBF<sup>+</sup>95] F. Bondu, A. Brillet, P. Fritschel, F. Perrone, F. Cleva, L. Latrach, and C. N. Man. An ultrastable high power Nd:YAG laser for the detection of gravitational waves. *Proc. of the 9.th EFTF*, page 353, 1995.



- [BBH<sup>+</sup>81] M. Brieger, H. Büsener, A. Hese, F. v. Moers, and A. Renn. Enhancement of a single frequency SHG in a passive ring resonator. *Opt. Commun.*, 38:423, 1981.
- [BCC<sup>+</sup>71] J. A. Barnes, A. R. Chi, L. S. Cutler, D. J. Healey, D. B. Leeson, T. E. McGunigal, J. A. Mullen, W. L. Smith, R. L. Sydnor, R. F. C. Vessot, and G. M. R. Winkler. Characterization of frequency stability. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, page 105, 1971.
- [ber] Bergquist J., NIST, Boulder, USA. private Auskunft.
- [BF89] H. A. Bachor and P. T. H. Fisk. Quantum noise - a limit in photodetection. *Appl. Phys. B*, 49:291, 1989.
- [BFMB96] F. Bondu, P. Fritschel, C. N. Man, and A. Brillet. Ultrahigh-spectral-purity laser for the VIRGO experiment. *Opt. Lett.*, 21:582, 1996.
- [BFTW97] M. Bode, I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Frequency-tunable 500 mW-continuous-wave all-solid-state single frequency source in the blue spectral region. *Opt. Lett.*, 22:1220, 1997.
- [BGD88] S. P. Bush, A. Güngör, and C. C. Davis. Studies of the coherence properties of a diode-pumped Nd:YAG ring laser. *Appl. Phys. Lett.*, 53:646, 1988.
- [BH79] A. Brillet and J. L. Hall. Improved laser test of the isotropy of space. *Phys. Rev. Lett.*, 42:549, 1979.
- [BH87] F. Bayer-Helms. Langzeitige Längenänderung der Glaskeramik Zerodur als Auswirkung eines Diffusionsvorganges. *Metrologia*, 23:145, 1987.
- [BHDE85] F. Bayer-Helms, H. Darnedde, and G. Exner. Längenstabilität bei Raumtemperatur von Proben der Glaskeramik Zerodur. *Metrologia*, 21:49, 1985.
- [BIW94] J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland. Laser stabilization to a single ion. In T. Hänsch and M. Ignusci, editors, *Frontiers in Laser Physics, Proc. of the Intern. School of Physics, E. Fermi Course*, pages 359–376. North Holland, Amsterdam, 1994.
- [BK68] D. G. Boyd and D. A. Kleinman. Parametric interaction of focused gaussian light beams. *J. Appl. Phys.*, 39:3597, 1968.
- [BLLO83] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency modulation (FM) Spectroscopy. *Appl. Phys. B*, 32:145, 1983.
- [BLMJ94] D. G. Blair, J. Liu, E. F. Moggaddam, and L. Ju. Performance of an ultra low frequency folded pendulum. *Phys. Lett. A*, 193:223, 1994.
- [Bra91] C. Bradaschia. Interferometric detection of gravitational waves: the VIRGO project. In D. E. McClelland and H.-A. Bachor, editors, *Gravitational Astronomy: Instrument Design and Astrophysical Prospects*, pages 110–135. World Scientific, 1991.

- [BSA<sup>+</sup>02] S. Bize, Y. Sortais, M. Abgrall, S. Zhang, D. Calonici, C. Mandache, P. Lemonde, P. Laurent, G. Santarelli, C. Salomon, A. Clairon, A. Luiten, and M. Tobar. Cs and Rb fountains: Recent results. In P. Gill, editor, *Proc. of the 6.th Symposium on Frequency Standards and Metrology 2001*, pages 53–63. World Scientific, Singapur, 2002.
- [BSH73] R. L. Barger, M. S. Sorem, and J. L. Hall. ? *Appl. Phys. Lett.*, 22:573, 1973.
- [BT02] A. Bauch and H. R. Telle. Frequency standards and frequency measurement. *Rep. prog. Phys.*, 65:1, 2002.
- [BV89] J. D. Bierlein and H. Vanherzeele. Potassium titanyl phosphate: properties and new applications. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6:622, 1989.
- [BW86] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press, 1986.
- [BW88] K. P. Birch and P. T. Wilton. Thermal expansion data for Zerodur from 247 to 373 K. *Applied Optics*, 27:2813, 1988.
- [Cav81] C. M. Caves. Quantum-mechanical noise in an interferometer. *Phys. Rev. D*, 23:1693, 1981.
- [Cav86] C. M. Caves. Amplitude and phase in quantum optics. In F. Haake, L.M. Narducci, and D.F. Walls, editors, *Coherence, Cooperation and Fluctuations*, pages 192–205. Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [CBF<sup>+</sup>97] A. Calloni, F. Barone, L. D. Fiore, A. Grado, P. L. Penna, and L. Milano. Effects of misalignment and beam jitter in a Fabry-Perot laser stabilization. *Opt. Commun.*, 142:50, 1997.
- [CK91] E. A. P. Cheng and T. J. Kane. High-power single-mode diode-pumped Nd:YAG laser using a monolithic nonplanar ring resonator. *Opt. Lett.*, 16:478, 1991.
- [CKH96] W. A. Clarkson, R. Koch, and D. C. Hanna. Room-temperature diode-bar Nd:YAG laser at 946 nm. *Opt. Lett.*, 21:737, 1996.
- [coh] Coherent-Datenblatt. High power laser diodes at 808 nm.
- [Col64a] S. A. Collins. Analysis of optical resonators involving focusing elements. *Appl. Opt.*, 3:1263, 1964.
- [Col64b] S. A. Collins. Modes in a triangular ring optical resonator. *Appl. Opt.*, 3:1314, 1964.
- [cor] Corning-Datenblatt. ULE.
- [CRH92] A. M. Campell, S. Rowan, and J. Hough. Apparent relaxation oscillations in the frequency noise of a diode-pumped miniature Nd:YAG ring laser. *Phys. Lett. A*, 170:363, 1992.



- [CS66] L. S. Cutler and C. L. Searle. Some aspects of the theory and measurement of frequency fluctuations in frequency standards. *Proc. IEEE*, 54:136, 1966.
- [Dan76] H. G. Danielmeyer. Progress in Nd:YAG lasers. In A. K. Levine and A. J. DeMaria, editors, *Lasers*, number 4, chapter 1, pages 2–71. Marcel Dekker, New York, 1976.
- [DC84] E. L. Dereniak and D. G. Crowe. *Optical Radiation Detectors*. John Wiley and Sons, 1984.
- [Deh73] H. G. Dehmelt. Proposed  $10^{14} \delta\nu < \nu$  laser fluorescence spectroscopy on  $\text{Ti}^+$  mono-ion oscillator. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 18:1521, 1973.
- [Deh82] H. G. Dehmelt. Mono-ion oscillator as potential ultimate laser frequency standard. *IEEE Tran. Instrum. Meas.*, page 83, 1982.
- [Dem98] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy*. Springer Verlag, 1998.
- [DGB90] T. Day, E. K. Gustafson, and R. L. Byer. Active frequency stabilization of a  $1,062 \mu\text{m}$  Nd:GGG diode laser pumped nonplanar ring oscillator to less than 3 Hz of relative linewidth. *Opt. Lett.*, 15:221, 1990.
- [DGB92] T. Day, E. K. Gustafson, and R.L. Byer. Sub-hertz relative frequency stabilization of two diode laser pumped Nd:YAG laser locked to a Fabry-Perot interferometer. *IEEE J. Quant. Elec.*, 28:1106, 1992.
- [DHK<sup>+</sup>83] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, 31:97, 1983. (Erste Erwähnung als Referenz 7 in [hal81], datiert auf September 1979).
- [DJY<sup>+</sup>00] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Rånke, R. S. Windeler, R. Holzwarth, Th. Udem, and T. W. Hänsch. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. *Phys. Rev. Lett.*, 84:5102, 2000.
- [DNWW92] J. Dirscherl, B. Neitzert, T. Wegener, and H. Walther. A dye laser spectrometer for high resolution spectroscopy. *Opt. Commun.*, 91:131, 1992.
- [Dor81] R. C. Dorf. *Modern Control Systems*. Addison-Wesley, 1981.
- [DR58] W. B. Davenport and W. L. Root. *An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise*. McGraw-Hill Book Company, 1958.
- [ege] Eeger D., SOREQ, Tel aviv, Israel. private Auskunft.
- [ENSZ03a] M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, Ch. Schwedes, and J. V. Zanthier. Towards an indium single-ion optical frequency standard. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 36:553, 2003.

- [ENSZ03b] M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, Ch. Schwedes, and J. V. Zanthier. Ultra frequency stable nd-yag laser for an indium optical frequency standard. *Proc. of SPIE*, 5137:355, 2003.
- [EP57] L. Essen and J. V. L. Parry. The cesium resonator as a standard of frequency and time. *Phil. Trans. R. Soc. London Ser. A*, 250:45, 1957.
- [ERS82] D. S. Elliot, R. Roy, and S. J. Smith. Extracavity laser band-shape and bandwidth modification. *Phys. Rev A*, 26:12, 1982.
- [FB87a] T. Y. Fan and R. L. Byer. Continuous-wave operation of a room-temperature diode-laser-pumped, 946-nm Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 12:809, 1987.
- [FB87b] T. Y. Fan and R. L. Byer. Modelling and cw operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 23:605, 1987.
- [FB88] T. Y. Fan and R. L. Byer. Diode laser-pumped solid-state lasers. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 24:895, 1988.
- [FHH<sup>+</sup>87] T. Y. Fan, C. E. Huang, B. Q. Hu, R. C. Eckardt, Y. X. Fan, R. L. Byer, and R. S. Feigelson. Continuous-wave operation of a room-temperature diode-laser-pumped, 946-nm Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 12:809, 1987.
- [FHPW61] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7:118, 1961.
- [FHTW95] I. Freitag, R. Henking, A. Tünnermann, and H. Welling. Quasi-three-level room-temperature Nd:YAG ring laser with high single-frequency output power at 946 nm. *Opt. Lett.*, 20:2499, 1995.
- [FJK89] P. Fritschel, A. Jeffries, and T. J. Kane. Frequency fluctuations of a diode-pumped Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 14:993, 1989.
- [FKTW93] I. Freitag, I. Kröpke, A. Tünnermann, and H. Welling. Electrooptically fast tunable miniature diode-pumped Nd:YAG ring laser. *Opt. Commun.*, 101:371, 1993.
- [FMD65] E. N. Fortson, F. G. Major, and H. G. Dehmelt. Ultra high resolution  $\delta f = 0 \pm 1 (\text{he}^3)$  hfs spectra by an ion-storage exchange-collision technique. *Phys. Rev. Lett.*, 16:221, 1965.
- [FMHB92] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Hundt, and R. L. Byer. Quasi-phase-matched second harmonic generation: Tuning and tolerances. *IEEE J. Quantum. El.*, 28:2631, 1992.
- [For82] P. Forman. Atomic clock. preview of an exhibit at the smithsonian. *Proc. 36th Ann. Freq. Ctrl. Symp.*, page 220, 1982.
- [For85] P. Forman. Atomichron: The atomic clock from concept to commercial product. *Proc. IEEE*, 73:1181, 1985.



- [FTW95] I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Power scaling of diode-pumped monolithic Nd:YAG lasers to output powers of several Watts. *Opt. Commun.*, 115:511, 1995.
- [FTW97] I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Intensity stabilised Nd:YAG ring laser with 1.5 W single-frequency output power at 1.357  $\mu\text{m}$ . *Electron. Lett.*, 33:777, 1997.
- [GEKS81a] Yu. D. Golyaev, K. N. Evtukhov, R. L. Kaptsov, and S. P. Smyshlyaev. Spatial and polarization characteristics of radiation from a cw neodymium-doped garnet laser with a nonplanar ring resonator. *Sov. J. Quantum Electron.*, 11:1421, 1981.
- [GEKS81b] Yu. D. Golyaev, K. N. Evtukhov, R. L. Kaptsov, and S. P. Smyshlyaev. Temporal and spectral characteristics of radiation from a cw neodymium-doped garnet laser with a nonplanar ring resonator. *Sov. J. Quantum Electron.*, 11:1427, 1981.
- [Gil02] P. Gill. *Proc. of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology*. World-Scientific, Singapur, 2002.
- [GMvU64] J. E. Geusic, H. M. Marcos, and L. G. van Utert. Laser oscillation in Nd-doped Yttrium Aluminium, Yttrium Gallium and Gadolinium garnets. *Appl. Phys. Lett.*, 4:182, 1964.
- [GPS86] A. Giazotto, D. Passuello, and A. Stefanini. One-mile equivalent length interferometric pendulum for seismic noise reduction. *Rev. Sci. Instrum.*, 57:1145, 1986.
- [Hal94] J. L. Hall. Frequency-stabilized lasers - a driving force for new spectroscopies. In T. Hänsch and M. Ignusio, editors, *Frontiers in Laser Physics, Proc. of the Intern. School of Physics, E. Fermi Course*, pages 217-239. North Holland, Amsterdam, 1994.
- [Ham89] M. W. Hamilton. An introduction to stabilized lasers. *Contemp. Phys.*, 30:21, 1989.
- [Han69] D. C. Hanna. Astigmatic gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities. *IEEE J. Quantum. El.*, page 483, 1969.
- [HC80] T. W. Hänsch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Commun.*, 35:441, 1980.
- [HFH86] D. Hils, J. E. Faller, and J. L. Hall. Practical sound-reducing enclosure for laboratory use. *Rev. Sci. Instrum.*, 57:2532, 1986.
- [HGB<sup>+</sup>94] C. C. Harb, M. B. Gray, H.-A. Bachor, R. Schilling, P. Rottengatter, I. Freitag, and H. Welling. Suppression of the intensity noise in a diode-pumped neodymium:yag nonplanar ring laser. *IEEE J. Quantum. El.*, 30:2907, 1994.

- [HH89] D. Hils and J. L. Hall. Ultra-stable cavity-stabilized lasers with subhertz linewidth. In A. De Marchi, editor, *Frequency Standards and Metrology, Proc. of the 4. Symposium*, pages 162-173. Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [HH90] D. Hils and J. L. Hall. Improved Kennedy-Thorndike experiment to test special relativity. *Phys. Rev. Lett.*, 64:1697, 1990.
- [HHR<sup>+</sup>84] J. Hough, D. Hils, M. D. Rayman, L. S. Ma, L. Hollberg, and J. L. Hall. Dye-laser frequency stabilization using optical resonators. *Appl. Phys. B*, 33:179, 1984.
- [HJGD88] M. Houssin, M. Jardino, B. Gely, and M. Desaintfusen. Design and performance of a few-kilohertz-linewidth dye laser stabilized by reflection in an optical resonator. *Opt. Lett.*, 13:823, 1988.
- [HKPR89] R. Haug, A. Klaas, W. Pannenhors, and E. Rodek. Length variation in Zerodur M in the temperature range from  $-60^{\circ}\text{C}$  to  $+100^{\circ}\text{C}$ . *Applied Optics*, 28:4052, 1989.
- [hol] Günter Hollemann. Dissertation 1993.
- [HPC99] J. M. Hensley, A. Peters, and S. Chu. Active low frequency vertical vibration isolation. *Rev. Sci. Instrum.*, 70:2735, 1999.
- [HPRW95] G. Hollemann, E. Peik, A. Rusch, and H. Walther. Injection locking of a diode-pumped Nd:YAG laser at 946 nm. *Opt. Lett.*, 20:1871, 1995.
- [HPW94] G. Hollemann, E. Peik, and H. Walther. Frequency-stabilized diode-pumped Nd:YAG laser at 946 nm with harmonics at 473 nm and 237 nm. *Opt. Lett.*, 19:192, 1994.
- [HS75] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.*, 13:68, 1975.
- [HSM<sup>+</sup>87] J. Helmcke, J. J. Snyder, A. Morinaga, F. Mensing, and M. Gläser. New ultra-high resolution dye laser spectrometer utilizing a non-tunable reference resonator. *Appl. Phys. B*, 43:85, 1987.
- [HTY00] J. L. Hall, M. S. Taubmann, and J. Ye. Laser stabilization. In *Handbook of Optics*, number 4, chapter 27, pages 27.1-27.23. McGraw-Hill, New York, 2nd edition edition, 2000.
- [Inn99] Innolight. *Gebrauchsanweisung für Mephisto*. Innolight GmbH, 1999.
- [JDN87] W. R. Trutna Jr., D. K. Donald, and M. Nazarathy. Unidirectional diode laser pumped Nd:YAG ring laser with a small magnetic field. *Opt. Lett.*, 12:248, 1987.
- [JT63] L. F. Johnson and R. A. Thomas. Maser oscillations at 0.9 and 1.35 microns in  $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{+3}$ . *Phys. Rev.*, 131:2038, 1963.



- [KAB66] D. A. Kleinman, A. Ashkin, and G. D. Boyd. Second-harmonic generation of light by focused laser beams. *Phys. Rev.*, 145:338, 1966.
- [Kam90] A. A. Kaminskii. *Laser Crystals*, volume 14 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- [Kar00] S. G. Karshenboim. Some possibilities for laboratory searches for variations of fundamental constants. *Can. J. of Phys.*, 78:639, 2000.
- [KB85] T. J. Kane and R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 10:65, 1985.
- [KC88] T. J. Kane and E. A. P. Cheng. Fast frequency tuning and phase locking of a diode-pumped Nd:YAG ring lasers. *Opt. Lett.*, 13:970, 1988.
- [KG64] J. A. Koningstein and J. E. Geusic. Energy levels and crystal field calculations of neodymium in yttrium aluminium garnet. *Phys. Rev.*, 136, 1964.
- [KL66] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, 5:1550, 1966.
- [KNB87] T. J. Kane, A. C. Nilsson, and R. L. Byer. Frequency stability and offset locking of a laser-diode-pumped Nd:YAG monolithic nonplanar ring oscillator. *Opt. Lett.*, 12:175, 1987.
- [KNB88] W. J. Kozlovsky, C. D. Nabors, and R. L. Byer. Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped cw Nd:YAG laser using monolithic MgO:LiNbO<sub>3</sub> external resonant cavities. *IEEE J. Oantum. El.*, 24:913, 1988.
- [Koe92] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*, volume 1 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, 1992.
- [Kus69] T. Kushida. Linewidths and thermal shifts of spectral lines in Neodymium-Doped Yttrium Aluminium Garnet and Calcium Fluorophosphate. *Physical Review*, 185:500, 1969.
- [Les83] P. Lesage. Characterization of frequency stability: Bias due to the juxtaposition of time-interval measurements. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, page 204, 1983.
- [LP85] O. Lindig and W. Pannhorst. Thermal expansion and length stability of Zerodur in dependence on temperature and time. *Applied Optics*, 24:3330, 1985.
- [Lui01] A. N. Luiten. *Frequency Measurement and Control, Advanced Techniques and Future Trends*, volume 79 of *Topics in Applied Physics*. Springer-Verlag, Berlin, 2001.

- [MA97] O. Mor and A. Arie. Performance analysis of Drever-Hall laser frequency stabilization using a proportional + integral servo. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33:532, 1997.
- [MAC<sup>+</sup>91] P. F. Michelson, T. Aldcroft, J. Chiang, D. DeBra, J. Henderson, L. Mann, D. McKenzie, F. McLoughlin, H.J. Paik, R. Penny, J.C. Price, T. Stevenson, B. Vaughan, and C. Zhou. Ultralow temperature resonant-mass gravitational radiation detectors: Current status and future prospects. In D. E. McClelland and H.-A. Bachor, editors, *Gravitational Astronomy: Instrument Design and Astrophysical Prospects*, pages 14–56. World Scientific, 1991.
- [Mai60] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187:493, 1960.
- [mat] Allg. Material-Tabellen.
- [MB91] D. E. McClelland and H.-A. Bachor. *Gravitational Astronomy: Instrument Design and Astrophysical Prospects*. World Scientific, 1991.
- [MJYH94] L.-S. Ma, P. Jungner, J. Ye, and J. L. Hall. Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or time-varying path. *Opt. Lett.*, 19:1777, 1994.
- [MJYH95] L.-S. Ma, P. Jungner, J. Ye, and J. L. Hall. Accurate cancellation (to millihertz levels) of optical phase noise due to vibration or insertion phase in fiber transmitted light. *SPIE Proceedings*, 2378:165, 1995.
- [MKNU00] M. Musha, T. Kanaya, K. Nakagawa, and K. Ueda. The short- and long-term frequency stabilization of an injection-locked Nd:YAG laser in reference to a Fabry-Perot cavity and an iodine saturated absorption line. *Opt. Commun.*, 183:165, 2000.
- [MP71] D. Muster and R. Plunkett. Isolation of vibrations. In L. L. Beranek, editor, *Noise and Vibration Control*, chapter 13, pages 406–433. McGraw-Hill, New York, 1971.
- [MW73] F. G. Major and G. Werth. High resolution magnetic hyperfine resonance in harmonically bound ground state <sup>199</sup>Hg ions. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1155, 1973.
- [NDF<sup>+</sup>89] A. C. Nilsson, T. Day, A. D. Farinas, E.K. Gustafson, and R. L. Byer. Narrow-linewidth operation of diode-laser-pumped nonplanar ring oscillators. In A. De Marchi, editor, *Frequency Standards and Metrology, Proc. of the 4. Symposium*, pages 225–230. Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [NEvZW02] A. Yu. Nevsky, M. Eichenseer, J. von Zanthier, and H. Walther. A Nd:YAG laser with short-term frequency stability at the Hertz-level. *Opt. Commun.*, 210:91, 2002.



- [NGB89] A. C. Nilsson, E. K. Gustafson, and R. L. Byer. Eigenpolarization theory of monolithic nonplanar ring oscillators. *IEEE J. Quantum Electron.*, page 767, 1989.
- [NKO95] K. Nakagawa, T. Katsuda, and M. Ohtsu. Short-term frequency stabilization of diode-laser-pumped Nd:YAG lasers using double-pendulum suspended cavities. *Appl. Phys. B*, 60:489, 1995.
- [NRN<sup>+</sup>97] D. B. Newell, S. J. Richman, P. G. Nelson, R. T. Stebbins, P. L. Bender, and J. E. Faller. An ultra-low-noise, low frequency, six degrees of freedom active vibration isolator. *Rev. Sci. Instrum.*, 68:3211, 1997.
- [NSKO94a] K. Nakagawa, A. S. Shelkownikov, T. Katsuda, and M. Ohtsu. Absolute frequency stability of a diode-laser-pumped Nd:YAG laser stabilized to a high-finesse optical cavity. *App. Opt.*, 33:6383, 1994.
- [NSKO94b] K. Nakagawa, A. S. Shelkownikov, T. Katsuda, and M. Ohtsu. Fast frequency stabilization of diode-laser-pumped monolithic Nd:YAG laser with an extra-cavity electro-optic modulator. *Opt. Commun.*, 109:446, 1994.
- [OE87] A. Owyong and P. Esherick. Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 12:999, 1987.
- [OS75] A. V. Oppenheim and R. W. Schaffer. *Digital Signal Processing*. Prentice-Hall, 1975.
- [OSB<sup>+</sup>02] M. V. Okhapkin, M. N. Skvortsov, A. M. Belkin, N. L. Kvashnin, and S. N. Bagayev. Tunable single-frequency diode pumped Nd:YAG ring laser at 1064/532 nm for optical frequency standard applications. *Opt. Commun.*, 203:359, 2002.
- [OSBB01] M. V. Okhapkin, M. N. Skvortsov, A. M. Belkin, and S. N. Bagayev. Tunable single-frequency diode pumped Nd:YAG ring laser at 946 nm. *Opt. Commun.*, 194:207, 2001.
- [PL99] M. Pierrou and F. Laurell. Generation of 740 mW of blue light by intracavity frequency doubling with a first-order quasi-phase-matched KTiOPO<sub>4</sub> crystal. *Opt. Lett.*, 24:205, 1999.
- [Pla00] M. Planck. Über irreversible Strahlungsvorgänge. *Annalen d. Physik*, 1:69, 1900.
- [POF58] W. Paul, O. Osberghaus, and E. Fischer. Ein Ionenkäfig. *Forschungsber. d. Wirt.- u. Verkehrsmin. NRW*, 415, 1958.
- [Pou46] R. V. Pound. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Rev. Sci. Instrum.*, 17:490, 1946.
- [Qui03] T. J. Quinn. Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards (2001). *Metrologia*, 40:103, 2003.

- [Ram83] N. F. Ramsey. History of atomic clocks. *J. of Res. Nat. Bureau of Standards*, 88:301, 1983.
- [RDKH82] N. A. Robertson, R. W. Drever, I. Kerr, and J. Hough. Passive and active seismic isolation for gravitational radiation detectors and other instruments. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 15:1101, 1982.
- [RHUH99] J. Reichert, R. Holzwarth, Th. Udem, and T. W. Hänsch. Measuring the frequency of light with mode-locked lasers. *Opt. Commun.*, 172:59, 1999.
- [Ris88] W. P. Risk. Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5:1412, 1988.
- [RL87] W. P. Risk and W. Lentz. Room temperature, continuous wave, 946 nm Nd:YAG laser pumped by laser-diode-arrays and intracavity frequency doubling to 473 nm. *Opt. Lett.*, 12:993, 1987.
- [RSS<sup>+</sup>97] G. Ruoso, R. Storz, S. Seel, S. Schiller, and J. Mlynek. Nd:YAG laser frequency stabilization to a supercavity at the 0.1 Hz level. *Opt. Commun.*, 133:259, 1997.
- [RTKL92] G. Rempe, R. J. Thompson, H. J. Kimble, and R. Lalezari. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer. *Opt. Lett.*, 17:363, 1992.
- [Rut78] J. Rutman. Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources: Fifteen years of progress. *Proc. IEEE*, 66:1048, 1978.
- [RW91] J. Rutman and F. L. Walls. Characterization of frequency stability in precision frequency sources. *Proc. IEEE*, 79:952, 1991.
- [SAHW90] D. B. Sullivan, D. W. Allan, D. A. Howe, and F. L. Walls. Characterisation of clocks and oscillators. *NIST Technical Note*, 1337, 1990.
- [San87] J. R. Sandercock. A dynamic antivibration system. *SPIE, Vibration Control in Optics and Metrology*, 732:157, 1987.
- [Sau84] P. R. Saulson. Vibration isolation for broadband gravitational wave antennas. *Rev. Sci. Instrum.*, 55:1315, 1984.
- [Sau91] P. R. Saulson. Low frequency noise in gravitational wave interferometers. In D. E. McClelland and H.-A. Bachor, editors, *Gravitational Astronomy: Instrument Design and Astrophysical Prospects*, pages 248–270. World Scientific, 1991.
- [SBJ<sup>+</sup>98] R. Storz, C. Braxmaier, K. Jäck, O. Pradl, and S. Schiller. Ultrahigh long-term dimensional stability of a sapphire cryogenic optical resonator. *Opt. Lett.*, 23:1031, 1998.
- [SBM<sup>+</sup>89] D. Shoemaker, A. Brillet, C. N. Man, O. Cregut, and G. Kerr. Frequency-stabilized laser-diode pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 14:609, 1989.



- [sch] Schott-Datenblatt. ZERODUR.
- [SDB82] A. Schenzle, R. G. DeVoe, and R. G. Brewer. Phase-modulation laser spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 25:2606, 1982.
- [SGB93] N. M. Sampas, E. K. Gustafson, and R. L. Byer. Long-term stability of two diode-laser-pumped nonplanar ring lasers independently stabilized to two Fabry-Perot interferometers. *Opt. Lett.*, 18:947, 1993.
- [SHH88] C. Salomon, D. Hills, and J. L. Hall. Laser stabilization at the millihertz level. *J. Opt. Soc. Am.*, page 1576, 1988.
- [Sie86] A. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [SOCR69] G. A. Slack, D. W. Olivier, R. M. Chrenko, and S. Roberts. Optical absorption of  $Y_3Al_5O_{12}$  from 10 to  $55000\text{ cm}^{-1}$  wave numbers. *Phys. Rev. A*, 177:1308, 1969.
- [SPvZ<sup>+</sup>03] Ch. Schwedes, E. Peik, J. von Zanthier, A. Yu. Nevsky, and H. Walther. Narrow-bandwidth diode-laser-based blue and ultraviolet light source. *Appl. Opt. B*, 76:143, 2003.
- [SSM96] K. Schneider, S. Schiller, and J. Mlynek. 1.1-W single-frequency 532-nm radiation by second-harmonic generation of a miniature Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 21:1999, 1996.
- [SSR<sup>+</sup>97] S. Seel, R. Storz, G. Ruoso, J. Mlynek, and S. Schiller. Cryogenic optical resonators: A new tool for laser frequency stabilization at the 1 Hz level. *Phys. Rev. Lett.*, 78:4741, 1997.
- [ST58] A. Schawlow and C. Townes. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, 112:1940, 1958.
- [Sve98] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Plenum Press, 1998.
- [SWW88] I. Schütz, S. Wiegand, and R. Wallenstein. Mit Diodenlasern angeregte Festkörperlaser. *Laser und Optoelektronik*, 20:39, 1988.
- [TAK<sup>+</sup>93] K. Tsubono, A. Araya, K. Kawabe, S. Moriwaki, and N. Mio. Triple-pendulum vibration isolation system for a laser interferometer. *Rev. Sci. Instrum.*, 64:2237, 1993.
- [TBW01] A. Yu. Nevsky, E. Peik, Ch. Schwedes, J. v. Zanthier, Th. Becker, M. Eichenseer, and H. Walther. Indium single ion optical frequency standard. In S. G. Karshenboim, editor, *The Hydrogen Atom - Precision Physics of Simple Atomic Systems*, pages 545–553. Springer Verlag, 2001.
- [TNB95] C. T. Taylor, M. Notcutt, and D. G. Blair. Cryogenic, all-sapphire, fabry-perot optical frequency reference. *Rev. Sci. Instrum.*, 66:955, 1995.

- [Tro78] Yu. V. Troitskii. Optimization and comparison of the characteristics of optical interference discriminators. *Sov. J. Quantum. Electron.*, 8:628, 1978.
- [TYW74] S. Timoshenko, D.H. Young, and W. Weaver. *Vibration Problems in Engineering*. John Wiley & sons, 1974.
- [URHH99] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch. Absolute optical frequency measurement of the cesium d1 line with a mode-locked laser. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3568, 1999.
- [UU93] N. Uehara and K. Ueda. 193 mHz beat linewidth of a frequency-stabilized laser-diode pumped Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 18:505, 1993.
- [UU94] N. Uehara and K. Ueda. Frequency stabilization of two diode-pumped Nd:YAG lasers locked to two Fabry-Perot cavities. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33:1628, 1994.
- [VB92] H. Vanherzeele and J. D. Bierlein. Magnitude of the nonlinear-optical coefficients of  $\text{KTiOPO}_4$ . *Opt. Lett.*, 17:982, 1992.
- [Vei91] P. J. Veitch. Vibration isolation of distributed mechanical oscillators by mechanical suspensions with application to resonant-mass gravitational radiation antenna. *Rev. Sci. Instrum.*, 62:140, 1991.
- [ves] DuPont-Datenblatt. VESPEL.
- [vZAB<sup>+</sup>99] J. v. Zanthier, J. Abel, Th. Becker, M. Fries, E. Peik, H. Walther, R. Holzwarth, J. Reichert, Th. Udem, T. W. Hänsch, A. Yu. Nevsky, M. N. Skvortsov, and S. N. Bagayev. Absolute frequency measurement of the  $^{115}\text{In}^+ 5s^2 1S_0 - 5s5p^3 P_0$  transition. *Opt. Lett.*, 166:57, 1999.
- [vZBE<sup>+</sup>00] J. v. Zanthier, Th. Becker, M. Eichenseer, A. Yu. Nevsky, Ch. Schwedes, E. Peik, H. Walther, R. Holzwarth, J. Reichert, Th. Udem, T. W. Hänsch, P. V. Pokasov, M. N. Skvortsov, and S. N. Bagayev. Absolute frequency measurement of the  $\text{In}^+$  clock transition with a mode-locked laser. *Opt. Lett.*, 25:1729, 2000.
- [WB96] J. Winterflood and D. G. Blair. A long-period conical pendulum for vibration isolation. *Phys. Lett. A*, 222:141, 1996.
- [WD75] D. Wineland and H. Dehmelt. Proposed  $10^{14} \delta\nu < \nu$  laser fluorescence spectroscopy on  $\text{Tl}^+$  mono-ion oscillator III. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 20:637, 1975.
- [WGB85] E. A. Whittaker, M. Gehrtz, and G. C. Bjorklund. Residual amplitude modulation in laser electro-optics phase modulation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2:1320, 1985.
- [WH69] R. W. Wallace and S. E. Harris. Oscillation and doubling of the  $0.946\text{ }\mu\text{m}$  line in  $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ . *Appl. Phys. Lett.*, 15:111, 1969.



- [WH85] N. C. Wong and J. L. Hall. Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise limited detection. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2:1985, 1985.
- [Whi65] A. D. White. Frequency stabilization of gas lasers. *IEEE J. Quantum. Electron.*, page 349, 1965.
- [WK93] W. Wiechmann and S. Kubota. Refractive-index temperature derivatives of potassium titanyl phosphate. *Opt. Lett.*, 18:1208, 1993.
- [XB88] S. Z. Xing and J. C. Bergquist. Thermal shifts of the spectral lines in the  $^4F_{3/2}$  to  $^4I_{11/2}$  Manifold of an Nd:YAG Laser. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 24:1829, 1988.
- [YCIB99] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist. Visible lasers with subhertz linewidths. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3799, 1999.
- [YMS<sup>+</sup>90] Y. Yamamoto, S. Machida, S. Saito, N. Imoto, T. Yanagawa, M. Kitagawa, and G. Björk. Quantum mechanical limit in optical precision measurement and communication. In E. Wolf, editor, *Progress in Optics XXVIII*, pages 87–179. Elsevier Science Publisher, 1990.
- [You00] M. Young. *Optics and Lasers*. Springer-Verlag, 2000.
- [ZKDB85] B. Zhou, T. J. Kane, G. J. Dixon, and R. L. Byer. Efficient, frequency-stable laser-diode-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 10:62, 1985.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Herbert Walther für die interessante und fachübergreifende Themenstellung, die stete Diskussionsbereitschaft und die engagierte Förderung.

Für die Einführung in die Welt der Frequenznormale, sowie für die zahllosen engagierten Diskussionen, Ratschläge und Hilfestellungen im Rahmen des Experiments, wie auch über die darüberhinausgehende interessante Welt der Physik, danke ich Ekkehard Peik.

Für die ebenso ungezählten fruchtbaren Diskussionen und für das freundschaftliche Arbeitsklima gilt mein besonderer Dank Joachim von Zanthier und Thomas Becker.

Bei Christian Schwedes möchte ich mich für die kollegiale Zusammenarbeit, seine stete Hilfsbereitschaft und den abwechslungsreichen Diskussionen, nicht nur über Fragen der Physik bedanken. Für die große Unterstützung in Sachen Softwareprogrammierung gilt mein ganz besonderer Dank Petrisa Eckle.

Bedanken möchte ich mich ferner bei Wolfgang Lange, Matthias Keller sowie den weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die freundschaftliche Atmosphäre.

Für die während ihrer Besuche zahlreichen Diskussionen und der freundschaftlichen Zusammenarbeit sowie deren großes Engagement möchte ich meinen Dank an Mikhail N. Skortsov sowie Maxim V. Okhapkin aussprechen vom Institut für Laserphysik in Novosibirsk, Russland, sowie an die immerwährende Unterstützung der Zusammenarbeit durch Prof. Dr. S. N. Bagayev.

Desweiteren gilt mein Dank der Gruppe von Prof. Dr. T. Hänsch, insbesondere der „Frequenzmesstruppe“ um Thomas Udem, sowie der „Wasserstofftruppe“ um Marc Fischer, für die gute Zusammenarbeit und den zahlreichen interessanten Diskussionen.



## Zusammenfassung

Der  $5s5p\ ^3P_0 - 5s^2\ ^1S_0$  Übergang (Uhrenübergang) eines einzelnen  $\text{In}^+$  Ions ( $\lambda = 236,5\text{ nm}$ ), gespeichert in einer Radiofrequenz bzw. in einer sog. Paul-Falle, ist eines der vielversprechendsten Kandidaten für ein optisches Frequenznormal mit einer geschätzten Genauigkeit von  $10^{-18}$ . Um allerdings den schmalbandigen Uhrenübergang von  $\Delta\nu_{\text{nat}} = 0,8\text{ Hz}$  aufzulösen benötigt man einen äußerst frequenzstabilen Laser als Kurzzeitoszillator, dessen Linienbreite idealerweise kleiner sein sollte als die natürliche Linienbreite dieses Uhrenübergangs. Die Übereinstimmung der 4. Harmonischen der Nd:YAG Laserlinie bei 946 nm mit dem Uhrenübergang im Indiumion eröffnet die Möglichkeit einen diodengepumpten monolithischen Nd:YAG Ringlaser (Miser) für diesen Zweck zu benutzen. Die Frequenzstabilität des freilaufenden Misers muss hierfür allerdings um einige Größenordnungen verbessert werden. Dies wird durch die Stabilisierung auf ein lineares monolithisches Fabry-Perot Interferometer mit Hilfe der Pound-Drever-Hall Stabilisierungsmethode erreicht. Die eingesetzten Referenzresonatoren sind aus verschiedenen Materialien (Zerodur und ULE) mit jeweils unterschiedlichen geometrischen Abmessungen gefertigt, wobei sie jeweils in einer temperaturstabilisierten Vakuumkammer gelagert sind. Das Hauptproblem zur Sicherstellung einer hohen absoluten Frequenzstabilität des Lasers besteht darin, den jeweiligen Referenzresonator so gut wie möglich vor äußeren Störungen wie seismischen Vibrationen oder Temperaturfluktuationen zu schützen. Im Hinblick auf die seismischen Vibrationen stellt sich beispielsweise ein aktiv vibrationsisolierendes System (AVI) nach ausgiebigen Untersuchungen als besonders effizient heraus. Schließlich werden noch mit Hilfe einer zweifachen Frequenzstabilisierung des Misers auf einen Referenzresonator die bisher weltbesten Werte für die Anbindung der Laserfrequenz an die Resonanzfrequenz eines Referenzresonators erreicht. Diese sog. Qualität der Stabilisierung zeigt eine relative Frequenzstabilität von  $< 10^{-16}$ . Um die absolute Frequenzstabilität des Misers zu überprüfen ist der Einsatz eines zweiten Referenzresonators als unabhängiger Frequenzdiskriminator notwendig. Um nun ein Höchstmaß an Unabhängigkeit gegenüber externen Störungen zu erreichen, wird der zweite Referenzresonator auf einem unabhängigen AVI-System im selben Labor bzw. ein weiterer in einem ganz anderen Labor in unserem Institut, das sogar mit einem separaten Fundament ausgestattet ist, aufgebaut. Eine optische Verbindung erhalten die beiden Systeme jeweils durch optische Einzelmodenfasern mit einer Länge von bis zu 100 m. Aufgrund des frequenzverbreiternden Einflusses von Fasern, ist es notwendig eine aktive Faserstabilisierung aufzubauen, womit die verbleibenden Frequenzfluktuationen auf mHz-Niveau gedrückt werden. Außerdem wird gezeigt, dass hinsichtlich der Frequenzstabilitätsmessungen der Gebrauch von zwei unabhängigen Lasern annähernd die selben Ergebnisse liefert, wie für den Fall von zwei unabhängigen Teilstrahlen des Misers. Abschließend werden die Ergebnisse zur absoluten Frequenzstabilität vorgestellt, die die geforderte sub-Hertz Frequenzstabilität aufweisen ( $\frac{\Delta\nu}{\nu} < 10^{-15}$ ).

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass aufgrund der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse hinsichtlich der Frequenzstabilität des Uhrenlasers für das Indium Frequenznormal, eine Basis für mögliche zukünftige Realisierung der SI-Sekunde mit Hilfe eines einzelnen Indiumions geschaffen wurde.

## Summary

The  $5s5p\ ^3P_0 - 5s^2\ ^1S_0$  transition (clock transition) of a single  $\text{In}^+$  ion ( $\lambda = 236,5\text{ nm}$ ), stored in a radiofrequency Paul trap, is one of the most promising candidates for an optical frequency standard with an expected accuracy of  $10^{-18}$ . In order to resolve the narrow clock transition ( $\Delta\nu_{\text{nat}} = 0,8\text{ Hz}$ ), one needs an ultra frequency stable laser as short term oscillator with a linewidth smaller than the natural linewidth of the clock transition. The coincidence of the 4.th harmonic of the Nd:YAG laser line at 946 nm with the indium clock transition offers the possibility of using a diode pumped monolithic Nd:YAG ring laser (Miser) for that purpose. However the frequency stability of the free running Miser has to be improved by several orders of magnitude by stabilizing the laser to a linear monolithic Fabry-Perot-interferometer by means of the Pound-Drever-Hall stabilization technique. The employed reference resonators are made out of different materials (Zerodur and ULE) and have different geometrical dimensions, each placed inside a temperature stabilized vacuum chamber. To achieve the necessary absolute frequency stability of the laser, the reference cavity has to be isolated in the best possible way from environmental perturbations like seismic vibrations or temperature fluctuations. To enable isolation from seismic vibrations, an active vibration isolation system (AVI) turned out to be very effective after extensive tests of its and others performance. By means of a double frequency stabilization of the Miser to one reference resonator, the best values so far of stabilizing the laser frequency to the resonance frequency of the reference cavity, are achieved. This so-called "Quality of Lock" reveals a relative frequency stability of  $< 10^{-16}$ . For investigating the absolute frequency stability of the Miser, a second independent reference resonator is needed as an independent frequency discriminator. In order to avoid common mode rejection, the second cavity is placed on a separate AVI-system, either in the same lab or in a completely different lab, which even has a separate basement. The optical connection is established with single mode fibres with lengths up to 100 m. The spectral broadening of the transmitted light due to the fibres is suppressed by means of an active frequency stabilization to the mHz-level. Further limiting factors for the achievable frequency stability of the laser like, e.g., laser intensity fluctuations are suppressed by a laser intensity stabilization scheme. In addition, it is shown, that in the case of using a Miser, the use of two independent lasers is comparable with the result obtained with only two independent stabilized laser beams of one laser (Miser). Finally the absolute frequency stability of the Miser reaches the required sub-Hertz frequency stability ( $\frac{\Delta\nu}{\nu} < 10^{-15}$ ).

In summary, with the results obtained for the frequency stability of the clock laser for the indium frequency standard, provide the basis for a possible future realization of the SI-second by means of a single  $\text{In}^+$  ion.







