

Ein stabiler Resonator für eine Diodenlaserstabilisierung

Diplomarbeit
vorgelegt von
Wolfgang Trappe

September 1995

angefertigt am
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. W. Ertmer



Hiermit versichere ich, diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den 30. September 1995

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Diodenlaser	3
2.1	Grundlegende Eigenschaften	3
2.2	Der Hollberg-Aufbau	5
3	Stabilisierung von Lasern	8
3.1	Die Flankenregelung	8
3.2	Die Mittenregelung	9
3.3	Das Heterodyn-Verfahren	10
4	Der hochstabile Resonator	14
4.1	Das Modenspektrum	15
4.2	Die Speicherzeit τ	18
4.3	Der Aufbau	19
4.4	Die Messung	22
5	Störfaktoren der Frequenzstabilität	26
5.1	Abweichungen durch den apparativen Aufbau	26
5.1.1	Dopplereffekt	26
5.1.2	Regelpunktschwankungen	28
5.1.3	Frequenzstellelemente	29
5.1.4	Elektronisches Rauschen	29
5.2	Frequenzabweichungen durch den passiven Resonator	29
5.2.1	Mechanische Belastung des Resonators	30
5.2.2	Druckschwankungen in der Vakuumkammer	31
5.2.3	Thermische Ausdehnung des Abstandhalters und der Spiegel	32
5.2.4	Strahlungsdruck auf die Spiegel	33
5.2.5	Langzeitdriften des Resonatormaterials	34

6 Die seismische Isolation	35
6.1 Eindimensionales Model	36
6.2 Mehrdimensionale Systeme	37
6.3 Der 2-dimensionale Aufbau	38
6.3.1 Die vertikalen Schwingungseigenschaften	39
6.3.2 Die horizontalen Schwingungseigenschaften	41
6.4 Parameter des realisierten Aufbaus	43
6.5 Aufbau der seismischen Isolation	44
6.5.1 Die Vakuumkammer	44
6.5.2 Die Zwischenmasse	47
6.5.3 Die Resonatorhalterung	47
7 Die Schwingungsdetektion	49
7.1 Detektion mittels Beschleunigungsaufnehmer	49
7.2 Schwingungsmessung mit Vierquadrant-Dioden	53
7.3 Winkelschwingungen	60
8 Zusammenfassung	61
9 Ausblick	63
A Materialkonstanten	67
B Technische Zeichnungen	68
C Schaltpläne	78

1 Einleitung

Die Spektroskopie gibt uns Information über Eigenschaften von Molekülen und Atomen, indem sie die quantenmechanischen Energieniveaus über ihre Absorption und Emission von Photonen untersucht. Früher erhielt man die Information, indem man die zu untersuchenden Proben erhitzte oder sie z. B. in einem Lichtbogen anregte. Das dabei entstehende Licht wurde spektral zerlegt – dazu standen Interferometer, Gitter und Prismen zur Verfügung – um die charakteristischen Emissionsspektren zu messen. Weiter konnte man die spezifische Absorption der Proben untersuchen, indem sie mit Lichtquellen, die ein kontinuierliches Spektrum emittieren, bestrahlt wurden. Daraus erhielt man das Absorptionsspektrum der Probe.

Durch den Laser als spektroskopisches Instrument sind die Möglichkeiten und die Genauigkeit der Spektroskopie enorm erweitert worden, da der Laser eine Lichtquelle mit extrem hoher spektraler Reinheit und Intensität ist. Mit ihm werden selektiv Übergänge im Atom induziert und somit die Niveaus bestimmt.

Es ist möglich, z. B. durch die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie, sehr geringe Linienbreiten aufzulösen. Ein Problem, das lange Zeit die Auflösung bei der Spektroskopie einschränkte, war die endliche Wechselwirkungszeit des Lasers mit den Atomen. Die Ramsey-Spektroskopie brachte hier eine wesentliche Verbesserung. Die Atome durchfliegen hierbei zwei phasengekoppelte Laserfelder im Abstand D ; im ersten wird ein oszillierendes Dipolfeld induziert, welches mit dem zweiten Lichtfeld wechselwirkt. Die absorbierte Leistung hängt von der relativen Phase des Dipolfeldes zu der des Nachweisfeldes und von der Verstimmung der Felder gegen die Resonanz des Atoms ab. Die theoretische Auflösung dieser Methode ist von dem Abstand der beiden Felder abhängig, den die Atome durchfliegen müssen. Dieser kann jedoch nicht beliebig erhöht werden, da in der Praxis während des Durchfluges der Strecke D Phasenabweichungen aufgrund der begrenzten zeitlichen Kohärenz des Lasers und spontane Zerfälle auftreten. Bei einem Abstand der Felder von etwa 1 m ist die Wechselwirkungszeit nur einige Milisekunden.

Durch den Laser ist auch das Manipulieren von Atomen mittels der Lichtkräfte möglich geworden. Mit den Methoden der Laserkühlung kann die Geschwindigkeitsverteilung eines Atomstrahls stark eingengt werden, wodurch die Auflösung bei der Spektroskopie steigt. Sehr langsame Atome können in (magneto-) optischen Fallen eingefangen und spektroskopiert werden, womit die Verbreiterung aufgrund der endlichen Wechselwirkungszeit des Lichtes mit dem Atom weitgehend unterdrückt werden kann. Es können jetzt atomare Übergänge beobachtet werden, die wenige Hertz Linienbreite haben, wie z. B. die Interkombinationslinie des Magnesiums $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ mit einer natürlichen Linienbreite von nur 30 Hz.

Für diese Anwendungen werden Laser mit extrem geringer Linienbreite benötigt.

Die Kohärenzeigenschaften unstabilisierter Laser reichen jedoch oft nicht aus. Ein unregelmäßiger Diodenlaser, wie er in unserer Arbeitsgruppe verwendet wird, hat z. B. eine Linienbreite von etwa 10 MHz; daher muß er stabilisiert werden. Für Stabilisierungen im normalen Laborbereich werden die in dieser Arbeit beschriebenen passiven optischen Resonatoren genutzt, die aufgrund immer besserer Techniken bei der Spiegelherstellung Linienbreiten von einigen kHz erreichen. Dabei wird der Laser z. B. mit dem Pound-Drever-Verfahren auf eine Resonanz des Resonators stabilisiert. Mit diesen „High-Finesse-Cavities“ ist es möglich, die Trägerfrequenz eines Laser auf einige Hz zu stabilisieren. Die Stabilität ist hierbei für kurze Mittelungszeiten (< 1 s) sehr hoch, die Linienbreite wird bei dieser Methode hauptsächlich durch die Schwankungen der passiven Resonatoren limitiert. Die Resonanzfrequenzen sind aufgrund von Material- und thermischen Driften, mechanischen Störungen und anderen Einflüssen nicht auf lange Zeit stabil (d. h. Stunden bis Tage).

Deswegen wird für die Langzeitstabilität zusätzlich ein atomarer Übergang genutzt (z. B. über die Absorption in einer Gaszelle an einem sättigbaren Übergang). Für kurze Mittelungszeiten (< 1 s) wird bei diesen die Genauigkeit durch die Wechselwirkung der Atome untereinander und mit äußeren Feldern begrenzt, bei langen Mittelungszeiten (1 Tag) wird die Stabilität sehr hoch.

Für unsere Arbeitsgruppe ist daher geplant worden, einen auf einen externen Resonator stabilisierter Diodenlaser als lokalen Standard einzusetzen. Das Licht des stabilisierten Lasers wird dazu über eine Lichtleitfaser in die Labors geleitet, wo die in den Experimenten verwendeten Laser mittels einer Differenzmessung auf den Referenzlaser stabilisiert werden können. Der für die Stabilisierung verwendete passive Resonator hat einen Abstand der longitudinalen Moden von 2 GHz. Dadurch ist es möglich, die Frequenz des Referenzlasers immer in der Nähe der Frequenzen der Laborlaser zu halten, was erst eine genaue Messung der Differenzfrequenz ermöglicht.

Diese Diplomarbeit hatte das Ziel, einen solchen Referenzlaser aufzubauen. Dazu ist ein Diodenlaser verwendet worden, der auf den passiven Resonator stabilisiert werden soll. Für den Träger und die Substrate des externen passiven Resonators ist eine spezielle Titansilikat-Keramik (ULE) verwendet worden, die eine extrem geringe thermische Ausdehnung besitzt. Um den Laser in diesen einzukoppeln, muß er aufgrund der extrem geringen Linienbreite der Resonatormoden vorstabilisiert werden. Dazu ist ein sogenannter Hollberg-Aufbau verwendet worden. Mechanische und akustische Störungen, die auf den Resonator wirken, werden mittels einer seismischen Isolation innerhalb einer Vakuumkammer soweit reduziert, daß eine relative Frequenzgenauigkeit von $10^{-12} - 10^{-13}$ innerhalb von einigen Sekunden bis zu einigen Minuten möglich sein sollte. Für die empfindliche Detektion der Bewegung des Resonators in der seismischen Isolation ist ein neuartiges System konzipiert und aufgebaut worden, welches eine Messung von Auslenkungen im sub- μ m-Bereich gestattet.

2 Die Diodenlaser

Die in dieser Arbeit verwendeten Laser sind Diodenlaser der Firma Hitachi (HLP1400) mit einer Ausgangsleistung von etwa 5 mW und ein Diodenlaser der Firma Spectra Diode Labs (SDL) mit ca. 30 mW Lichtleistung.

2.1 Grundlegende Eigenschaften

Diodenlaser haben sich in letzter Zeit als preiswerte und gut anwendbare Lasersysteme etabliert [Ham89, WH91]. Die größten Vorteile von Diodenlasern liegen auf der Hand:

- sie sind preisgünstig (zwischen 300-4000 DM für eine handelsübliche Diode);
- aufgrund ihrer geringen Größe ermöglichen sie einen sehr kompakten Aufbau;
- sie haben einen sehr großen Wirkungsgrad; (mehr als 50% gegenüber wenigen Prozent bei Farbstofflasern)
- sie sind durchstimmbare über einen großen Spektralbereich;
- der Aufbau eines Diodenlasers ist mit relativ geringem technischen Aufwand verbunden.

Die Nachteile, die zum großen Teil aus der Bauweise resultieren:

- sie haben eine große Linienbreite;
- sie sind empfindlich gegen Elektrostatik;
- sie weisen eine große Divergenz im Strahlprofil auf;
- ihr Strahlprofil ist elliptisch und astigmatisch;
- sie sind extrem empfindlich gegen optische Rückkopplungen;
- sie haben eine relativ geringe Ausgangsleistung (Diodenlaser größerer Leistung werden zur Zeit entwickelt).

Diodenlaser sind vom Prinzip her aufgebaut wie herkömmliche Dioden. Legt man in Durchlaßrichtung eine Spannung an, bildet sich eine schmale Zone aus, in der sich die für einen Laser erforderliche Besetzungsinversion ausbildet. Durch Rekombination entsteht Strahlung, die in dieser Zone kohärent verstärkt wird. Der

Resonator eines Diodenlasers wird durch die planparallele Vorder- und Rückseite der Diode gebildet, die man durch Abspaltung in einer Kristallachse erreicht. Allein aufgrund des großen Brechungsindex des Halbleitermaterials von etwa $n = 3,5$ (GaAs) erreicht man eine Reflektivität der Spaltflächen von etwa 35%. Durch diese relativ geringe Reflektivität besitzt der Resonator eine große Linienbreite, woraus aufgrund der (modifizierten) Schawlow-Townes-Beziehung eine große spektrale Breite des Lasers folgt [Wyn93, Dem93]:

$$\frac{\Delta\nu_L}{\nu_L} \geq \frac{\pi h \Delta\nu_C^2}{P_L} \cdot (\alpha^2 + 1) \quad (1)$$

mit $P_L =$ Laserleistung und $\Delta\nu_C =$ Linienbreite der Moden des passiven Laserresonators. Diese Formel ergibt sich im wesentlichen aus den Phasenfluktuationen durch spontane Emission in der aktiven Zone; bei steigender Leistung sinkt der Anteil des spontan emittierten Lichtes und damit die relative Linienbreite. Die Modifikation der Formel für Diodenlaser besteht aus dem Faktor $\alpha^2 + 1$, der die speziellen Eigenschaften des Diodenlasers beinhaltet. Er beschreibt die Abhängigkeit des Brechungsindex des Halbleitermaterials von der Ladungsträgerdichte im Leitungs- und Valenzband. Diese theoretische Breite wird in der Praxis durch technische Faktoren nicht erreicht. Die Linienbreite kann aber durch geeignete Maßnahmen, etwa durch optische Rückkopplung, vermindert werden.

Ein Vorteil der Laserdioden ist ihre Durchstimbarkeit: sie können über die Temperatur und den Injektionsstrom in der aktiven Schicht in ihrer Frequenz geregelt werden. Die Grundfrequenz von Diodenlasern ist durch den Energieabstand der Halbleiterniveaus bestimmt. Temperaturänderungen führen zu einer Veränderung der optischen Weglänge $n \cdot L$ des Resonators aufgrund der Längenausdehnung und zudem zu einer Verschiebung des Verstärkungsmaximums des Halbleitermaterials, damit also zu anderen Frequenzen der Resonatormoden $\nu = N \cdot \frac{c}{2nL}$, $N \in \mathcal{N}$. Eine Erhöhung des Stromes führt aufgrund der Jouleschen Wärme ebenfalls zu Temperatursteigerung und zu der damit verbundenen Längenänderung des Resonators. Auch wird hierbei die Ladungsträgerdichte erhöht, wodurch sich der Brechungsindex des Halbleiters ändert. Allerdings steigt mit dem Strom auch die Ausgangsleistung; dieser Effekt ist jedoch für kleine Modulationen meist vernachlässigbar, da die relative Erhöhung der Leistung nur etwa ein Zehntel der Frequenzvariation beträgt.

Dadurch, daß mit einer variablen Größe mehrere Parameter des Lasers verändert werden, ergibt sich bei der Frequenzabhängigkeit bezüglich des Stromes ein treppenförmiges Verhalten; die Frequenz des Lasers sinkt mit steigendem Strom, der Laser zeigt dabei aber Modensprünge, die zu einem Stufenprofil führen, das für jeden Laser anders aussehen kann. Auf den einzelnen Stufen ist der Zusammenhang von Strom zu Frequenz jedoch fast linear. In Arbeiten am IAP wird versucht, das Erstellen von Modenkarten zu automatisieren [Uml95], so daß man die gewünsch-

te Frequenz direkt einstellen kann und somit die Handhabung der Laserdioden wesentlich vereinfacht wird.

Diodenlaser werden immer häufiger da eingesetzt, wo abstimmbare Laser nötig sind, und ersetzen hier die schwierig handhabbaren Farbstofflaser. Aber auch in anderen Bereichen werden sie in wachsendem Maße aufgrund ihrer geringen Größe und ihrer Einfachheit eingesetzt.

2.2 Der Hollberg-Aufbau

Aufgrund der oben genannten Nachteile eines Diodenlasers müssen einige Maßnahmen vorgenommen werden, die den praktischen Einsatz der Diodenlaser im Labor ermöglichen. Insbesondere muß die Linienbreite des Lasers verringert werden, um eine effiziente Einkopplung in den im Experiment verwendeten externen Resonator (s. Kapitel 4) zu gewährleisten, da dieser selber eine extrem geringe Linienbreite besitzt. Die eingekoppelte Leistung ist proportional zum Überlapp der Mode des Lasers mit der des Resonators, so daß bei zu breiter Laserlinie nicht genügend Leistung in eine Resonatormode einkoppelt.

In Abbildung 1 ist ein möglicher Laserdiodenaufbau, der sogenannte Hollberg-Aufbau [Dah87], der in dieser Arbeit verwendet worden ist, skizziert.

Die Divergenz des Ausgangsstrahls der Diode wird durch einen Kollimator (Melles Griot 06GLC002 mit $f = 8\text{mm}$) kompensiert. Weiterhin ist der Strahl meist astigmatisch, weshalb zur Kompensation teure und gute Linsensysteme zur Anwendung kommen. Qualitativ minderwertige System haben den Nachteil, den Strahl in seinem Profil stark zu verschlechtern, was durch zusätzliche Optik kompensiert werden muß, wodurch jedoch die verfügbare Leistung reduziert wird.

Der eigentliche Aufbau dieser Vorstabilisierung besteht aus dem Fabry-Perot-Resonator (FPR), dem Glasplättchen und dem Spiegel. Ein geringer Teil des Lichtes wird mittels des Glasplättchens und eines Spiegels in den externen Resonator, einen konfokalen Resonator mit einer Finesse von < 100 , der mit einem Piezo durchstimmbar ist, in der sogenannten V-Konfiguration eingekoppelt. Ist der Laser in Resonanz mit einer Mode des FPR, so wird das eingekoppelte Licht nach einem Umlauf in die Laserdiode zurückreflektiert, was dazu führt, daß die Diode vorzugsweise auf der resonanten Frequenz emittiert, da hier die Laserresonatorverluste minimiert werden.

Diesen Effekt kann man ausnutzen, um den Laser über einen gewissen Bereich (einige hundert MHz bis zu einigen GHz) zu verstimmen [Lau], indem man die Resonanzfrequenz des FPR durch Verfahren des Spiegels und damit die Frequenz des zurückgekoppelten Lichtes regelt.

Durch die Rückkopplung des Lichtes verringert sich die Linienbreite des Lasers von einigen 10 MHz bis auf einige 10 kHz und darunter [Dah87, LCB89]. Die

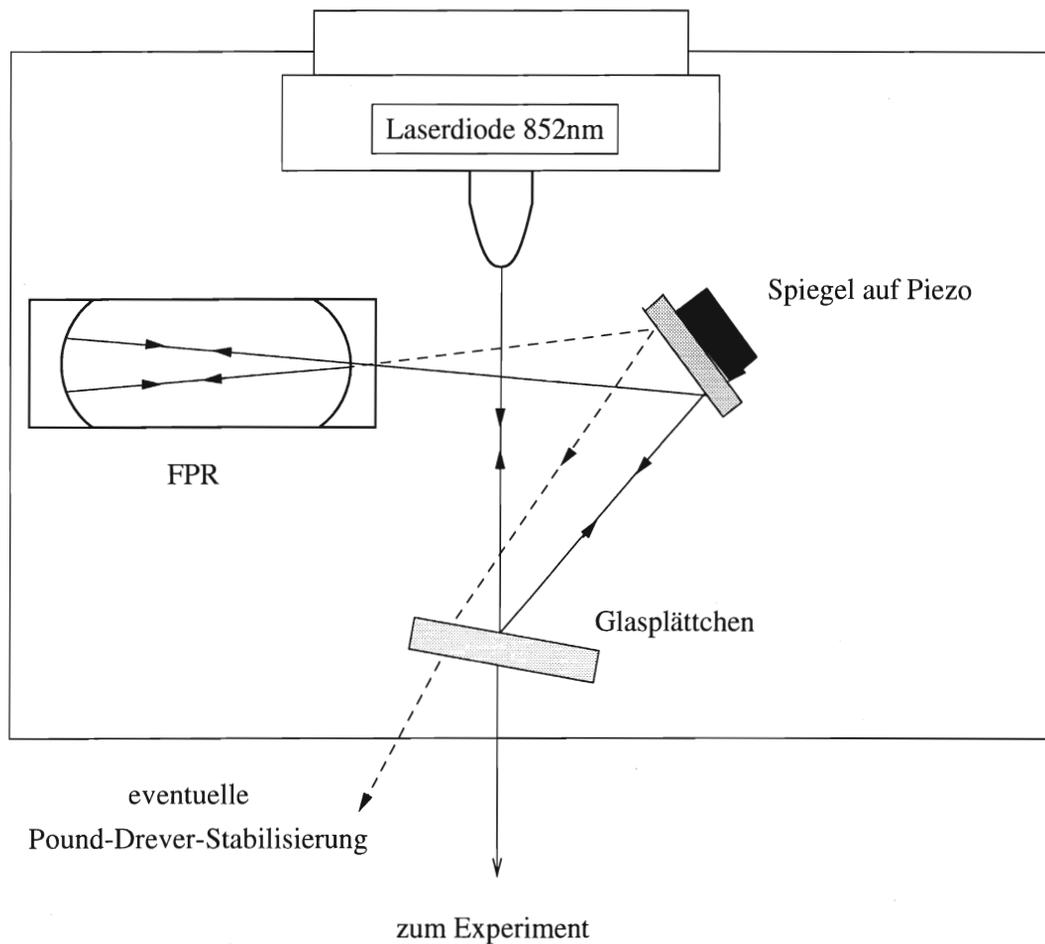


Abbildung 1: Der Hollbergaufbau

Laserfrequenz ist sehr empfindlich auf Phasenschwankungen des rückgekoppelten Lichtes, daher wird die Phase durch eine hinter den Spiegel geklebte Piezokeramikscheibe angepaßt, da sie sich beim Einjustieren der Spiegel und beim Verfahren des FPR-Spiegels oder auch durch thermische Schwankungen stark verändern kann.

Kurz vor der Facette der Laserdiode ist ein Stückchen Mikroskop-Deckglas auf einem Biegepiezo montiert, über den die Entfernung des Glasplättchens zur Facette eingestellt werden kann. Dieses bildet mit der Rückseite der Laserdiode einen Resonator geringer Güte, wodurch man eine zusätzliche Möglichkeit hat, den Laser auf eine Frequenz zu stabilisieren bzw. in seiner Frequenz zu regeln.

Andere Verfahren, die in unserer Arbeitsgruppe zur Anwendung kommen, verwenden als frequenzselektives Element statt des FPR ein Gitter, welches in erster Ordnung in den Laser rückreflektiert. Der Hollbergaufbau bietet hier eine geringere Linienbreite als der Gitteraufbau, daher ist dieser in dieser Arbeit vorgezogen worden.

Die Frequenz einer Laserdiode ist –wie oben erwähnt– temperaturabhängig, daher muß die Diode thermisch stabilisiert werden, da sich sonst schon aufgrund geringer Raumtemperaturschwankungen die Frequenz des emittierten Lichtes verändert. Zu diesem Zweck ist der Laserchip auf ein Peltierelement montiert, das über eine Stromquelle gespeist wird. Diese stellt mittels eines Fühlers (AD590J) die Temperatur auf einen vorgegebenen Wert ein, wodurch man auch den Laser verstimmen kann. Der gesamte Aufbau steht zusätzlich in einem temperaturstabilisierten Kasten, der Raumtemperaturschwankungen für den optischen Aufbau des Hollbergbaus ausregeln soll.

3 Stabilisierung von Lasern

Allgemein wird zur Frequenzstabilisierung von Lasern ein frequenzselektives Element benötigt, das bei Abweichung der Laserfrequenz von einem Sollwert ein Fehlersignal liefert, auf das man den Laser in seiner Frequenz regeln kann.

Auch der Hollbergbau (s. S. 6) ist im Prinzip eine Frequenzstabilisierung des Lasers. Der FP-Resonator ist hier der Frequenzdiskriminator, jedoch wird ohne zusätzlichen Aufbau wie Elektronik bzw. Mechanik geregelt.

In den meisten Stabilisierungen kommt ebenfalls ein FPR zum Einsatz, auf den der Laser elektronisch reguliert wird. Allerdings ist die thermische Drift dieser Aufbauten ein Problem. Für die Langzeitstabilität wird daher häufig zusätzlich ein atomarer Übergang als Referenzelement genutzt, wie z. B. eine Absorptions-Jodzelle bei Helium-Neon-Gaslasern.

3.1 Die Flankenregelung

Die Abbildung 2 zeigt das Prinzip der Flankenregelung: Ein FPR liefert mittels einer Photodiode ein Transmissionssignal des Laserstrahles, das frequenzabhängig ist. Die Frequenzschwankungen des Laserlichtes werden so in Amplitudenschwankungen des detektierten Photostromes umgewandelt.

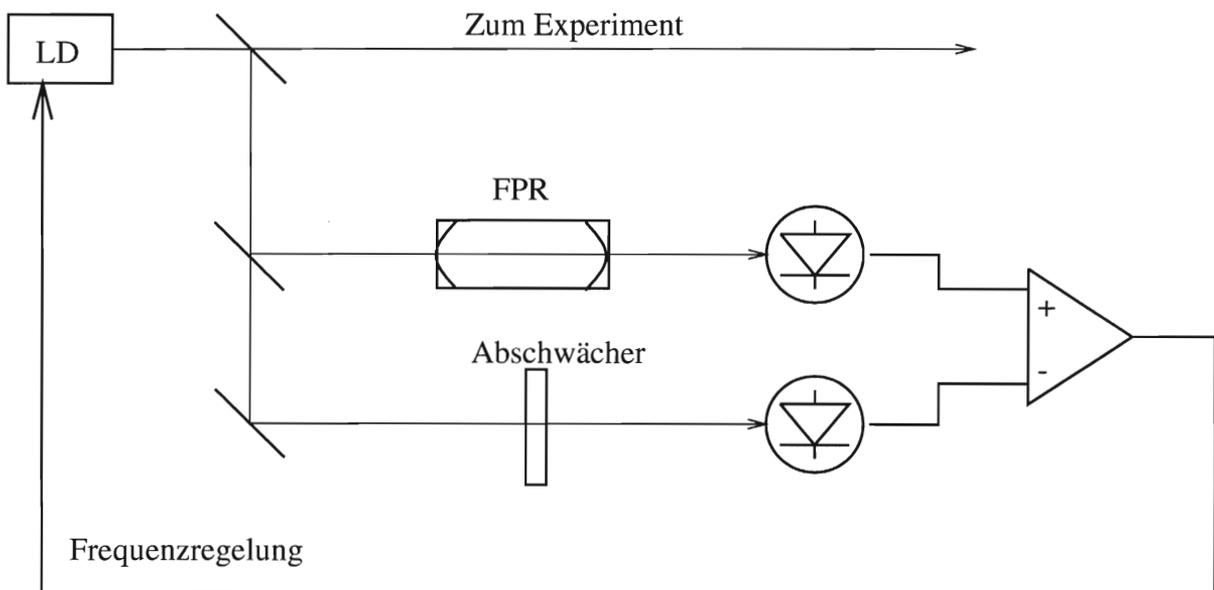


Abbildung 2: Aufbau einer Flankenregelung

Der Laser wird nun auf einen Regelpunkt an einer Flanke eines Transmissionmaximums stabilisiert. Dazu wird lediglich von dem Signal der Photodiode ein

Offset subtrahiert, das resultierende Signal kann direkt als Fehlersignal für eine Frequenzregelung dienen. Die Offsetspannung liefert meist eine zweite Photodiode. Mittels eines geeigneten Abschwächers wird die Spannung der zweiten Diode so geregelt, daß die Differenzspannung der beiden Dioden im Regelpunkt verschwindet.

Der Vorteil dieser Regelung ist ihre große Regelbandbreite und das relativ einfache Prinzip dieses Stabilisierungsverfahrens. Die Nachteile liegen in der technischen Realisierung: Die Dioden können in ihrer Frequenz- und Intensitätsabhängigkeit gegeneinander variieren bzw. driften, und die Lage der zwei Strahlen auf den Photodioden kann sich unterschiedlich dejustieren, wodurch in beiden Fällen durch Frequenz- und Intensitätsschwankung im Aufbau ein Frequenzfehler des Lasers vorgetäuscht wird. Ein weiterer wesentlicher Nachteil ist, daß man nicht auf das Intensitätsmaximum regeln kann, was aber für viele Anwendungen gewünscht ist (z. B. für eine Stabilisierung auf einen atomaren Übergang). Dieser Nachteil wird bei dem nachfolgenden Verfahren vermieden.

3.2 Die Mittenregelung

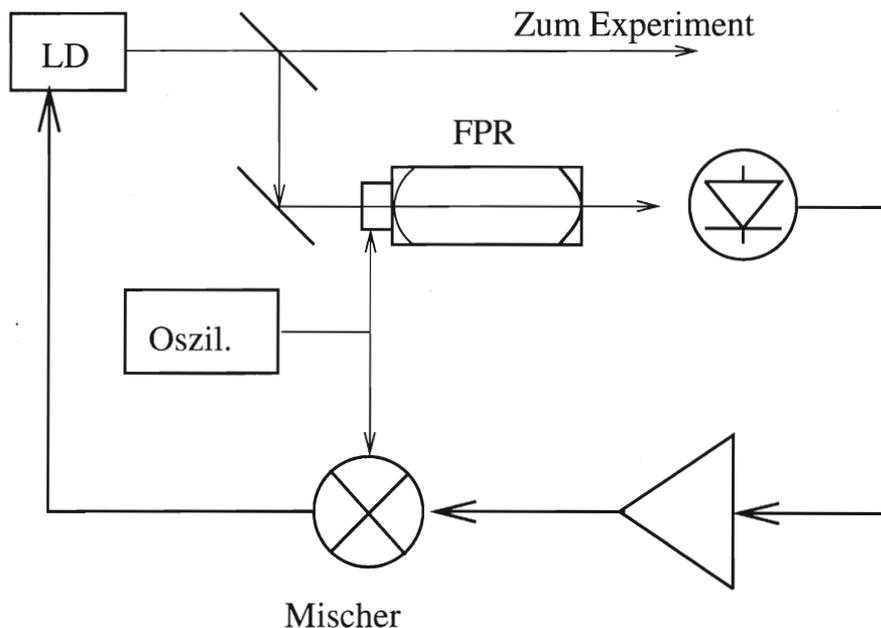


Abbildung 3: Aufbau einer Mittenregelung

Für die Mittenregelung (Bild 3) ist es nötig, die Laserfrequenz oder den FPR zu wobbeln, d. h. mit kleinem Hub zu modulieren. Meist wird hierzu ein Spiegel des FPR auf einen Piezokristall geklebt und mit einem Funktionsgenerator periodisch verfahren. Dabei ändert sich die Transmission des FPR, was über eine

Photodiode nachgewiesen wird. Das somit amplitudenmodulierte Signal wird mit einem Lock-In-Verstärker phasenempfindlich gleichgerichtet. Damit erhält man ein Fehlersignal, welches proportional zur Ableitung der Transmissionskurve im Regelpunkt ist. Die Laserfrequenz kann somit auf das Transmissionsmaximum des Resonators stabilisiert werden. Der Nachteil dieser Methode ist, daß man den Laser oder den FPR modulieren muß. Beim Verfahren des FPR-Spiegels ist die Regelgeschwindigkeit durch die mechanische Belastbarkeit des Spiegels und des Piezokristalls limitiert (Resonanzen). Außerdem wird dadurch die mechanische Stabilität des FPR verschlechtert. Daher kommt dieser Aufbau für eine hochgenaue Stabilisierung nicht in Frage.

3.3 Das Heterodyn-Verfahren

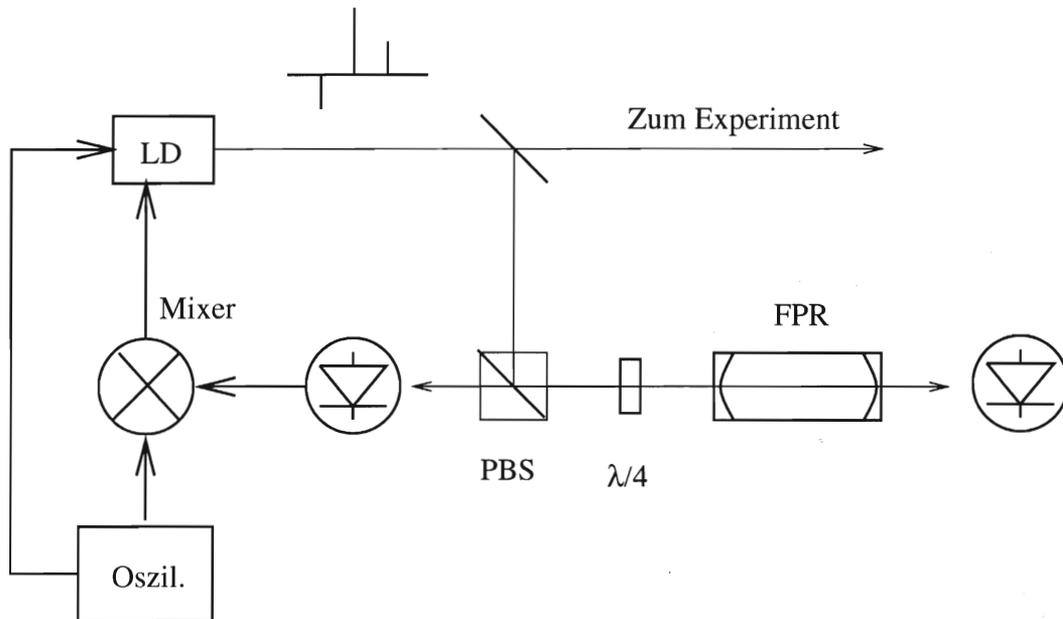


Abbildung 4: Das Pound-Drever-Hall-Verfahren

Ein weiteres und mittlerweile oft benutztes Verfahren ist das Heterodynverfahren (auch Phasenmodulations- oder Pound-Drever-Hall-Verfahren). Dieses vermeidet die Nachteile der vorher erklärten Stabilisierungen. Es wurde erstmalig von Pound [Pou46] zur Stabilisierung von Mikrowellenoszillatoren verwendet und ist von Drever und Hall [Dre83] auf Laser erweitert worden.

Dem Laserlicht werden durch Phasenmodulation Seitenbänder aufgeprägt; das phasenmodulierte Lichtfeld ist

$$E(t) = E_0 \exp(i(\omega_0 t + M \sin \Omega t)) + c.c. \quad (2)$$

M nennt man den Modulationsindex.

Entwickelt man diese Funktion in einer Fourierreihe, so ergibt sich:

$$E(t) = E_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n J_n(M) e^{in\Omega t} + c.c. \quad (3)$$

Für kleine Modulationstiefen läßt sich die Reihe nähern,

$$E(t) = E_0 \left(\left(1 - \frac{M^2}{4}\right) \cos \omega_0 t + \frac{M}{2} \cos(\omega_0 + \Omega)t - \frac{M}{2} \cos(\omega_0 - \Omega)t \quad \dots \right), \quad (4)$$

das heißt, man erhält neben dem Träger zwei Seitenbänder gleicher Intensität, aber entgegengesetzter Phase.

Auf einer Photodiode erzeugt dieses Licht einen Photostrom, der neben dem Strom der Grundfrequenz auch Wechselströme mit den Schwebungsfrequenzen der verschiedenen Frequenzanteile des modulierten Lichtes enthält.

Die Seitenbänder haben jedoch gerade gleiche Intensität, aber entgegengesetzte Phase, so das sich diese Anteile wegheben und nur der Träger beiträgt.

Wird jedoch die Symmetrie der Phasen oder der Intensitäten der Seitenbänder gestört, z. B. durch ein FPR, so ist dies nicht mehr der Fall; die beitragenden Interferenzterme kompensieren sich nicht mehr. Der Phasenversatz der verschiedenen Frequenzanteile ist abhängig von dem relativen Abstand zur Resonanz des FPR. Ist der Laser mit der Trägerfrequenz nicht genau auf der Resonanz, erhält man einen Wechselstrom mit der Frequenz Ω , den man wiederum mit der Lock-In-Technik nachweisen kann.

A. Schenzle et al. [Sche83] zeigten, daß sich die Intensitäten des von einem Resonator reflektierten (I_r) und transmittierten Lichtes (I_t) nach folgenden Formeln berechnen:

$$I_r(\Omega) = -2I_0 J_0(M) J_1(M) \Omega \gamma^2 \Delta \frac{\gamma^2 + \Delta^2 - \Omega^2 + 2i\gamma\Omega}{(\gamma^2 + \Delta^2)(\gamma^2 + (\Delta + \Omega)^2)(\gamma^2 + (\Delta - \Omega)^2)} \quad (5)$$

$$I_t(\Omega) = \frac{2\Omega\Delta}{R} I_0 J_0(M) J_1(M) \frac{\Omega^2(\gamma^2 + \Delta^2 + \Omega^2) + i\gamma\Omega(\gamma^2 + \Delta^2 + \Omega^2)}{(\gamma^2 + \Delta^2)(\gamma^2 + (\Delta + \Omega)^2)(\gamma^2 + (\Delta - \Omega)^2)} \quad (6)$$

mit

Ω = Modulationsfrequenz

γ = halbe Resonanzbreite des Resonators

Δ = Differenzfrequenz zwischen Laser und Resonatorresonanz

I_0 = eingekoppelte Leistung

R = Reflektivität der Spiegel.

Demoduliert man das daraus resultierende Signal mit 0° Phasenversatz, erhält man eine absorptionsartige Frequenzabhängigkeit, bei 90° Phase eine dispersionsartige Kurve, sowohl in Absorption als auch in Reflexion. Das Dispersionsignal eignet sich aufgrund seiner steilen Flanke im Regelpunkt hervorragend zur Stabilisierung (Abb. 5).

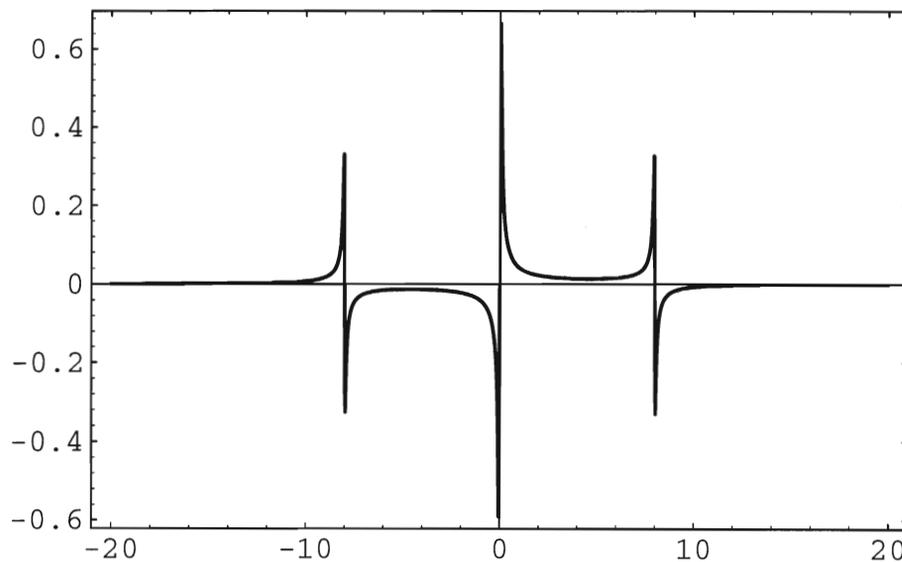


Abbildung 5: Das Pound-Drever-Hall-Signal: Abszisse ist der Frequenzversatz in MHz, Ordinate in Einheiten von $I_0 J_0(M) J_1(M)$. Modulationsfrequenz $\Omega = 8$ MHz, Linienbreite 30 kHz.

Es gibt also zwei mögliche Stellen, an denen man ein Fehlersignal abgreifen kann: zum einen in Transmission des Resonators und zum anderen in Reflexion. Aus den Eigenschaften des Resonators (s. S. 14) ergibt sich jedoch, daß Licht, welches in den Resonator eingekoppelt wird, mit der Zeitkonstanten τ verzögert wieder aus dem Resonator heraustransmittiert wird. Das bedeutet, daß auch die Detektion in Transmission um τ –die Speicherzeit des Resonators– verzögert ist, während das Signal in Reflexion sich aus dem reflektierten Licht und dem aus dem externen Resonator heraustransmittierten Licht ergibt, wodurch man sofort ein Fehlersignal zur Regelung ableiten kann; dieses Verfahren ist also sehr schnell. In Transmission fallen bei größer werdender Modulationsfrequenz die Seitenbänder nicht mehr in die Resonanzkurve des Resonators, das Heterodynsignal verschwindet. Die Amplitude des Regelsignals ist in Transmission aus diesem Grund abhängig von der Modulationsfrequenz des Laserlichtes.

Daher ist eine Regelung auf das Reflexionssignal für eine sehr schnelle Stabilisierung gut geeignet; das Verfahren ermöglicht die Stabilisierung eines Lasers im sub-Hz-Bereich [ZH92]. Bild (4) zeigt den Pound-Drever-Aufbau.

Man sieht in Abb. 5 die extrem steile Regelflanke des Pound-Drever-Hall-Signals. Der Fangbereich dieser Regelung ist gleich der Modulationsfrequenz. Da die Steilheit der Regelflanke und somit die Güte einer Regelung abhängig von der Linienbreite des Resonators ist, auf den stabilisiert wird, werden hier Resonatoren verwendet, die eine extrem geringe Resonanzbreite haben.

Die Eigenschaften solcher optischen Resonatoren werden im nächsten Kapitel untersucht.

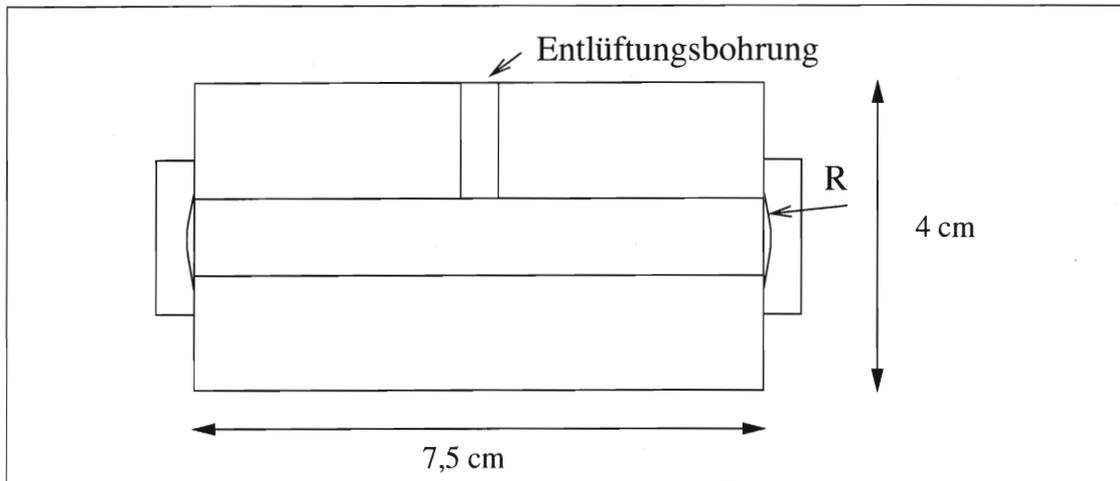


Abbildung 6: Der passive ULE-Resonator: Transmission der Spiegel etwa 20-30 ppm, $R_1 = R_2 = 1\text{m}$

4 Der hochstabile Resonator

Der hochstabile externe Resonator ist das Kernstück des Versuchsaufbaus. Er besteht aus einem zylindrischen Abstandshalter mit einer axialen Bohrung und den zwei auf den Enden angebrachten Spiegeln (Abb. 6).

Als Material für den Abstandshalter wurde ULE (Ultra Low Expansion), eine spezielle Glaskeramik aus Titansilikat der Firma Corning [Corn] gewählt, die einen extrem kleinen Temperaturexpansionskoeffizienten hat. Dies wird dadurch erreicht, daß das Material aus zwei Phasen besteht: einer amorphen Phase und einer auskristallisierten Phase. Diese beiden Phasen haben entgegengesetzte thermische Ausdehnungskoeffizienten, woraus der geringe Gesamtausdehnungskoeffizient von $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}/\text{K}$ resultiert ¹ [Corn].

Bei einer Temperaturdifferenz von 1°C dehnt sich der 7,5 cm lange Keramikkörper um etwa $0,22 \mu\text{m}$ aus, was eine relative Frequenzänderung $\frac{\delta\nu}{\nu}$ von $3 \cdot 10^{-8}$ zur Folge hat (s. S. 26).

Die Spiegelsubstrate sind ebenfalls aus ULE gefertigt, um thermische Spannungen zwischen den verbundenen Teilen zu vermeiden. Im Laufe des Aufbaus hat sich jedoch anhand des Modenspektrums gezeigt, daß die montierten Spiegel einen Radius von $R_{1/2} = 1\text{m}$ statt $R_{1/2} = 50\text{cm}$ aufweisen und daher offenbar die als Ersatzspiegel gekennzeichneten sind, für die laut Herstellerangaben BK7-Substrate verwendet wurden. Die Spiegel sind hochreflektiv, sie haben eine Transmission von nur $T = 20\text{ppm}$.

¹zum Vergleich: $\alpha_{\text{Aluminium}} \approx (10^{-3} - 10^{-4})\text{K}^{-1}$.

Die Spiegelsubstrate wurden durch optisches Ansprengen auf den Abstandshalter angefügt [Gös95], d. h. daß die hochgenau polierten Teile lediglich aufeinander-gesetzt werden und allein durch die extrem großen Adhäsionskräfte aneinander haften bleiben. Durch dieses Verfahren wird ein Wandern der Spiegel, wie es beim Kleben auftritt, verhindert. Allerdings sind bei diesem Verfahren sogenannte Mikro-Erdbeben [Ste87] beobachtet worden, die aus Restspannungen der verbundenen Teile gegeneinander resultieren. Ein weiterer wesentlicher Vorteil besteht darin, daß keine beweglichen Teile –wie auf Piezokeramiken befestigte Spiegel– verwendet werden, wodurch eine hohe mechanische Stabilität erreicht wird.

Da der Resonator in einer Vakuumkammer eingesetzt wird, ist eine Entlüftungsbohrung nötig.

4.1 Das Modenspektrum

Das elektrische Feld in einem Resonator mit rechteckigen Spiegeln kann nach Kogelnik und Li [KL66] entwickelt werden nach den Moden E_{mn} :

$$E_{mn}(x, y, z) = E_{mn0} H_m\left(\frac{x}{\sqrt{2}w}\right) H_n\left(\frac{y}{\sqrt{2}w}\right) \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{w^2}\right). \quad (7)$$

Aus den geometrischen Daten ergibt sich damit das Modenspektrum eines nicht-entarteten Resonators nach [Kneu89]:

$$\nu_{qmn} = \frac{c}{2L} \left(q + (m + n + 1) \frac{\arccos \sqrt{g_1 g_2}}{\pi} \right) \quad (8)$$

mit

$$\begin{aligned} g_i &= 1 - \frac{L}{R_i} \\ R_i &\text{ Radius des Spiegels } i \\ q, m, n &\in \mathcal{N}, \text{ Ordnung der Moden} \\ L &= \text{Länge des Resonators} \\ E_{mn0} &\text{ in die Mode } mn \text{ eingekoppelte Feldstärke} \\ w &\text{ Radius der Modentaille} \\ H_n(x) &\text{ Hermite-Funktion } n\text{-ter Ordnung} \end{aligned}$$

Eigentlich sollte aufgrund der Symmetrie des Resonators und der Spiegel das Feld nach Eigenfunktionen mit Zylindersymmetrie (Laguerre-Polynome) zu entwickeln

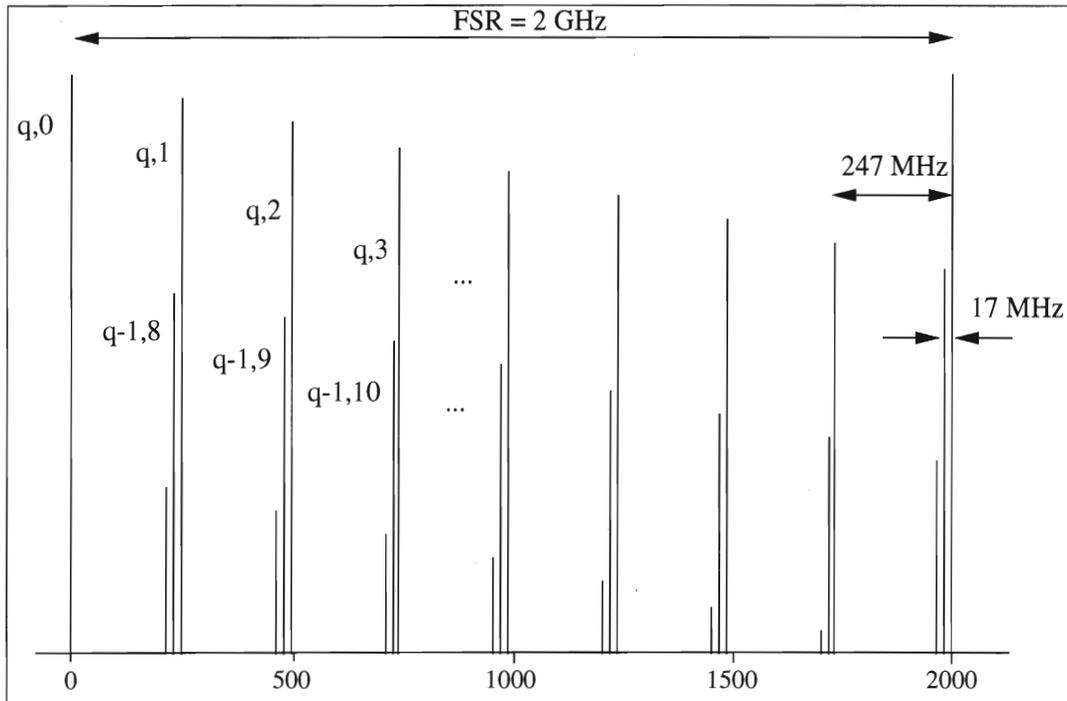


Abbildung 7: Das berechnete Modenspektrum des verwendeten Resonators mit $R_1 = R_2 = 1$ m, $L = 75$ mm, mit den Moden (q, l) , wobei $l = m + n$ ist.

sein. Allerdings konnten bei den späteren Messungen nur Moden beobachtet werden, die sich mit Gl. (7) und (8) beschreiben lassen. Auch in den Messungen anderer Gruppen [Pap94] ist ein solches Verhalten zu sehen. Anscheinend wird hier die Zylindersymmetrie durch andere Faktoren gebrochen. Das könnten z. B. leicht unterschiedliche Krümmungsradien der Spiegel in aufeinander senkrechten Richtungen sein, die für beide Spiegel gegeneinander verdreht sind. Darauf deuten auch Asymmetrien in der Intensität der aufgenommenen CCD-Kamerabilder der räumlichen Modenstrukturen (Abb. 12) hin. Die Intensitätsverteilung des TEM_{00} -Mode, auf den stabilisiert wird, ist allerdings unabhängig von dem Basis-system, in dem die Entwicklung nach Eigenfunktionen beschrieben wird.

Die Abbildung 7 gibt eine Übersicht über die relative Lage der Moden des Resonators. Die relative Intensität der Moden ist nach Gl. (7) abhängig von der Einkopplung des Lasers in den Resonator. Daher wird eine Modenanpassung des Laserstrahles vorgenommen, die auf den Mode, der für die Stabilisierung verwendet wird, optimiert werden muß (im Normalfall der TEM_{00} -Mode). Der Abstand der Moden sollte größer als die Modulationsfrequenz sein, um eine saubere Stabilisierung auf einen einzelnen Mode zu erreichen und ein Springen der Stabilisierung auf Nachbarmoden zu verhindern.

In unserem Fall sollten laut Gleichung (8) die Modenabstände

2 GHz	für die longitudinalen Moden,
247 MHz	für die transversalen Moden, und
17 MHz	für die longitudinalen Moden zu den nächsten transversalen Moden betragen.

Den Abstand der longitudinalen Moden $\delta\nu = c/2L$ bezeichnet man auch als freien Spektralbereich. Bei einem vollständig entarteten (konfokalen) Resonator, der zwar einfacher zu handhaben wäre, führt eine geringe Dejustierung der Abstände der Spiegel bei leichter Änderung der Einkopplung des Laserstrahls in den Resonator zu einem scheinbaren Driften des Resonators durch Modensprünge, da die Entartung geringfügig aufgehoben wird. Daher kommt für eine hochgenaue Stabilisierung nur ein nichtentarteter Resonator in Betracht. Die Moden des verwendeten Resonators sind allerdings für gleiche Summen der Indizes ($n+m$) auch entartet. Daher ist es günstiger – auch wegen Intensitätsgründen der Einkopplung – auf den nichtentarteten TEM_{00} -Mode zu stabilisieren.

4.2 Die Speicherzeit τ

Das für die Stabilisierung wichtigste Datum ist die Linienbreite der Resonanzen des Resonators und somit die Finesse F , die die relative Linienbreite $\Delta\nu$ der Resonanzen zum Abstand $\delta\nu$ der longitudinalen Moden q in Gleichung (8) angibt.

$$F = \frac{\delta\nu}{\Delta\nu} \quad . \quad (9)$$

Laut Herstellerangaben [PMS] sollte die tatsächliche Finesse des Resonators größer als 50000 sein, der theoretische Wert der Finesse

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (10)$$

liegt wesentlich darüber. Die Linienbreite des Resonators sollte somit nicht größer als 40 kHz sein.

In den Resonator eingekoppeltes Licht wird zwischen den Spiegeln hin- und herreflektiert. Dabei wird an jedem Spiegel entsprechend der Reflektivität der Spiegel ein Teil des Lichtes wieder ausgekoppelt.

Ist die Dauer $\Delta t = 2L/c$ eines Umlaufes im Resonator wesentlich kleiner als die Speicherzeit τ (mittlere Verweildauer der Photonen im Resonator), d. h. daß die Transmission bei einem Spiegel sehr klein gegen die Gesamtintensität im Resonator ist, kann das Abklingverhalten durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden:

$$P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{2V}{\Delta t} t\right) = P_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad . \quad (11)$$

Die Speicherzeit ist damit definiert als

$$\tau = \frac{L}{Vc} \quad . \quad (12)$$

V beschreibt in dieser Gleichung die gesamten Verluste, also sowohl die Transmission T als auch Streuung und Absorption zwischen den Spiegeln und die Beugungsverluste. Laut Herstellerangaben liegt die Transmission bei etwa 30 ppm, woraus eine Speicherzeit von etwa $8 \mu\text{s}$ resultiert ² und damit eine Finesse von $F = 10^5$.

Über die Messung der Speicherzeit kann die Linienbreite der Resonanzen über Fouriertransformation bestimmt werden:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} \quad . \quad (13)$$

²Eine andere Angabe aus den Unterlagen lautete 20 ppm, somit $\tau = 12 \mu\text{s}$ und $F = 150000$.

Die Finesse hängt damit über folgende Formel mit der Speicherzeit zusammen:

$$F = \frac{\delta\nu}{2\Gamma} = \frac{\pi \tau c}{L} \quad . \quad (14)$$

4.3 Der Aufbau

In Bild 8 ist der Aufbau gezeigt, mit dem die Speicherzeit sowie das Spektrum und die Intensitätsverteilungen einzelner Moden des Resonators vermessen wurden. Der Resonator war hier in einem Halter direkt auf dem Lasertisch befestigt, befand sich also noch nicht im Vakuumtank und in der seismischen Isolation (s. Kapitel 6).

In Kapitel 2 sind die Eigenschaften von Diodenlasern erörtert worden. Aufgrund der schlechten Eigenschaften des Strahlprofils mußten einige optische Aufbauten vorgenommen werden, die es überhaupt ermöglichen, in den Resonator modenangepaßt einzukoppeln, so daß nicht eine Vielzahl von transversalen Moden mit angeregt wird. Auch war es nur so möglich, die Modenstruktur eindeutig zu identifizieren und die Regelung auf den TEM₀₀-Mode vorzujustieren.

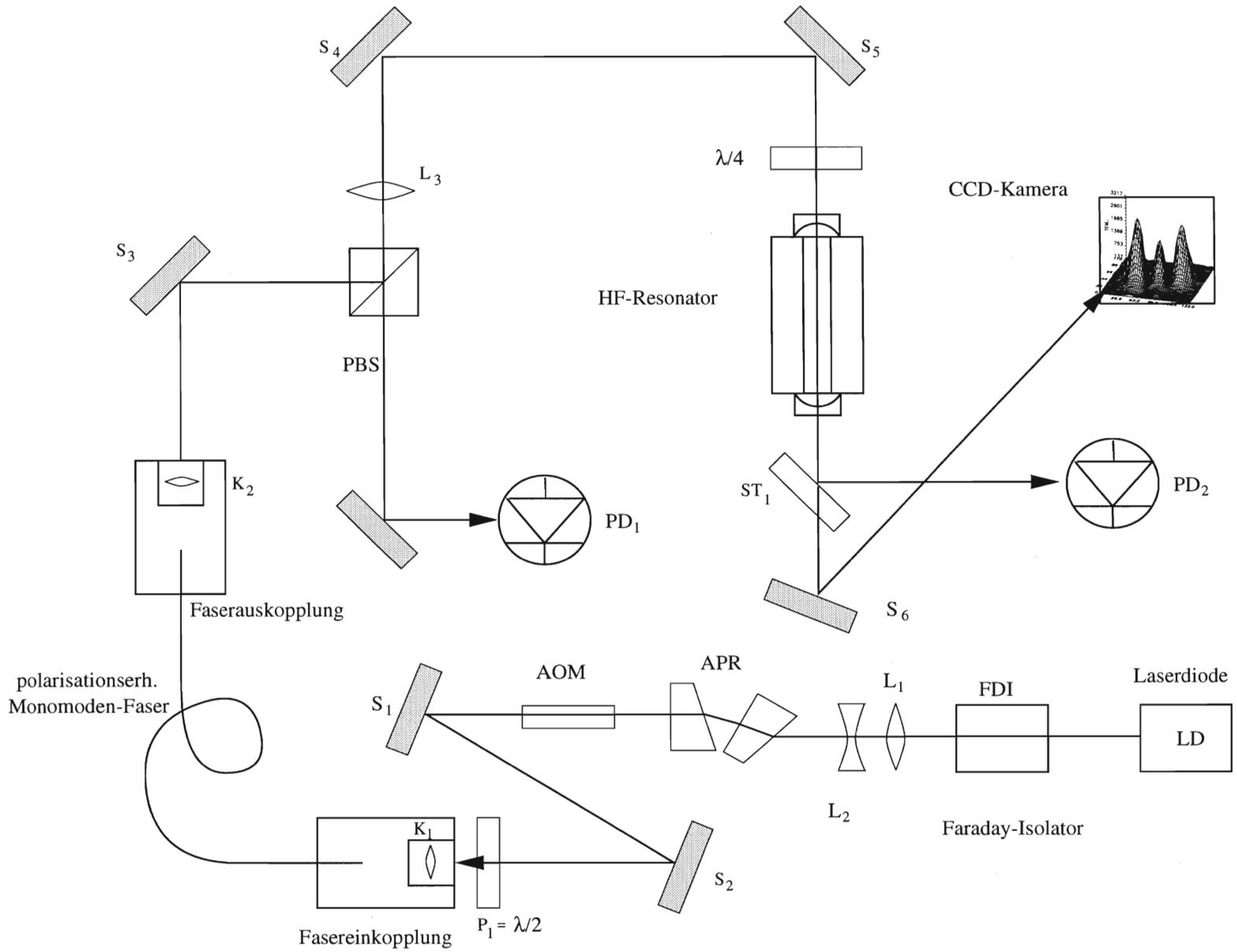
Wegen der hohen Empfindlichkeit des Lasers gegen optische Rückkopplung steht als erstes Element ein Faradayisolator (Fa. Gsänger, Typ DLI 1) im Strahlengang, der mittels des Faradayeffektes, zwei starken Magneten und drei Polarisationsstrahlteilerwürfeln [Wyn93, Gs] die Transmission in Rückwärtsrichtung mit über 60 dB abschwächt (optische Diode). Da der Laser im Hollbergaufbau auf den FP-Resonator zur Einschränkung der Laserlinienbreiten mittels der Kollimatorlinse grob modengekoppelt ist, weist der Strahl eine recht große Divergenz auf. Er wird daher mit den zwei Linsen L₁ und L₂ auf annähernd parallelen Strahlengang und etwas kleineren Strahlenquerschnitt gebracht.

Weiterhin hat er hier noch ein elliptisches Strahlprofil; um dies zu kompensieren, wird der Strahl durch zwei Prismen, sogenannte anamorphotische Prismen (APR), gelenkt. Diese haben die Eigenschaft, den Strahldurchmesser in einer Raumrichtung zu verkleinern (oder zu vergrößern, je nach Einkopplung). Dadurch erhält man etwa gleiche Strahlparameter in horizontaler und vertikaler Richtung.

Der dabei erreichte Effekt war für eine gute Modenanpassung jedoch nicht ausreichend, da keine sinnvollen Werte für den Waist und die Divergenz des Strahles berechnet werden konnten, mittels denen eine Linsenbestimmung für die Modenanpassung auf den ULE-Resonator errechnet werden sollte. Erst das Einkoppeln in eine polarisationserhaltende Single-Mode-Faser brachte ein ausreichendes gutes Gauß-Profil der räumlichen Laserintensität. Mit diesem Strahl war es möglich, eine sehr gute Modenanpassung über eine langbrennweitige Linse L₃ ($f = 1000$) und den Kollimator K₂ an der Faserauskopplung zu erreichen.

Das $\lambda/2$ -Plättchen P₁ dient der Anpassung der Polarisation an die der Faser. Über einen Polarisationsstrahlteilerwürfel PBS₁ und die zwei Spiegel S₄ und S₅

Abbildung 8: Der Aufbau für die Speicherzeitmessungen



wird das Licht in den Resonator eingekoppelt. Dabei durchläuft es ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen; nach Reflexion am Resonator und nochmaligem Durchlaufen des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens hat sich die Polarisation um insgesamt 90° gedreht, so daß das Licht den Polarisationsstrahlteilerwürfel PBS_1 ungehindert durchlaufen kann. Hinter diesem kann nun mittels einer schnellen Photodiode (Siemens BPX 66) das Signal für die Pound-Drever-Hall-Regelung aufgenommen werden. Diese Diode hat bei einer Vorspannung von 5 V eine Abfallszeit von unter 10 ns, die somit bei den späteren Messungen vernachlässigt werden kann.

Hinter dem Resonator wurde mit einer weiteren Photodiode (BPX 66) die Transmission des Resonators beobachtet. Über einen Strahlteiler ST_1 konnte zusätzlich das transmittierte Licht direkt mit einer CCD-Kamera und einem Rechner beobachtet und somit die Modenstruktur der transversalen Moden direkt aufgenommen werden (Bilder 9 - 12). Dabei wurde das Licht direkt auf den sehr empfindlichen CCD-Chip gelenkt.

Der Laser wurde bei den Messungen der Moden über einen so geringen Bereich in der Frequenz verfahren, daß nur eine Gruppe der transversalen Moden angeregt wurde. Die Einkopplung konnte dabei so justiert werden, daß die Moden der niedrigsten Ordnung einer Gruppe praktisch die einzigen anschwingenden Moden waren.

Es war auch möglich, die Einkopplung so zu justieren, daß auch die nächsthöheren Moden auf dem CCD-Kamera-Bild identifiziert werden konnten, hierbei schwan- gen jedoch auch immer Nachbarmoden mit an, und die transmittierte Leistung sank.

War eine Mode anhand ihrer räumlichen Struktur identifiziert, wurde die Amplitude der Frequenzmodulation abgesenkt, bis die Intensität auf der CCD-Kamera hoch genug war. Man konnte die Modulation auch ganz wegschalten, jedoch driftete die Frequenz der Mode sehr schnell aus dem Scanbereich. Das ist zum einen auf die thermischen Driften und zum anderen auf Driften der Spannungsversorgung für den Piezokristall des FPR-Spiegels zurückzuführen.

Das Bild auf dem Monitor flackerte sehr stark, und das Signal der Photodiode PD_2 variierte ebenfalls stark, da anscheinend der Laser zusätzlich zur Drift relativ zur Resonatoreigenfrequenz sehr starke und vor allem sehr schnelle Schwankungen aufwies; die Einkopplung des Lichtes war somit zeitlich zufällig. Das könnte durch Vibrationen des Referenzresonators oder des im Hollberg-Aufbau befindlichen FPR durch akustische Störungen zurückzuführen sein, die durch ständig laufende Vakuumpumpen und Ventilatoren der Raumtemperaturregulation hervorgerufen werden. Dies sollte sich somit bei Einbau in die für die in dieser Arbeit konzipierte Vakuumkammer verbessern. Eventuell muß aber auch der Diodenlaser und sein Aufbau besser (optisch und mechanisch) stabilisiert werden.

Die Bilder 9 bis 12 zeigen einige Modenstrukturen, die auf die beschriebene Art aufgenommen worden sind. Dabei sind die relativen Intensitäten nicht normiert,

da hier nur eine Modenselektion vorgenommen werden sollte und eine Stabilisierung auf den Resonator nicht möglich war. Die Intensität der einzelnen Bilder ist von der zufälligen Einkopplung des in der Frequenz schwankenden Lasers abhängig. Die Einheit der x - und y -Achse ist ein Kamerapixel, das $(23\ \mu\text{m})^2$ mißt, die Einheit der z -Achse ist die Kameraintensität in willkürlichen Einheiten.

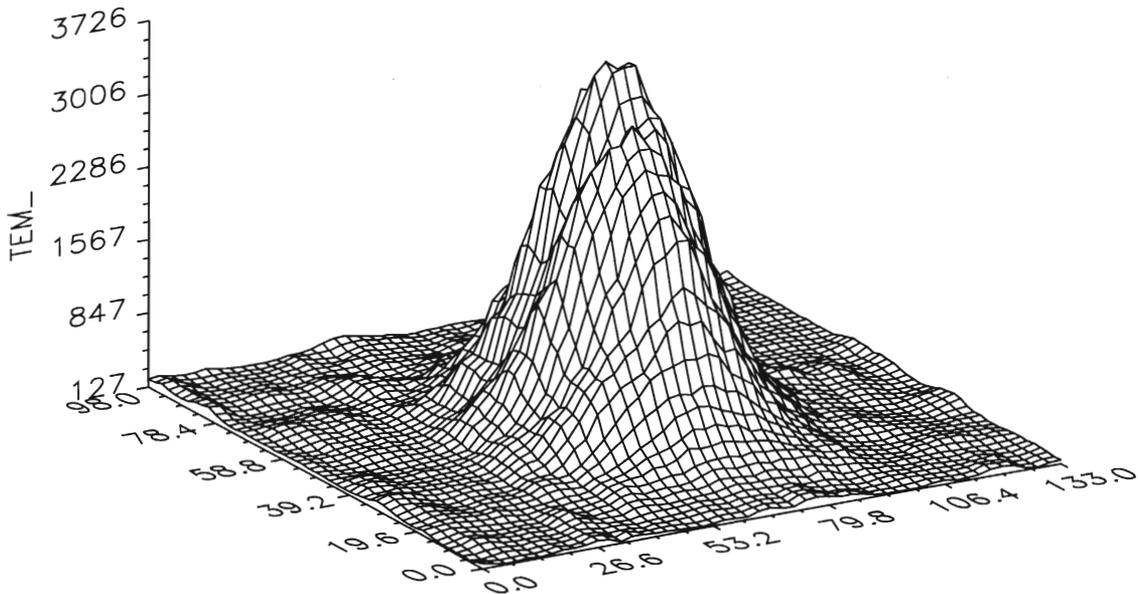


Abbildung 9: Der TEM_{00} -Mode. Ein Teilstrich der x - und y -Achse ist $23\ \mu\text{m}$, die vertikal aufgetragene Intensitätsskalierung ist willkürlich.

Wegen der schnellen Schwankungen konnte der Laser für diese Messungen nicht mittels einer Regelung auf den Phasenspiegel oder die Hollberg-Cavity auf den Referenzresonator stabilisiert werden, um die Modenbilder aufzunehmen. Für die hohen Regelfrequenzen muß hier ein schnelles Stellelement, z. B. ein elektrooptischer Modulator (EOM) oder die direkte Änderung des Diodenstromes, zum Einsatz kommen.

4.4 Die Messung

Für die Messung der Speicherzeit [Rem92] wurde das Photodiodensignal von PD_2 vorverstärkt und mittels eines schnellen Komparators (LM319, 80ns Schaltzeit, Schaltbild s. S. 79) mit einer Referenzspannung verglichen. Überstieg die Intensität die vorgegebene Schwelle, wurde über einen Speicherbaustein die Steuerspannung für die Frequenz des AOM auf 0V geschaltet. Der AOM wurde in erster Ordnung betrieben, der abgelenkte Strahl in die Faser eingekoppelt. Da-

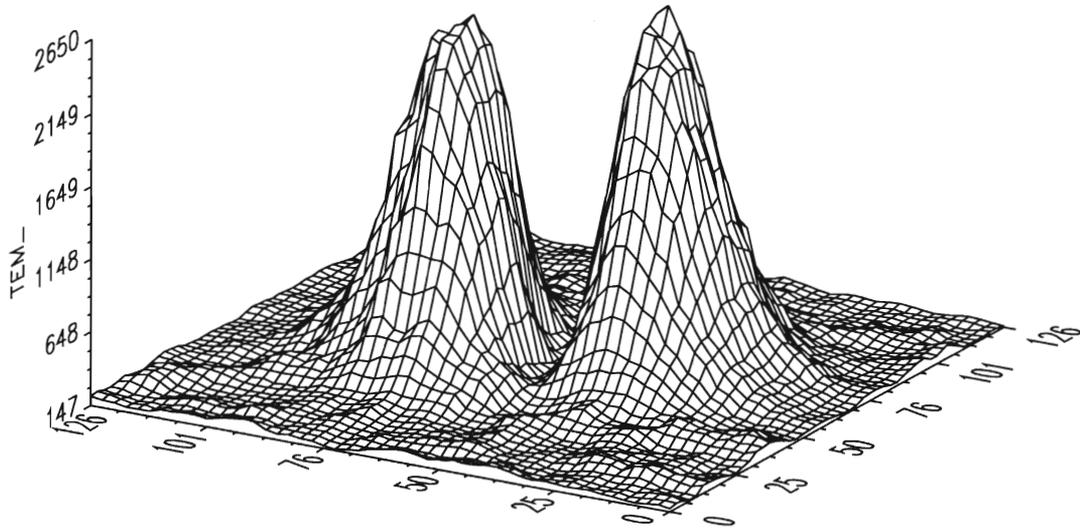


Abbildung 10: Der TEM₀₁-Mode

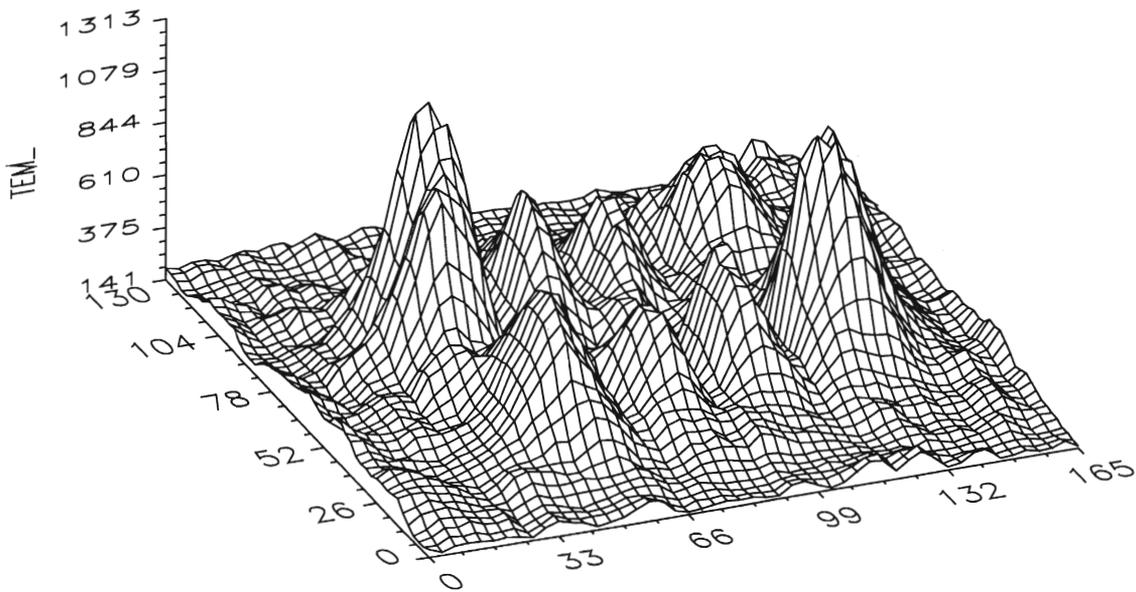
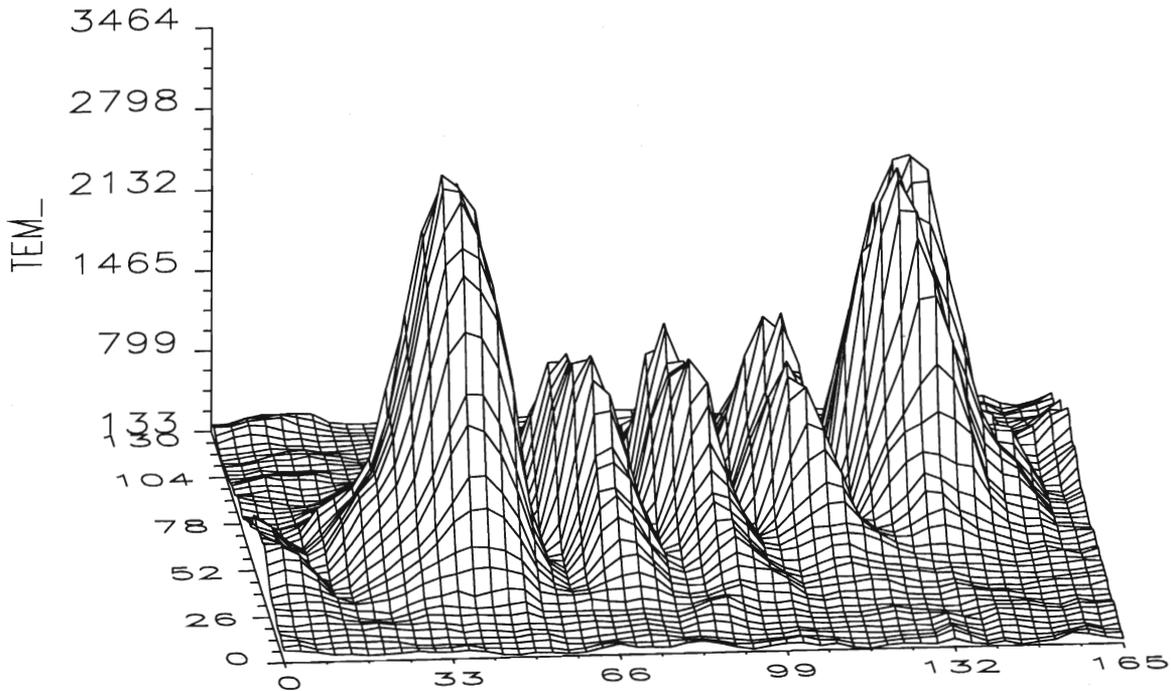


Abbildung 11: Der TEM₃₁-Mode

Abbildung 12: Der TEM₄₀-Mode

durch wurde der Strahl mit einer Verzögerung von etwa $2 \mu\text{s}$ innerhalb weniger Nanosekunden weggeschaltet.

Die Schaltung triggerte mit demselben Signal ein Speicheroszilloskop, mit dem das Transmissionssignal auf der Photodiode aufgenommen wurde. Es wurden 8 Meßkurven bei Einkopplung in den TEM₀₀ - Mode aufgenommen, an die dann eine exponentiell abfallende Kurve angepaßt wurde. Über die 8 Werte der Speicherzeit wurde dann gemittelt:

$$\tau = (5,53 \pm 0,07)\mu\text{s} \quad . \quad (15)$$

Mit diesem Wert ergeben sich die Linienbreite und die Finesse zu

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= (28780 \pm 380)\text{Hz} \\ F &= 69500 \pm 900 \quad . \end{aligned}$$

Dieses Ergebnis liegt weit über der unteren Grenze der Herstellerangaben, jedoch noch weit unter dem theoretisch möglichen Wert. Als Grund dafür wären Streuung und Absorption in der Luft zwischen den Spiegeln zu sehen. In diesem Fall sollte die Finesse bei Einbau in die Vakuumkammer ansteigen. Weiterhin ist denkbar, daß die Spiegel nicht exakt justiert sind oder die Verspiegelung Fehler aufweist.

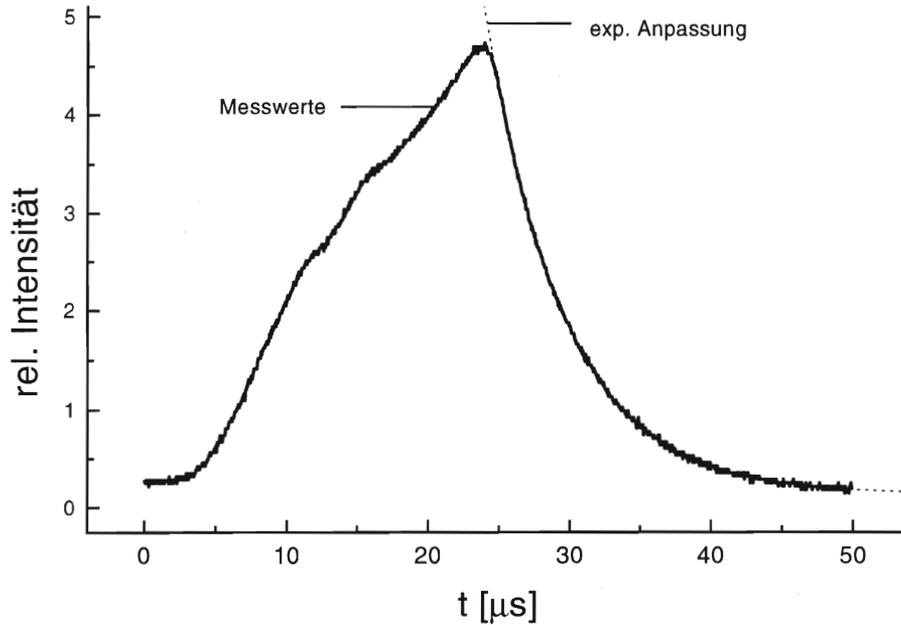


Abbildung 13: Der exponentielle Abfall des im Resonator gespeicherten Lichtes.

Da die Finesse von den Verlusten an den Spiegeln abhängt, sollte für höhere Resonatormoden die Speicherzeit absinken, da hier größere Beugungsverluste an den Spiegeln auftreten.

Daher wurde für den TEM_{20} -Mode ebenfalls eine Speicherzeitmessung vorgenommen. Die Messungen ergaben –wie erwartet– eine niedrigere Speicherzeit von

$$\tau = (5,41 \pm 0,04) \mu\text{s} \quad .$$

Die Finesse und Linienbreite für diese Mode ist damit

$$\Delta\nu = (29418 \pm 218)\text{Hz}$$

$$F = 67900 \pm 500 \quad .$$

Die Abhängigkeit von der Ordnung der Moden ist jedoch nicht signifikant und kann zudem auch auf Fehler der Spiegel zurückzuführen sein, welche weiter außerhalb der Zylinderachse liegen und somit erst für höhere Moden in Erscheinung treten. Eine theoretische Betrachtung der Beugungsverluste [FL61] wäre hier interessant, ist aber voraussichtlich für einen nichtkonfokalen Resonator sehr schwer.

5 Störfaktoren der Frequenzstabilität

Die Frequenzstabilität wird durch einige Faktoren, die rein technischen Ursprungs sind, verschlechtert. Dabei ist zu unterscheiden zwischen Störfaktoren, die auf den Aufbau (Spiegel, elektronisches Rauschen etc.) zurückzuführen sind, und solchen, die aus Schwankungen der Referenzfrequenz resultieren.

5.1 Abweichungen durch den apparativen Aufbau

Bis der Laserstrahl in den Referenzresonator eingekoppelt wird, muß er einige Elemente passieren, die die Frequenz des Laserlichtes beeinflussen. Das führt dazu, daß die Regelung Schwankungen entgegenwirkt, die ihren Ursprung nicht in Frequenzfluktuationen des Lasers selber haben und somit ihrerseits zur Verschiebung und zur spektralen Verbreiterung der Laserfrequenz führen.

5.1.1 Dopplereffekt

Durch zeitliche Veränderung der optischen Weglänge vom Laser zum Referenzresonator verändert sich die Frequenz des Lichtes relativ zur Resonanzfrequenz des Resonators.

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c} = \frac{d}{dt} \frac{nL}{c} = \frac{1}{c} \left(n \frac{dL}{dt} + L \frac{dn}{dt} \right) \quad (16)$$

Der erste Term beinhaltet Weglängenänderungen durch Vibration von Spiegeln oder auch die Schwingungen des Resonators entlang seiner Zylinderachse relativ zum Laserstrahl.

Der zweite Term beschreibt die Änderung des Brechungsindex der Luft, der durch Druck- und Temperaturänderungen oder Luftfeuchteschwankungen hervorgerufen wird.

Die Spiegel auf dem Tisch vibrieren relativ zum Laserlicht, angeregt durch Schwingungen des Tisches und durch akustische Störungen. Soll die relative Frequenzstabilität $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 10^{-13}$ betragen, so muß $v = \dot{l} < 30 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ sein. Bei Schwingungen, die durch Gebäudeschwingungen oder durch sich bewegende Personen verursacht werden, die im Bereich von einigen Hz liegen, muß die Amplitude der Spiegelschwankungen kleiner als etwa $15 \mu\text{m}$ sein. Bei Vibrationen der Spiegel mit den Eigenfrequenzen ihrer Aufstellung, die im Bereich von etwa 100-300 Hz liegen (dies konnte mit der später beschriebenen Schwingungsdetektion nachgewiesen werden, indem die Spiegel des Aufbaus durch Anschnippen angeregt wurden),

muß die Amplitude der Schwingung sogar kleiner als $\frac{1}{20}\mu\text{m}$ sein ³, was mit stabilen Haltern gewährleistet sein sollte. Allerdings addieren sich die Auslenkungen der einzelnen Spiegel quadratisch. Da in einem üblichen optischen Aufbau mehrere Spiegel stehen, sollten hier dennoch etwas höhere Anforderungen gestellt werden. Für eine gute Stabilisierung sollten daher auf lange Sicht alle im Stabilisierungsaufbau befindlichen Halterungen aus stabilen und kurzen Bauteilen gefertigt sein oder die Spiegelhalterungen direkt auf dem Lasertisch angebracht werden.

Durch die relative Schwingung des Resonators gegen den einlaufenden Laserstrahl, die durch die seismische Isolation zur Vermeidung von mechanischen Störungen hervorgerufen wird, ergibt sich ebenfalls eine Dopplerverschiebung. Geht man von Schwingungen im Bereich von 3 Hz und Amplituden von $10\mu\text{m}$ aus (die Amplitude soll aufgrund der mechanischen Störungen eher kleiner sein), so erhält man Frequenzschwankungen im Bereich von etwa $3 \cdot 10^{-14}$, die hier also auch gering genug sind. Bei sehr viel höheren Schwingungsfrequenzen kann dies jedoch ein Problem werden. So muß die Amplitude bei 10 kHz schon unter $0,03\mu\text{m}$ bleiben. Hier kann eventuell eine Kompensation des Dopplereffektes durch die Detektion der relativen Schwingungen eingeplant werden.

Der andere Term von Gleichung (16) kann mit der Formel von Edlén [Ebe76, BD93] berechnet werden:

$$\dot{n} = \frac{\partial n}{\partial p} \dot{p} + \frac{\partial n}{\partial T} \dot{T} \quad . \quad (17)$$

Mit den numerischen Werten aus [BD93] ergibt sich:

$$\dot{n} = 2,65 \cdot 10^{-9} \dot{p}/\text{Pa} + 1,07 \cdot 10^{-6} \dot{T}/\text{K} \quad . \quad (18)$$

Für den ersten Term in (16) erhält:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{L}{c} \dot{n} = \left(-8,8 \cdot 10^{-18} \frac{\text{sec}}{\text{m Pa}}\right) L \dot{p} + \left(3,6 \cdot 10^{-15} \frac{\text{sec}}{\text{m }^\circ\text{C}}\right) L \dot{T} \quad . \quad (19)$$

Bei Entfernungen von einigen Metern zwischen den Spiegeln und Druckschwankungen von 1 Pa/s und $1 \text{ }^\circ\text{C/s}$ liegen diese Werte über der geforderten Genauigkeit und sind vernachlässigbar. Allerdings sieht man, daß Temperaturschwankungen einen relativ großen Anteil bei diesen Fehlern haben. Für eine Genauigkeit von 10^{-15} , wie sie bei Frequenzstandards oft gefordert werden, muß die Labortemperatur also geregelt werden. Jedoch sollten hier gewöhnliche Raumtemperaturregelungen ausreichen. Durch einen möglichst kompakten Aufbau kann die Weglänge zwischen den optischen Elementen und somit der Einfluß der Brechungsindexschwankungen minimiert werden. Diese Maßnahme sollte sich insbesondere auch

³Bei senkrechter Reflexion beinhaltet die Formel einen Faktor 2, bei 90° Reflexion einen Faktor $\sqrt{2}$.

auf die relativen Schwankungen der Spiegel positiv auswirken, was solche Effekte wie die Schwankung der Einkopplungsintensität aufgrund von Winkeländerungen minimiert.

5.1.2 Regelpunktschwankungen

Die Regelflanke der Heterodynregelung geht im idealen Fall durch den Nullpunkt, bei dem die Resonanz des Referenzresonators liegen sollte. In der Praxis ist das jedoch nicht gegeben.

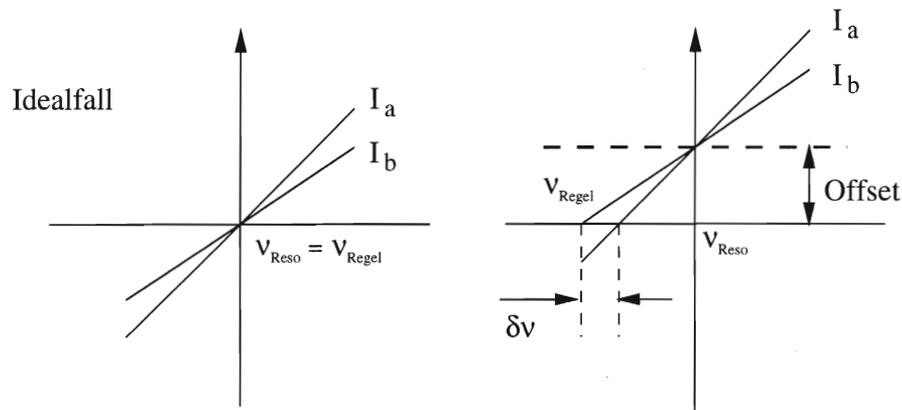


Abbildung 14: Fehler der Regelung durch Offsets im Heterodynsignal aufgrund unterschiedlicher Intensitäten I_a und I_b .

Die Flankensteilheit des Heterodynsignals ist von der eingekoppelten Leistung abhängig (s. Formel 5). Der Regelpunkt der Stabilisierung verschiebt sich aber aufgrund von unvermeidlichen Offsets –z. B. in der Regelelektronik– und stimmt somit nicht mehr mit der Resonanz überein. Eine Änderung der eingekoppelten Leistung verschiebt den Regelpunkt, wie in Abb. 14 zu sehen ist. Dies führt somit zu Frequenzfluktuationen des stabilisierten Lasers. Daher sollte im Aufbau darauf geachtet werden, solche Offsets, aber auch die Intensitätsschwankungen des eingekoppelten Lichtes, zu vermeiden. Leider verursacht die Faserstrecke auf der Einkopplung eine relativ starke Amplitudenmodulation, so daß hier eine zusätzliche Regelung (z. B. mittels einer Photodiode und einer Pockelszelle) vorgesehen bzw. die Faser durch ein „Pinhole“ ersetzt werden muß.

Durch die seismische Isolation selber wird sich natürlich auch die in den TEM_{00} -Mode eingekoppelte Leistung verändern, was sich durch eine Strahlagenstabilisierung relativ zum Resonator ausregeln ließe. Dies ist durch die am Resonatorgehäuse angebrachten Retroreflektoren und für die Schwingungsdetektion aufgebauten Vierquadrantdioden möglich.

Jürgen von Würzen hat hier an einem ähnlichen Aufbau [vW93] Abweichungen der Resonatorfrequenz von bis zu 25 kHz aufgrund von unterschiedlicher Ein-

kopplung in den TEM_{00} -Mode gemessen, allerdings sind hier Strahlversätze von bis zu 10% des Resonatorwaistes und Leistungsschwankung von bis zu 50% Laserleistung diskutiert worden. Dieser Frequenzversatz ist allerdings nicht allein auf Offsetschwankungen zurückgeführt worden.

5.1.3 Frequenzstellelemente

Im Strahlengang befindliche Elemente, die die Frequenz beeinflussen, verschlechtern die Genauigkeit der Frequenzstabilisierung, wie der Akusto-Optische Modulator (AOM) durch seinen Winkelversatz, der Elektro-Optische Modulator (EOM) aufgrund seiner Restamplitudenmodulation (RAM) oder indirekt z. B. durch Längen- und Brechungsindexänderungen einer Faser. Die Störungen hängen vom konkreten Aufbau ab und müssen im endgültigen Aufbau berücksichtigt werden. Da eine Laserdiode direkt moduliert werden kann, können AOM oder EOM entfallen, wodurch Fehler aufgrund solcher Elemente vermieden werden. Die Strommodulation des Diodenlasers führt hier aber leider auch zu einer Amplitudenmodulation, die sich wegen der beschriebenen Offsetverschiebung negativ auswirkt.

5.1.4 Elektronisches Rauschen

Uwe Sterr [Ste87] hat in seiner Arbeit gezeigt, daß das Pound-Drever-Hall-Verfahren geeignet ist, Regelkreise aufzubauen, die lediglich durch das Schrotrauschen des Laserlichtes limitiert sind. Dazu müssen jedoch z. B. in einem Verstärker (Transimpedanzwandler) die Fluktuation des Stromes der Photodiode aufgrund des Schrotrauschens, der über den Rückkoppelwiderstand fließt, größer als das thermische Rauschen des Widerstandes selber sein. Daher muß die auf die Photodiode auftreffende Intensität hoch genug sein.

5.2 Frequenzabweichungen durch den passiven Resonator

Die Frequenzschwankungen des Referenzresonators werden über die Regelung auf die Laseroszillation übertragen.

Einige der Ursachen für Schwankungen des Resonators sind:

- mechanische Schwingungen des Abstandhalters durch von außen aufgebrachte Störungen;
- Druckschwankungen zwischen den Spiegeln, die zu einer Änderung der optischen Weglänge im Resonator und damit zu Frequenzschwankung führen;

- die Ausdehnung des Abstandhalters und der Spiegelsubstrate durch thermische Schwankungen;
- Strahlungsdruckschwankungen durch den Laserstrahl aufgrund von Intensitätsschwankungen, die auf die Spiegel wirken,
- ein Schrumpfen des Materials aufgrund von Umkristallisierung;

Im folgenden werden diese Größen abgeschätzt.

5.2.1 Mechanische Belastung des Resonators

Auf den Resonator wirken Beschleunigungen durch immer vorhandene Bewegung und Vibrationen des Untergrundes, die z. B. durch im Gebäude gehende Personen, laufende Maschinen oder tieffrequente Gebäudeschwingungen verursacht werden. Diese verformen den Resonator, was damit zur Verschlechterung der Frequenzstabilität führt. In diesem Abschnitt sollen nur die quasistatischen Verformungen des ULE-Spiegelhalters betrachtet werden. Bei den mechanischen Eigenschwingungen des Resonators können die auftretenden Störungen sehr viel größer sein. Diese mechanischen Eigenfrequenzen [BERG90, LL65] des ULE-Zylinders mit dem Elastizitätsmodul $E = 67$ GPa, dem Schermodul $G = 29$ GPa und der Dichte $\rho = 2,205$ g/cm³

$$\nu_{\text{longitudinal}} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{und} \quad \nu_{\text{Torsion}} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

sind allerdings sehr viel größer (37 kHz und 24 kHz) als die der später aufgebauten seismischen Isolation. Diese sollte daher in diesem Bereich eine so hohe Abschirmung erreichen, daß diese Resonanzeffekte keine Rolle spielen.

Der Resonator wird an vier Punkten an seiner Unterseite gelagert. Die horizontale und longitudinale Schwingung wird den Resonator daher eher schierend belasten. Die Spiegel sitzen somit an den Enden der neutralen Faser und verändern ihre Abstände nicht. Als gute obere Abschätzung wird daher angenommen, daß die Kräfte senkrecht an dem Körper angreifen und dieser gestaucht wird.

Druck von der Seite oder von unten (horizontale und vertikale Schwingung) preßt den Körper in einer Richtung zusammen, dabei verlängert er sich aber in axialer Richtung. Nimmt man Beschleunigungen auf dem Lasertisch von etwa 10^{-3} m/s² [vW93] an, so erhält man mit

$$\frac{\Delta L}{L} = \mu \frac{K}{E A} \quad (20)$$

eine relative Änderung von

$$\frac{\Delta L}{L} = 2,5 \cdot 10^{-13} \quad .$$

$\mu = 0,17$ ist das Poissonverhältnis von ULE und K die auf die Fläche $A \approx 1/4 A_{Mantel}$ wirkende Kraft.

Man sieht, daß die mechanischen Belastungen eine Änderung der Frequenz hervorrufen, die über einer angepeilten Genauigkeit von $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 10^{-13}$ liegen. Hier müssen aber noch einige genauere Betrachtungen der Auswirkungen von Beschleunigungen gemacht werden, bei denen insbesondere auch die Lagerung des Körpers auf vier Punkten in Betracht gezogen wird [Coc82, LL65, TG51]. Auch sollte die tatsächliche mittlere Beschleunigung des Tisches bzw. des Bodens am Aufstellort gemessen werden, dazu standen jedoch keine Instrumente zur Verfügung, die empfindlich genug waren.

Für Frequenzen über etwa 10 Hz sollte die später beschriebene seismische Isolation eine Lagerung mit ausreichender Dämpfung liefern. Daher kann man bei den geforderten Genauigkeiten eine sehr starke Dämpfung der störenden Eigenschwingungen der seismischen Isolation vorsehen, ohne dadurch die Lagerung zu sehr zu verschlechtern.

Durch den späteren Einbau in eine Vakuumkammer sind auch akustische Störungen völlig unterdrückt, da der Schall kein Fortpflanzungsmedium hat.

5.2.2 Druckschwankungen in der Vakuumkammer

Druckänderungen Δp in der Vakuumkammer führen zu einer Volumenänderung und damit zu einer Längenänderung in axialer Richtung des ULE-Körpers:

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta p}{E}(1 - 2\mu) \quad . \quad (21)$$

Daraus ergibt sich

$$\frac{\Delta L}{L} = -1 \cdot 10^{-11} \cdot p/\text{Pa}$$

Unter anderem ist daher die Aufhängung in einer Vakuumkammer untergebracht, die im Hochvakuumbereich betrieben wird. Der momentan erreichte Druck liegt bei $2 \cdot 10^{-7}$ mbar. Druckschwankungen liegen somit maximal im Bereich von 10^{-7} mbar, was zu $\frac{\Delta L}{L} \approx 10^{-26}$ durch Volumenänderung führt.

Wie auch beim externen Aufbau rufen Druckschwankungen zwischen den Spiegeln eine Änderung der optischen Weglänge hervor und damit eine Änderung der vom Resonator gelieferten Referenzfrequenz. Diese sind nach (18) allerdings

durch die erreichten Drücke völlig vernachlässigbar (falls die Formel in diesem Bereich überhaupt noch anwendbar ist). Desweiteren werden sich durch schnelle Schwankungen Druckdifferenzen zwischen dem Hohlraum des Resonators und dem Außenraum ergeben, die dadurch die Spiegel auseinanderpressen. Dieser Effekt sollte jedoch vernachlässigbar sein, da der ULE-Körper mit einer ausreichenden Entlüftungsbohrung versehen ist.

5.2.3 Thermische Ausdehnung des Abstandhalters und der Spiegel

Eine Änderung der Temperatur des ULE-Körpers führt zu einer Längenänderung. Geht man davon aus, daß Schwankungen so langsam sind, daß der ULE-Körper sich im quasistatischen thermischen Gleichgewicht befindet, so erhält man für die Frequenzabweichung

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta L}{L} = \alpha \Delta T \quad (22)$$

mit dem Temperatúrausdehnungskoeffizienten α . Für ULE beträgt dieser $\alpha = 30 \cdot 10^{-9}/K$. Fordert man eine relative Frequenzgenauigkeit von 10^{-13} , so muß die Temperatur des Resonators auf $3\mu K$ konstant gehalten werden. Da Temperaturregelungen etwa Schwankungen im mK-Bereich ausregeln, erkennt man hieran, daß die passive thermische Isolation Temperaturschwankungen des Außenraumes schon um über einen Faktor 10^2 unterdrücken muß, um mit einer aktiven Regelung der Außenseite des Vakuumtanks die geforderte Stabilität erreichen zu können. Allerdings laufen solche Temperaturschwankungen mit Zeitkonstanten von einigen Stunden ab, so daß für einige Sekunden eine Frequenzgenauigkeit von $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 10^{-15}$ erreicht werden kann.

Die Spiegelkrümmung ändert sich durch die Ausdehnung der Substrate und damit der Spiegelabstand. Aufgrund der großen Spiegelradien sollten diese Effekte jedoch vernachlässigbar sein. Durch die Änderung des Brechungsindex des Materiales und der Spiegelradien verändert sich auch die Einkoppeleffizienz in den TEM₀₀-Mode, allerdings ergeben sich auch dadurch in erster Näherung keine Abweichungen (s. S. 28, [vW93]).

Ein weiterer Punkt ist die Aufheizung des Resonators durch die eingestrahlte Laserleistung. Da die Spiegel auf der Innenseite der Substrate liegen, kann man die Änderung der Spiegelabstände in erster Näherung allein auf Aufheizung des Abstandhalters zurückführen. Dieser hat eine sehr große Wärmekapazität. Eine Absorption P_{abs} von 20ppm einer Laserleistung von 5 mW führt zu einer Temperaturerhöhung des Spiegelträgers mit der Wärmekapazität $c_p \cdot m$ von

$$\Delta T = \frac{P_{abs}}{c_p \cdot m} \Delta t/s \quad .$$

Für den verwendeten Resonator ergibt das eine Temperaturerhöhung von $\Delta T = 2 \cdot 10^{-14} \text{K/s}$. Mit Gl. (22) erhält man

$$\frac{\Delta L}{L} = 1 \cdot 10^{-21} / \text{s} \quad ,$$

so daß dieser Beitrag ebenfalls vernachlässigt werden kann, zumal schnellere Intensitätsschwankungen als die Aufheizzeit des Resonators ausgeglichen werden. Allerdings kann sich durch eine Erwärmung der Spiegelschichten selber eine Abstandsveränderung und Änderung der Eigenschaften der Spiegel einstellen [Pi87]. Daher sollten die Strahlänge auf den Spiegeln und die Laserintensität möglichst konstant gehalten werden, damit sich ein stationäres Gleichgewicht einstellen kann.

5.2.4 Strahlungsdruck auf die Spiegel

Der Laserstrahl übt auf die Spiegel und damit auf den Abstandshalter einen Strahlungsdruck aus. Daraus folgt eine Kraft von innen auf beide Spiegel [Tay95]

$$K_{\text{Strahlung}} = \frac{P}{2\pi c} F \quad (23)$$

(P =Laserleistung, F =Finesse). Dies führt nach

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{K_{\text{Strahlung}}}{E A} \quad (24)$$

zu einer Längenänderung des Abstandhalters. Bei Intensitätsänderung von 0,1 mW (etwa 5%) des eingekoppelten Lichtes folgen daraus relative Frequenzschwankungen von $6 \cdot 10^{-17}$. Als Fläche ist hier allerdings die gesamte Grundfläche der Resonatorzylinders eingesetzt. Auf die Spiegel und Spiegelsubstrate wirkt hier ein wesentlich höherer Druck, so daß sich zusätzlich die Spiegel durchbiegen können. Für eine Kreisplatte, die am Rand eigespannt ist, gilt [Hüt]:

$$d = \frac{F_{\text{Strahlung}}}{A} \frac{3r^4(1 - \mu^2)}{16E h^3} \quad (25)$$

d ist der Hub in der Plattenmitte, $h \approx 5 \text{mm}$ ist die Dicke der Substrate. Daraus erhält man allerdings auch nur Längenänderungen von $\frac{\Delta l}{l} \approx 1 \cdot 10^{-18}$. Bemerkenswert ist hier, daß die Kraft und damit die Längenänderung mit steigender Finesse größer wird. Auch die eingekoppelte Leistung geht proportional ein. Bei Systemen mit noch höherer Finesse und größerer eingekoppelter Leistung könnte das zu berücksichtigen sein, für unseren Aufbau ist dieser Effekt vernachlässigbar. Allerdings sollte die Leistung aus den vorher genannten Gründen der Offsetschwankung und der lokalen Erwärmung der Spiegel stabilisiert sein.

5.2.5 Langzeitdriften des Resonatormaterials

Aufgrund von Umkristallisierungen des Resonatormaterials ergibt sich eine Langzeitdrift der Resonatorlänge. Diese liegt für ULE laut [Corn, Ber77] bei etwa

$$\frac{\Delta L}{L} = 2 \cdot 10^{-15}/\text{s} \quad .$$

Für unseren Resonator ergibt sich damit eine Drift von unter 1 Hz/s.

6 Die seismische Isolation

Um den Resonator vor Erschütterungen und äußeren mechanischen Störungen zu schützen, kommt bei dem konstruierten Aufbau die Methode der passiven Isolation, in unserem Fall die Aufhängung des Resonators an Federn, zum Einsatz.

Federn bilden in diesem Zusammenhang Tiefpässe, die die störenden mechanischen Schwingungen oberhalb der Eigenfrequenzen des Federsystems nicht an den Spiegelhalter weiterleiten (s. Bild 28). In dem in dieser Arbeit konstruierten Aufbau kommen einfache handelsübliche Zugfedern zum Einsatz. Diese Methode ist in anderen Versuchsaufbauten erfolgreich angewandt worden [vW93]. Andere Arbeitsgruppen verwenden auch selbstentwickelte Federsysteme [AM92], die wesentlich komplizierter im Aufbau sind, sowie Aufhängung an dünnen Metallfäden (Pendel)[Ste87].

Der Nachteil dieser Methoden ist das Auftreten von Resonanzen, die im Bereich der Resonanzfrequenzen das Verhalten der Isolation aufgrund der Überhöhung sogar verschlechtern. Daher ist bei solchen Systemen eine Dämpfung nötig, die die Güte des Schwingungssystems herabsetzt.

Als Dämpfung kommen dabei verschiedene Methoden zum Einsatz:

- Die mechanische Dämpfung über plastische Verformung von Drähten oder die dämpfenden Eigenschaften von Gummis [Pap94],
- Wirbelstromdämpfung [Rie92], und
- Dämpfung über aktive Elemente im Aufbau [See93, ZH92].

Wie gezeigt wird, ist der Nachteil dabei eine Verschlechterung der Eigenschaften einer seismischen Isolation in den höherfrequenten Bereichen.

Allen Dämpfungsmethoden gemeinsam ist die Energiedissipation am System durch Umwandlung von Bewegungs- in Wärmeenergie, die dann abgestrahlt wird.

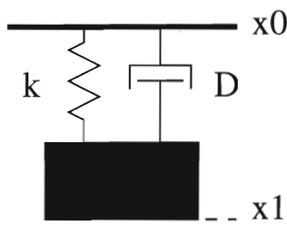
Eine weitere Möglichkeit der Verbesserung der Aufhängung sind aktive Regelungen, die die Eigenfrequenzen sehr tief werden lassen, wie etwa „inverse Federn“ [SF79]. Bei unserem Aufbau gilt es jedoch, die Eigenschaften des Aufbaus so zu gestalten, daß der Resonator in jedem seiner sechs Freiheitsgrade von Störungen isoliert ist, was mit aktiven System bisher nur in einem Freiheitsgrad realisiert worden ist, bzw. in der Form, daß die Freiheitsgrade unabhängig behandelt werden. Man kann zwar in erster Näherung die Kopplung vernachlässigen, was eine separate Behandlung der Freiheitsgrade erlaubt, bei unserem Aufbau sind jedoch –je nach der Position der Federanbringung am Resonatorhalter– stark gekoppelte Schwingungen beobachtbar. Eine aktive Isolierung ist aufgrund dieser Kopplung und der damit verbundenen Nichtlinearitäten der Bewegungen für solch

eine Aufhängung nur in idealisierter Form realisierbar. In dem aufgebauten Experiment ist noch keine aktive Regelstufe eingebaut, jedoch ist der Aufbau so gestaltet, daß dies ohne weiteres möglich sein sollte.

Als allgemeineren Ansatz für solche Regelungen sind neuronale Netze [Roj93] in Betracht gezogen worden, die eventuell eine verbesserte aktive Regelung zulassen könnten, wobei allerdings zu überprüfen wäre, ob der mit einem im Rechner simulierten neuronalen Netz verbundene Rechenaufwand eine Echtzeitregelung mit einer ausreichenden Bandbreite zuläßt.

6.1 Eindimensionales Model

Die Eigenschaften einer Federaufhängung lassen sich an dem bekannten eindimensionalen System des Federpendels der Masse m , der Federkonstante k und der Dämpfung D demonstrieren.



Die Differentialgleichung für das einfache Federpendel lautet

$$\ddot{x}_1 + \frac{D}{m}(\dot{x}_1 - \dot{x}_0) + \frac{k}{m}(x_1 - x_0) = 0 \quad (26)$$

Mittels einer Fouriertransformation erhält man aus (26) die Übertragungsfunktion für von außen einwirkende Störungen auf die aufgehängte Masse.

$$-\omega^2 \tilde{x}_1 + \left(i \frac{\omega}{\tau} - \omega_0^2\right)(\tilde{x}_1 - \tilde{x}_0) = 0 \quad (27)$$

$$T(\omega) = \left| \frac{\tilde{x}_1(\omega)}{\tilde{x}_0(\omega)} \right| = \sqrt{\frac{\omega_0^4 + \left(\frac{\omega}{\tau}\right)^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega}{\tau}\right)^2}} \approx \left| \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right| \quad (28)$$

mit

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad ,$$

$$\tau = \frac{m}{D} \quad .$$

Der letzte Term in Gl. 28 gilt dabei für sehr kleine Dämpfung.

Man sieht, daß bei der Eigenfrequenz des Systems die Amplitude der Schwingung sogar verstärkt wird. Niedrige Frequenzen, also quasistatische Auslenkungen, werden praktisch unverändert an die Masse weitergegeben, während Frequenzen

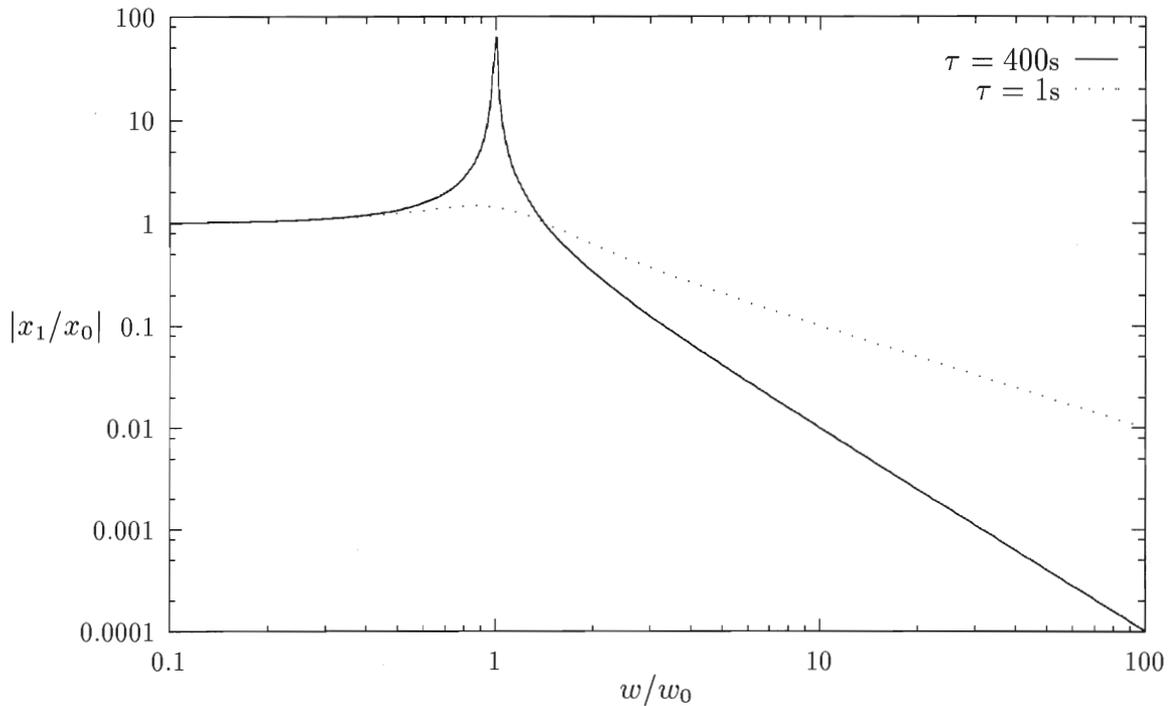


Abbildung 15: Die eindimensionale Übertragungsfunktion.

$\omega \gg \omega_0$ mit $1/\omega^2$ gedämpft werden. Das heißt, daß die Isolierung nur im Bereich der hohen Frequenzen wirksam ist. Man versucht daher, die Eigenfrequenz einer solchen Isolation so tief wie möglich zu halten. Aus der Dämpfung resultiert ein weniger steiler Abfall der Kurve.

6.2 Mehrdimensionale Systeme

Die Übertragungseigenschaften können verbessert werden, indem man mehrere solcher Stufen hintereinanderschaltet, wobei sich in erster Näherung die Gesamtübertragungsfunktion als Multiplikation der einzelnen Funktionen (28) ergibt [AM92].

Die Differentialgleichungen für ein n -stufiges System sind:

$$\begin{aligned} m_i \ddot{x}_i(t) &= -k_i(x_i(t) - x_{i-1}(t)) - k_{i+1}(x_i(t) - x_{i+1}(t)) \\ &\quad - D_i(\dot{x}_i(t) - \dot{x}_{i+1}(t)) - D_{i+1}(\dot{x}_i(t) - \dot{x}_{i+1}(t)) \end{aligned} \quad (29)$$

für $i = 1, \dots, n-1$ und

$$m_n \ddot{x}_n(t) = -k_n(x_n(t) - x_{n-1}(t)) - D_n(\dot{x}_n(t) - \dot{x}_{n-1}(t)) \quad (30)$$

für die letzte Stufe.

Die Übertragungsfunktionen für die einzelnen Stufen dieses Systemes ergeben sich aus den folgenden Gleichungen ($R_i = m_{i+1}/m_i$):

$$\frac{\tilde{x}_n(\omega)}{\tilde{x}_{n-1}(\omega)} = \frac{\omega_n^2 + \frac{i\omega}{\tau_n}}{\omega_n^2 - \omega^2 + \frac{i\omega}{\tau_n}} \quad (31)$$

für die letzte Stufe und

$$\begin{aligned} \tilde{x}_{i+1}(\omega) = & \frac{\left(\omega_i^2 + R_i \omega_{i+1}^2 - \omega^2 + i\omega \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{R_i}{\tau_{i+1}}\right)\right)}{R_i \left(\omega_{i+1}^2 + \frac{i\omega}{\tau_{i+1}}\right)} \tilde{x}_i - \\ & - \frac{\omega_i^2 \left(\omega_i^2 + \frac{i\omega}{\tau_i}\right)}{R_i \left(\omega_{i+1}^2 + \frac{i\omega}{\tau_{i+1}}\right)} \tilde{x}_{i-1} \end{aligned} \quad (32)$$

für die anderen Stufen des n -dimensionalen Systems.

Man kann hier sehen [Rie92], daß für mehrstufige Systeme die Übertragungsfunktion für die letzte Stufe bei hohen Frequenzen $\omega \gg \omega_0$ mit $1/\omega^{2n-l}$ abfällt, wobei l der Stufen gedämpft sind.

$$\begin{aligned} T_n(\omega) &= 1 \quad \text{für } \omega < \omega_i \\ &\propto \omega^{-(2n-l)} \text{ für } \omega \gg \omega_n \end{aligned} \quad (33)$$

Jede Stufe trägt also nach Gl. (28) zur Isolation bei, wobei durch die Dämpfung D_i zwar die Resonanzüberhöhung bei $\omega_i = \sqrt{k_i/m_i}$ vermindert, jedoch auch die gewünschte Übertragungseigenschaft für $\omega \gg \omega_0$ verschlechtert wird.

6.3 Der 2-dimensionale Aufbau

Jede Stufe einer solchen Federaufhängung bedarf eines Platzes, der etwa der Länge der Federn entspricht. Bei gegebener Höhe des Aufbaus ergibt sich eine Grenzfrequenz durch die erreichbare Federkonstante. Allerdings ist die mechanische Belastbarkeit auch begrenzt, wodurch sich bei handelsüblichen Federn praktisch unabhängig von der Masse Frequenzen von etwa 1 Hz ergeben.

Ein Aspekt bei dem zu konstruierenden Aufbau war die Forderung nach einem mechanisch kompakten Aufbau mit geringem Platzbedarf. In dieser Diplomarbeit ist daher ein zweistufiges System realisiert worden, wobei jedoch auch hier weitere Stufen hinzugefügt werden können. Die Dämpfung bei 50 Hz sollte damit über 10^{-3} betragen. Um den Aufbau klein zu halten, kann man die Anbringungen der Federn so gestalten, daß die Stufen ineinander geschachtelt werden, jedoch muß man dann die Federbefestigungen über dem Schwerpunkt der jeweiligen Masse

anbringen, da ansonsten das System instabil werden kann bzw. die Kopplungen der Freiheitsgrade extrem stark werden. Dabei werden vor allem Kipp- und Drehschwingungen angeregt, die sehr schwer zu kontrollieren sind.

Hier werden aufgrund des realisierten Aufbaus die Gleichungen für das 2-dimensionale Modell sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung explizit aufgeführt. Die Kopplung zwischen den verschiedenen Freiheitsgraden wird auch hier in guter Näherung vernachlässigt, da der Aufbau im Bereich der Schwingungsamplituden von unter $1\mu\text{m}$ arbeiten soll.

6.3.1 Die vertikalen Schwingungseigenschaften

Für das zweidimensionale Federpendel ergeben sich die Lagrangefunktion

$$L = \frac{1}{2}m_1 \dot{x}_1^2 + \frac{1}{2}m_2 \dot{x}_2^2 - \frac{k_1}{2}(x_1 - x_0)^2 - \frac{k_2}{2}(x_2 - x_1)^2 \quad (34)$$

und die Reibungskräfte

$$\begin{aligned} F_1 &= -d_1(\dot{x}_1 - \dot{x}_0) - d_2(\dot{x}_1 - \dot{x}_2) \\ F_2 &= -d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) \quad . \end{aligned}$$

Aus den Euler-Lagrange-Gleichungen

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} - Q_i = 0 \quad (35)$$

mit den verallgemeinerten Reibungskräften

$$Q_j = \sum_i F_i \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \quad (36)$$

ergeben sich die Differentialgleichungen für die verallgemeinerten Koordinaten q_i , die in diesem Fall identisch zu den x_i sind:

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{x}_1 &= -k_1(x_1 - x_0) - k_2(x_2 - x_1) - d_1(\dot{x}_1 - \dot{x}_0) - d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) \\ m_2 \ddot{x}_2 &= -k_2(x_2 - x_1) - d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) \quad . \end{aligned} \quad (37)$$

Daraus ergibt sich wieder über eine Fouriertransformation die Übertragungsfunktion der Störungen auf die zweite Masse m_2 :

$$T(\omega) = \left| \frac{\tilde{x}_2}{\tilde{x}_0} \right| = \left| \frac{(\omega_1^2 + \frac{i\omega}{\tau_1})(\omega_2^2 + \frac{i\omega}{\tau_2})}{(\omega_2^2 + \frac{i\omega}{\tau_2} - \omega^2)(\omega_1^2 + \frac{i\omega}{\tau_1} + \frac{m_2}{m_1}(\omega_2^2 + \frac{i\omega}{\tau_2}) - \omega^2) - \frac{m_2}{m_1}(\omega_2^2 + \frac{i\omega}{\tau_2})^2} \right| \quad (38)$$

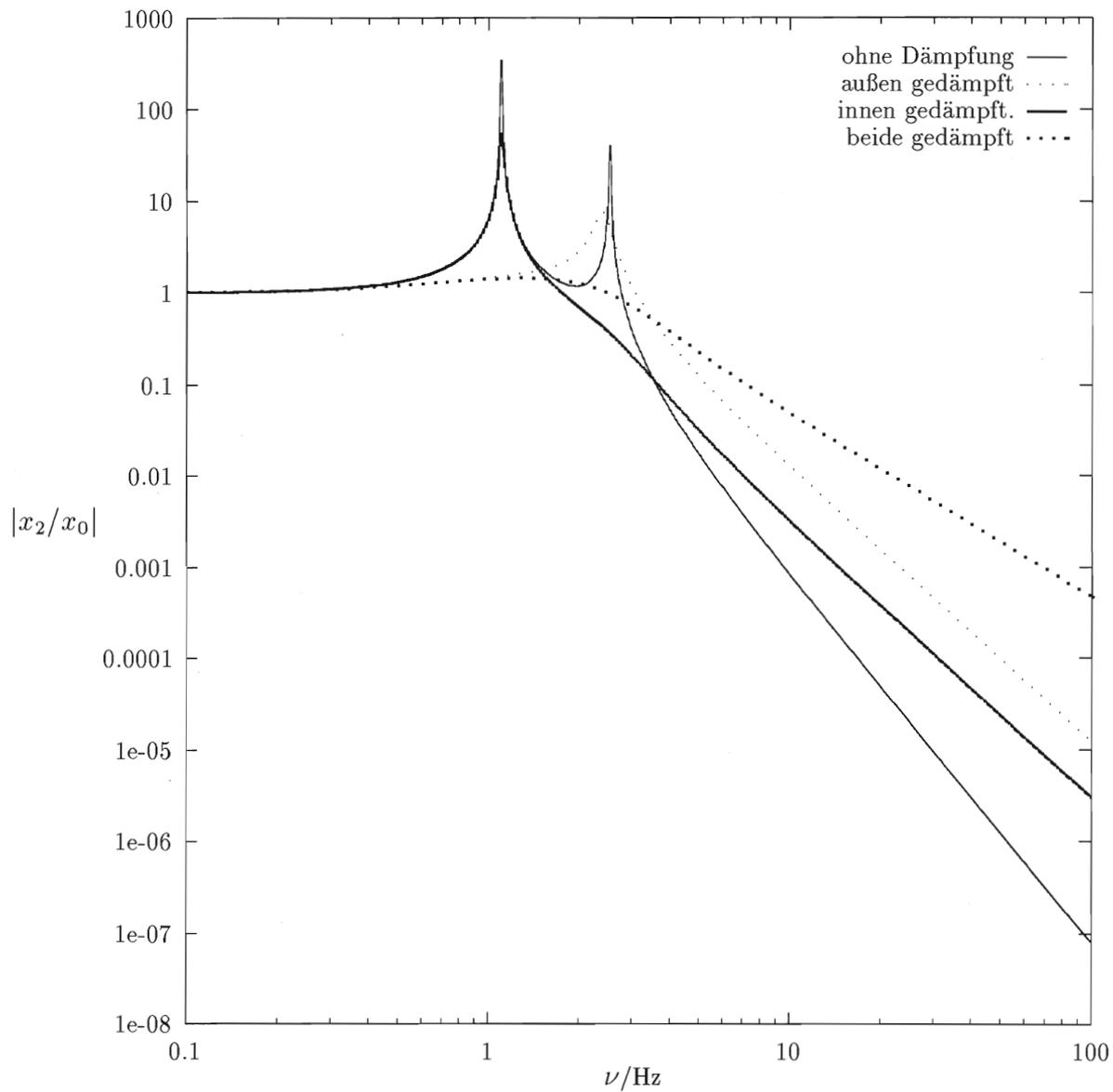


Abbildung 16: Die vertikale Übertragungsfunktion. Es sind hier die Kurven für verschiedene Dämpfungen gezeigt. Die Parameter des Aufbaus von S. 43 sind darin enthalten. Die Dämpfung wurde mit $\tau = 0,1$ s angesetzt (ungedämpft: $\tau = 400$ s).

6.3.2 Die horizontalen Schwingungseigenschaften

Der gleiche Formalismus wird auch auf die vertikale Schwingungsrichtung angewandt, jedoch gestalten sich hier die Formeln etwas unübersichtlicher. Die Lagrangeleichung ergibt sich zu:

$$\begin{aligned}
 L_v = & \frac{1}{2}m_1 \left(\dot{x}_0^2 + \dot{\phi}_1^2 l_1^2 + 2\dot{x}_0 \dot{\phi}_1 l_1 \cos \phi_1 \right) \\
 & + \frac{1}{2}m_2 \left(\dot{x}_0^2 + \dot{\phi}_1^2 l_1^2 + \dot{\phi}_2^2 l_2^2 + 2\dot{x}_0 \left(\dot{\phi}_1 l_1 \cos \phi_1 + \dot{\phi}_2 l_2 \cos \phi_2 + 2l_1 l_2 \dot{\phi}_1 \dot{\phi}_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \right) \right) \\
 & + m_2 g l_2 \cos \phi_2 + (m_1 + m_2) g l_1 \cos \phi_1. \tag{39}
 \end{aligned}$$

Die verallgemeinerten Reibungskräfte ergeben sich hier zu:

$$\begin{aligned}
 Q_1 &= -d_1 l_1^2 \dot{\phi}_1 + d_2 l_1 l_2 \dot{\phi}_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \approx -d_1 l_1^2 \dot{\phi}_1 + d_2 l_1 l_2 \dot{\phi}_2 \\
 Q_2 &= -d_2 l_2^2 \dot{\phi}_2 \tag{40}
 \end{aligned}$$

Macht man nun die üblichen Näherungen für kleine Auslenkungen ($\cos \phi \approx 1$, $\sin \phi \approx \phi$, $\dot{\phi}^2 \phi \approx 0$), vernachlässigt man also in den resultierenden Differentialgleichungen kleine Größen höherer Ordnung und substituiert man die Variablen ϕ_i durch die linearen horizontalen Auslenkungen x_i :

$$x_1 := x_0 + l_1 \phi_1 \tag{41}$$

$$x_2 := x_0 + l_1 \phi_1 + l_2 \phi_2, \tag{42}$$

so erhält man die Differentialgleichungen

$$\begin{aligned}
 \ddot{x}_2 &= -\frac{g}{l_2}(x_2 - x_1) - \frac{d_2}{m_2}(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) \\
 &= -\omega_2^2(x_2 - x_1) - \frac{1}{\tau_2}(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) \tag{43}
 \end{aligned}$$

$$m_1 \ddot{x}_1 + m_2 \ddot{x}_2 = -(m_1 + m_2) \frac{g}{l_1}(x_1 - x_0) + d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) - d_1(\dot{x}_1 - \dot{x}_0). \tag{44}$$

Die Übertragungsfunktion ergibt sich hieraus zu:

$$\begin{aligned}
 T_h(\omega) = & \left| \frac{\tilde{x}_2}{\tilde{x}_0} \right| = \\
 & \left| \frac{(\omega_2^2 + \frac{i\omega}{\tau_2}) (M_{red} \omega_1^2 + \frac{i\omega}{\tau_1})}{\frac{m_2}{m_1} (\omega^2 - \frac{i\omega}{\tau_2}) (\omega_2^2 + \frac{i\omega}{\tau_2}) + (\omega^2 - \omega_2^2 - \frac{i\omega}{\tau_2}) (M_{red} \omega_1^2 - \omega^2 + i\omega (\frac{1}{\tau_1} + \frac{m_2}{m_1} \frac{1}{\tau_2}))} \right| \tag{45}
 \end{aligned}$$

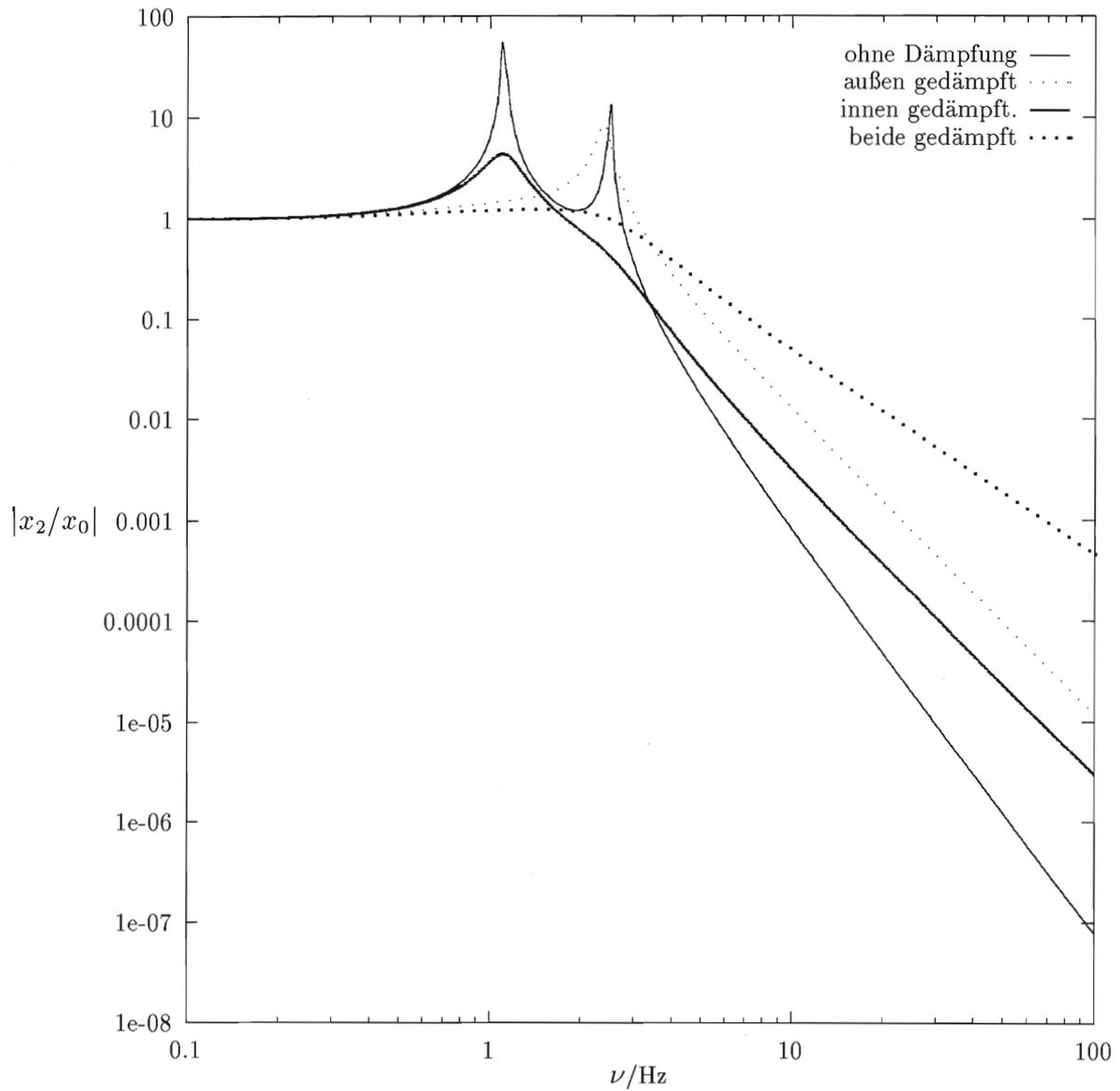


Abbildung 17: Die horizontale Übertragungsfunktion. Werte wie bei Abb. 16.

mit $M_{red} := \frac{m_1+m_2}{m_1}$. Bei der vertikalen Übertragungsfunktion ist besonders interessant, daß durch eine Dämpfung der inneren Stufe auch die Überhöhung bei der Resonanzfrequenz der ersten Stufe gedämpft wird. Dies gilt allerdings nur bei der vertikalen Funktion. Daher wird es nötig sein, für beide Stufen ein Dämpfung vorzusehen, was auch in den Messungen der Schwingungseigenschaften zu sehen ist (S. 49 ff.).

6.4 Parameter des realisierten Aufbaus

Die Tabelle zeigt die Werte der verwendeten Federn und die aus den gewogenen Massen des momentanen Aufbaus resultierenden Schwingungsfrequenzen.

	äußere Stufe	innere Stufe	
Federtyp	RZ-069X	RZ-015HX	Fa. Gutekunst & Co.
Federkonstante k	90	42	N/m
gespannte Länge l	194	5,3	mm
Gesamtmassen m_i	5,41	0,72	kg
$\omega/2\pi = \sqrt{g/l}$	1,13	2,16	Hz
$\omega/2\pi = \sqrt{k/m}$	1,35	2,43	Hz

6.5 Aufbau der seismischen Isolation

Für die zweistufige Federaufhängung ist eine Vakuumkammer mit einer dreifachen Schalenstruktur konzipiert worden. Abbildung 18 zeigt den Gesamtaufbau von der Seitenansicht, in Abbildung 19 sieht man die im Vakuumtopf aufgehängten Stufen, die äußere Federstufe mit der darin enthaltenen inneren Federstufe, in der der ULE-Resonator liegt.

6.5.1 Die Vakuumkammer

Die äußere Vakuumkammer ist als UHV-Kammer mit Conflat-Flanschen konzipiert. Ein wesentlicher Gesichtspunkt dabei ist, daß die gesamte Apparatur im Betrieb keinen mechanischen Erschütterungen ausgesetzt sein darf und daher keine ständig laufenden Vakuumpumpen angeschlossen sein können. Die Apparatur wird daher vorevakuiert und dann beim Dauerbetrieb mittels einer Ionengetterpumpe (Varian Star-Cell 20L, im folgenden IG-Pumpe) abgepumpt. Diese Ionengetterpumpe ist direkt an den Topf angeflanscht und wird mit einem Steuergerät (Varian Minivac) betrieben, welches keine Lüftungsventilatoren benötigt. Somit ist ein Betrieb der Vakuumapparatur ermöglicht, der minimale akustische und mechanische Erschütterungen garantiert.

Die Vorevakuierung geschieht mit einer Turbomolekularpumpe (Varian Macro-Torr V250), die über ein Ventil an den Aufbau angeflanscht ist und ihrerseits mit einer Membranpumpe (VakuBrandt MZ-2D) vorgepumpt wird. Der gesamte Pumpstand ist frei von Kohlenwasserstoffen gehalten (die Turbomolekularpumpe ist keramikgelagert, der Pumpraum der Membranpumpe ist vom Antrieb getrennt), da in anderen Arbeitsgruppen [Ste87] ein Absinken der Finesse des Resonators beobachtet werden konnte, das auf Öl zurückgeführt wurde, das sich im Vakuum auf den Oberflächen – und damit auf den Spiegeln – verteilte. Da in unserem Fall die Spiegel nicht ohne weiteres abgenommen werden können, ist auf diesen Punkt im Aufbau großer Wert gelegt worden.

Die Kammer selber ist aus einem Edelstahlrohr mit 12 mm Wandstärke gefertigt. Der Vorteil dieser extrem großen Wandstärke ist eine sehr hohe passive thermische Isolation durch die hohe Wärmekapazität und der damit verbundenen geringen Temperaturänderung im Inneren der Kammer und eine hohe mechanische Stabilität, wodurch akustische Schwingungen des Materials wirkungsvoll unterdrückt werden. An dem zylindrischen Rezipienten sind zwei gegenüberliegende DN35CF-Flansche eingeschweißt, auf die antireflex-beschichtete Fenster aufgeschraubt sind, durch die der Laserstrahl in den Resonator eingekoppelt wird. Die Flansche sind leicht gegen den Strahlengang gekippt, um die Reflexe vom Fenster selber von dem am Resonator reflektierten Strahl zu trennen und um Etaloneffekte zu vermeiden. Weitere vier Flansche sind für elektrische Durchführung, Pumpen und für die später beschriebene Schwingungsdetektion vorgesehen.

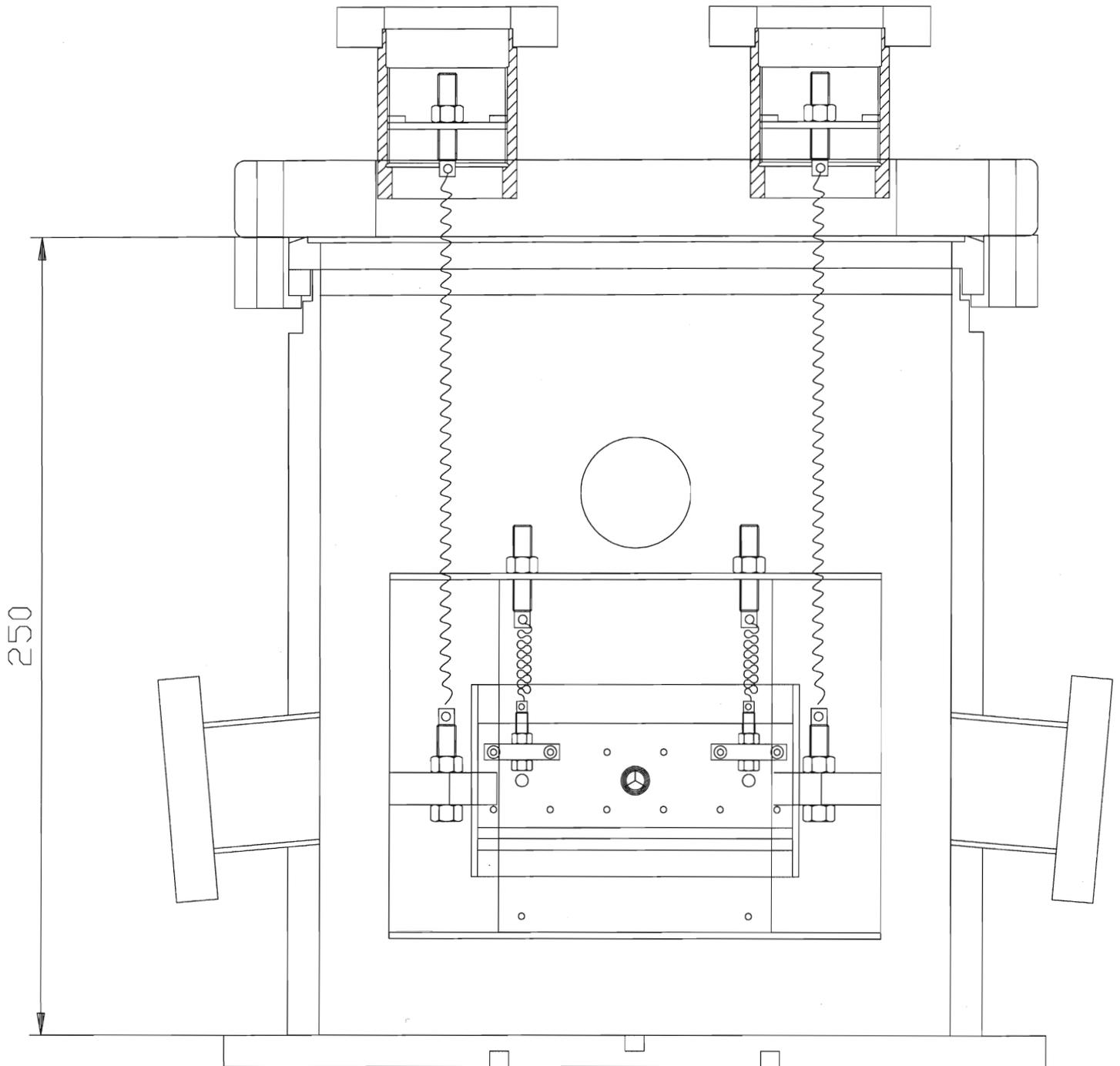


Abbildung 18: Der Aufbau der Kammer

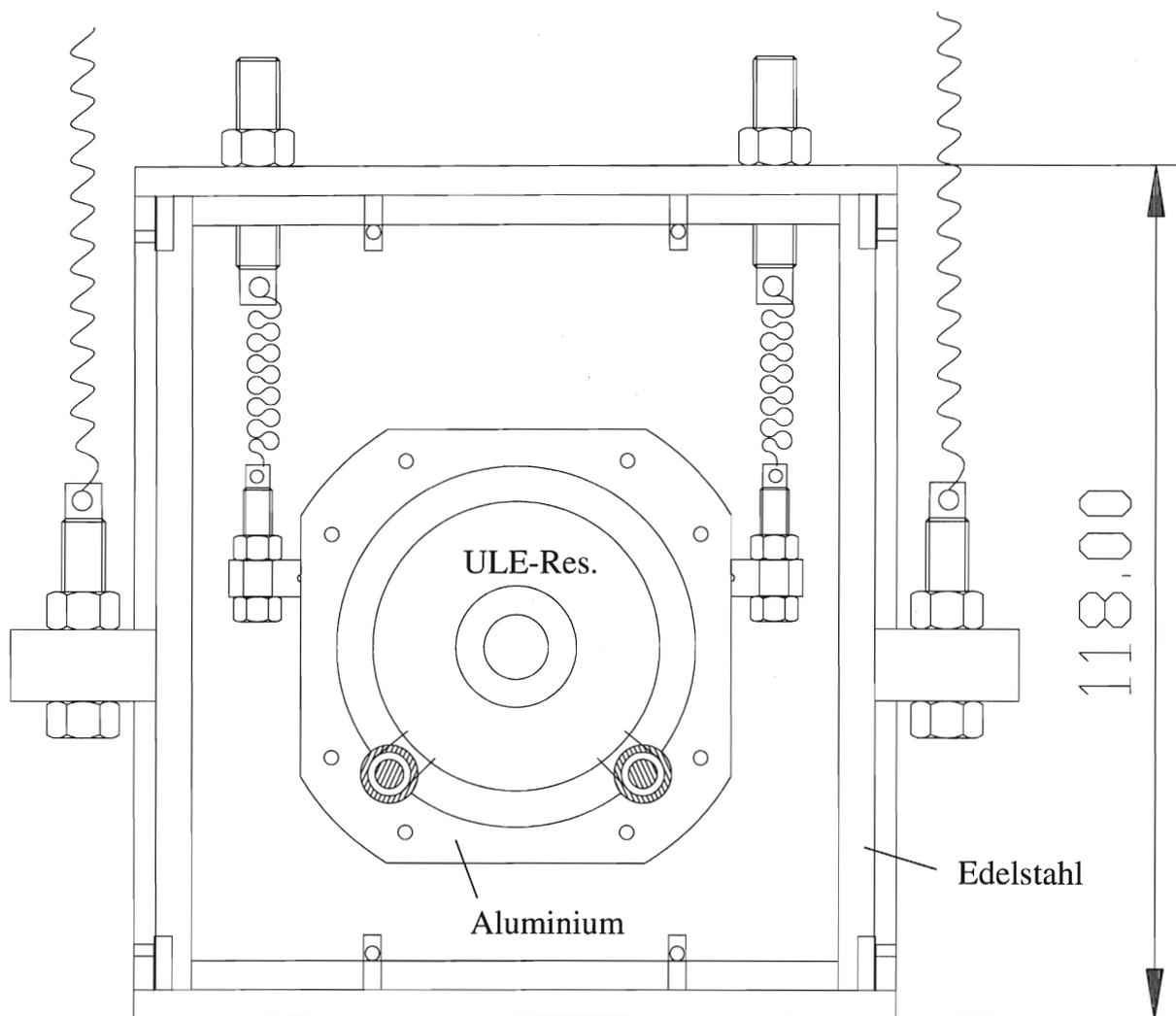


Abbildung 19: Die inneren Stufen

Im Boden sind einige Sackgewinde eingelassen, die für die Befestigung einer weiteren Isolationstufe mittels schwingungsdämpfender GummifüÙe und für Temperaturfühler einer aktiven Temperaturstabilisierung der Vakuumkammer vorgesehen sind.

Der Vakuumdeckel ist ein DN200CF-(Reduzier)Flansch, in den vier dickwandige DN35CF-Flansche eingeschweiÙt sind, in denen die Federaufhängung angebracht ist. Dazu sind die Flansche mit einem Innengewinde versehen, in die Gewindefleichen eingeschraubt werden können, in denen die Schrauben für die Federn sitzen. Diese Scheiben werden von zusätzlichen Ringen gekontert. Eine der vier Scheiben ist mit breiten Schlitzfenstern versehen, da auf den zugehörigen Flansch die Ionengetterpumpe aufgesetzt ist. Durch diese Konstruktion ist es möglich, sowohl den Aufhängepunkt als auch die Federlänge zu variieren. Außerdem kann so die Höhe des Resonators in der Vakuumkammer justiert werden, ohne daß die Apparatur komplett geöffnet werden muß. In der Mitte des DN200CF-Deckelflansches befindet sich ein weiterer Flansch, der für ein Fenster für die Bewegungsdetektion vorgesehen ist.

Mit diesem Aufbau war es in ersten Tests möglich, die Apparatur mit den Vorpumpen auf $1 \cdot 10^{-6}$ mbar vorzupumpen und die Ionengetterpumpe zu starten. Nach Schließen des Ventils konnten die Vorpumpen abgenommen und der Druck mit der IG-Pumpe stabil gehalten werden. Innerhalb der folgenden Wochen sank der Druck auf ca. $2 \cdot 10^{-7}$ mbar. Nach Ausheizen der Apparatur sollte ein noch niedrigerer Druck möglich sein, der die Lebensdauer der IG-Pumpe vergrößert.

6.5.2 Die Zwischenmasse

Die Zwischenmasse (m_1 in Formel (34) und (39)) ist aus 8 mm dickem Edelstahl gefertigt (Abb. 19). Die Seitenteile sind verschweiÙt, der Deckel und Boden abschraubbar. Die seitlich angebrachten Federhalterungen sind fest verschweiÙt, jedoch können die Federschrauben verschoben werden.

Im Deckel sind je vier Bohrungen für zwei möglich Federanbringungen am Resonatorhalter angebracht. Die restlichen Bohrungen sind Befestigungsmöglichkeiten für zusätzliche Anbringungen wie weitere Dämpfungsglieder.

Leider ist das Material nicht poliert, was für eine erhöhte passive thermische Isolation aufgrund der Reflektivität der Oberflächen von Vorteil wäre. Dasselbe gilt auch für das Resonatorgehäuse aus Aluminium.

6.5.3 Die Resonatorhalterung

Der Resonator selber ist in einem zusätzlichen Gehäuse gelagert. Dieses ist aus dickwandigem Aluminium konstruiert und umgibt den Resonator praktisch

vollständig. Aluminium hat eine hohe Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit, wodurch ein weiterer Tiefpaß für Temperaturschwankungen eingefügt ist und sich Temperaturgradienten –z.B. durch thermische Lecks an den Flanschen der Vakuumkammer– ausgleichen.

Die vier Federn werden an dieser Stufe mit Halteklötzchen angeschraubt, die an verschiedenen Stellen angebracht werden können. Bei der Konzeption des Aufbaus ist Wert darauf gelegt worden, daß die Federanbringung möglichst variabel ist, um hier eine Optimierung vornehmen zu können. Insbesondere waren hier bei den Vormessungen stark unterschiedlich angeregte Roll- und Stampfschwingungen bei geänderten Aufhängepunkten des Halters zu beobachten. Diese Bewegungen sind mit der später aufgebauten Schwingungsdetektion zu messen.

Der Resonator ist in diesem Gehäuse auf vier Trovidur-Scheiben gelagert. Diese sitzen auf Kugellagerwellen, welche in je zwei Miniaturkugellagern mit Lagerbuchsen laufen. Die Buchsen sitzen in Nuten, die in den Halter eingearbeitet sind. Die Wellen werden über Druckfedern auf Position gehalten. Die Auflagepunkte am Resonator liegen bei $0,224 \cdot L$ der Länge des Resonators. Dies sind Knotenpunkte der ersten transversalen Stabschwingung, so daß hier keine Eigenschwingungen angeregt werden können.

Ursprünglich war diese Konstruktion vorgesehen, um Spannungen zwischen den Lagerpunkten aufgrund der unterschiedlichen Temperatúrausdehnungskoeffizienten der Materialien zu vermeiden und eine weitere longitudinale Isolationsstufe einzufügen. Jedoch stellten sich die Kugellager für die auftretenden Amplituden und Kräfte als nicht ausreichend leichtlaufend heraus.

7 Die Schwingungsdetektion

7.1 Detektion mittels Beschleunigungsaufnehmer

Um die Isolationseigenschaften des Aufbaus zu messen, stand ein piezoelektrischer Beschleunigungsaufnehmer (Bruel & Kjaer 4381, im folgenden kurz BA) zur Verfügung. Dieser wurde in einem Ersatzkörper anstelle des Resonators in die Aufhängung gelegt; der Aufnehmer saß dabei im Schwerpunkt des Resonatordummy. Der Schwerpunkt der gesamten BAs stimmt aber nicht mit dem Schwerpunkt der sensitiven Masse überein, so daß der sensitive Punkt leicht neben dem Schwerpunkt des Ersatzresonators liegt. Das Gesamtgewicht des Ersatzkörpers mit Beschleunigungsaufnehmer ist der Masse des ULE-Resonators angeglichen.

Beschleunigungsaufnehmer dieser Art sind jedoch nur in einer Hauptrichtung (der benutzte längs seiner Symmetrieachse) sensitiv, daher mußte für jede Raumrichtung der Aufnehmer ummontiert werden. Die auftretenden Schwingungen der restlichen drei Winkelfreiheitsgrade können mit diesem Meßverfahren nicht aufgenommen werden. Die Drehbewegungen werden lediglich im Rahmen der Fehler des Aufnehmers bezüglich seiner sensitiven Achse und bei exzentrischer Montage gemessen. Bei Anbringung außerhalb eines Schwerpunktes wird –aufgrund der nicht zu vernachlässigenden Masse (42g) des BAs– die Messung zu stark beeinflusst.

Mit dem Beschleunigungsaufnehmer sind Spektren der Aufhängung und des Laserisches aufgenommen worden. Es stand aber kein kalibrierter Ladungsverstärker zur Verfügung, so daß hier nur qualitative Aussagen gemacht werden können.⁴ Abb. 20 zeigt die Spektren der zweistufigen Aufhängung und des Tisches. Diese Spektren sind Mittelungen von 80-100 Meßkurven, also etwa über eine halbe Stunde.

Da kein Mehrkanalanalysator für die Messungen der Übertragungsfunktionen zur Verfügung stand, sind diese aus Division von den Spektren der Aufhängung mit denen des Tisches berechnet. Die Empfindlichkeit des BA ist hierfür allerdings nicht ausreichend, so daß man nicht die erwarteten Spektren erhält (untere Grenzfrequenz 0,1 Hz, untere dynamische Grenze 0,1 mm/s²). Man sieht in den Spektren anscheinend dominierend den 1/f-Untergrund (elektronisches Rauschen). Die Amplituden der Schwingungen waren bei den Messungen in der Größenordnung von 0,5 mm bei den Eigenfrequenzen von 1-2 Hz (zu sehen anhand der CCD-Kamerabilder und der Schwankungen des Lichtfleckes auf dem Monitor). Das heißt, daß die Resonanzüberhöhungen noch erfaßt werden können, aber die restlichen Bereiche stark verfälscht werden. Desweiteren ist durch den zeitlichen Versatz nicht gewährleistet, daß die über eine halbe Stunde gemittelten Bodenvibrationen gleiche Amplitude haben, und somit die Messung verändert wird.

⁴Vorverstärker 40dB, Spektrumanalysator HP3589

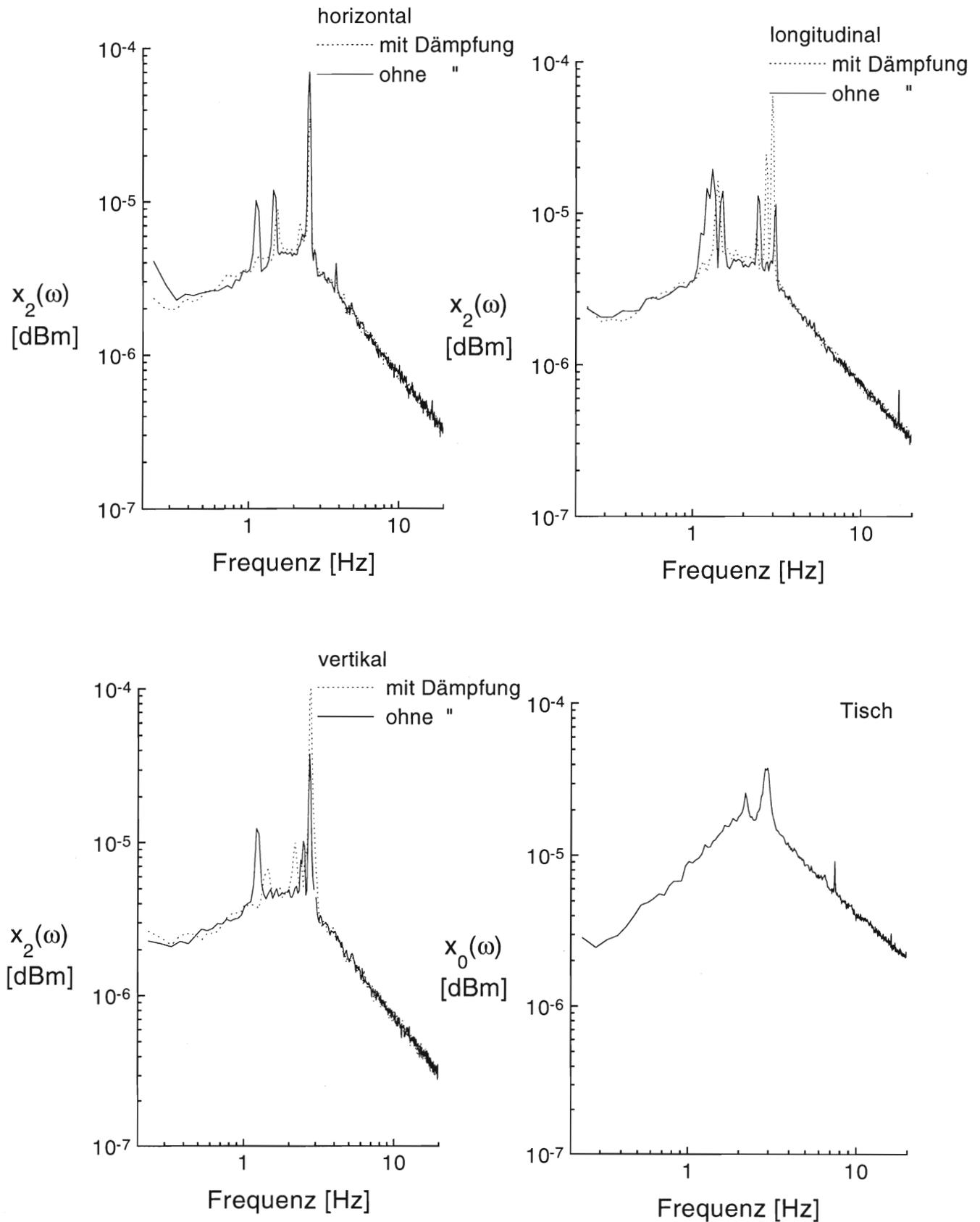


Abbildung 20: Spektren der Aufhängung und des Tisches. Die Dämpfung bestand aus einem Indiumdraht, der über der äußeren Stufe hing und auf dem Boden auflag.

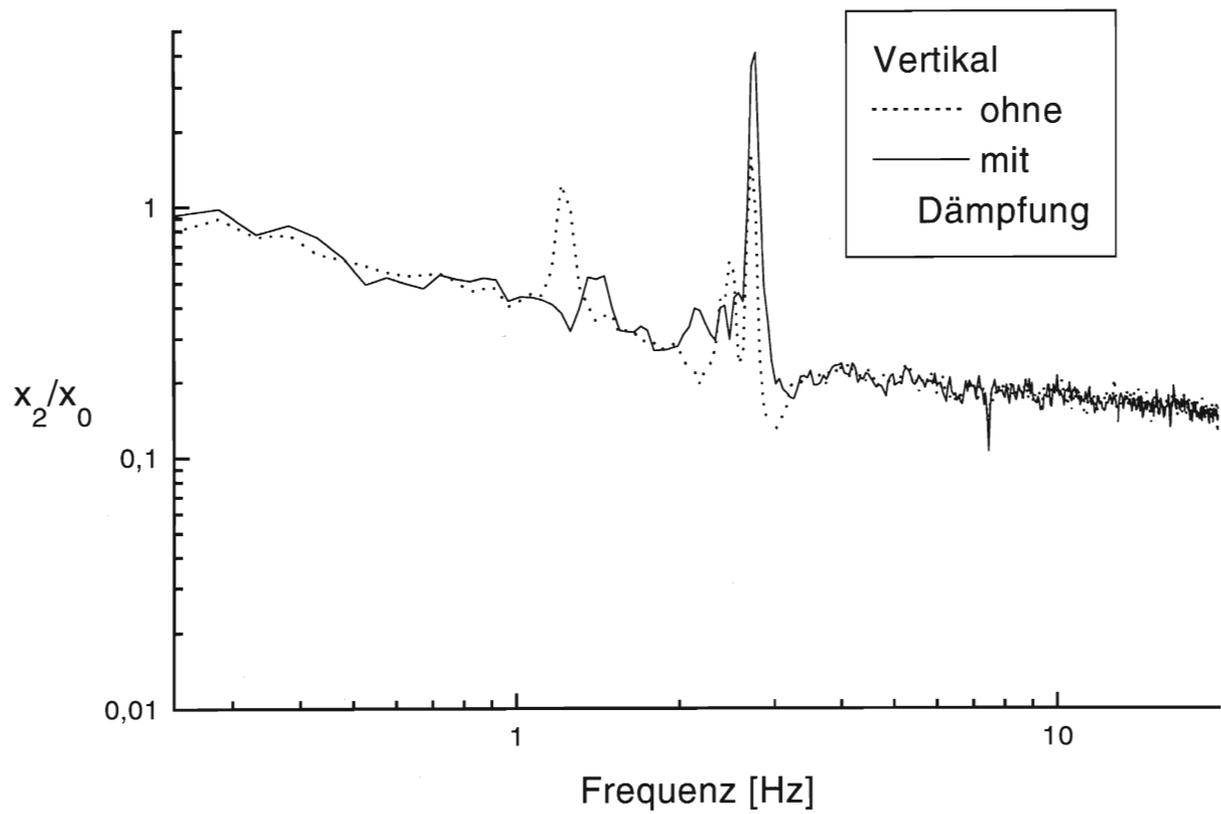


Abbildung 21: Übertragungsfunktion der vertikalen Schwingung.

Um die Übertragungsfunktion zu messen, wäre es möglich gewesen, die Aufhängung von außen anzuregen. Hier stand jedoch noch keine Möglichkeit zur Verfügung, eine geeichte Anregung anzubringen. Die Anregung mit einem Lautsprecher [Pap94] ist nicht umgesetzt worden, da magnetische Lautsprechersystem zum einen einen hochgradig nichtlinearen Frequenzgang im unteren Frequenzbereich haben und zum anderen durch Anregung von Eigenschwingungen von der Aufhängung oder von Aufbauten auf dem Lasertisch die Messungen verfälscht werden. Auch reicht bei dem stabilen Aufbau der Vakuumkammer die Anregung mit solch einem System nicht aus, um eine mit dem BA meßbare Beschleunigung der inneren Stufe zu erhalten.

Als Alternative zu sehr teuren kommerziellen Schwingungserregern ist hier ein Aufbau mittels Piezokristallen in Betracht gezogen worden. Mit diesem könnte die gesamte Vakuumapparatur in Schwingung versetzt werden, da mit Piezokristallen die erforderlichen Kräfte und erforderlichen Amplituden ermöglicht würden. Dazu müßten die luftdruckgelagerten Füße des Tisches abgelassen werden.

Messungen mit dem Beschleunigungsaufnehmer haben einige Nachteile, die zum Teil schon erwähnt worden sind.

- Es können nur Messungen ohne den eigentlichen Resonator vorgenommen werden, insbesondere ist eine Messung bei geschlossener Vakuumapparatur nicht möglich, ohne aufwendige Spannungsdurchführungen zu installieren.
- Durch das mit dem BA verbundene Kabel sind die Ergebnisse verfälscht, vor allem ist bei den geringen Gewichten in der inneren Stufe eine erhebliche Dämpfung der Schwingung vorhanden. Durch das Kabel ist die innere Stufe von ihrer Gleichgewichtsposition verschoben.
- normierte Amplituden erfordern spezielle Verstärker, da sonst die Signalamplitude von der Kabellänge abhängt (kapazitive Kopplung des Piezos mit dem Kabel).
- Der BA kann lediglich die drei Freiheitsgrade der Raumrichtungen erfassen, die Winkelfreiheitsgrade können nicht direkt gemessen werden.
- Selbst mit relativ hoher Verstärkung (40dB) reicht das vom BA gelieferte Signal nicht für gute Messungen aus, der BA ist in den geforderten Bereichen nicht mehr empfindlich, die Apparatur muß mit externer Erregung vermessen werden.

Aufgrund dieser Nachteile ist ein anderes Konzept mittels Vierquadrantdioden für die Bewegungsdetektion realisiert worden, welches auch in anderen Bereichen erfolgreich eingesetzt wird [Str95].

Mit dieser Methode kann die Übertragungsfunktion der Aufhängung nur indirekt

vermessen werden, da hier die absoluten Bezugswerte fehlen. Durch die zeitgleiche Messung der Absolutbewegung auf dem Tisch kann die Übertragungsfunktion aber berechnet werden. Dabei können empfindlichere BA verwendet werden, die aber wesentlich größere Massen und Abmessungen haben [B&K]. Die gleichzeitige Messung der Tischbewegung ist allerdings auch bei der vorhergehenden Methode mit BA nötig.

7.2 Schwingungsmessung mit Vierquadrant-Dioden

Der Nachweis der Bewegung erfolgt hier mittels eines Laserstrahls, der an der inneren Stufe reflektiert wird. Der Strahl wird entsprechend der Bewegung der Aufhängung versetzt und auf Vierquadrantdioden (Siemens SFH244S) reflektiert. Mit einer entsprechenden Beschaltung der Dioden ist es möglich, die linearen Versätze des Laserstrahles zu messen, das Signal ist direkt proportional zur Auslenkung. Durch diese Messung können aufgrund der höheren Empfindlichkeit und der Erfassung von mehr Variablen bessere qualitative und quantitative Aussagen über die auftretenden Schwingungsmoden und -frequenzen gemacht werden. Dieses Konzept ermöglicht außerdem eine aktive Regelung der Laserstrahllage auf die Resonatorkopplung und eine Kompensierung des Dopplereffektes, der durch die Schwingung hervorgerufen wird, am endgültigen Aufbau.

Für Reflektoren an der innersten Stufe kommen hier im Aufbau Retroreflektoren zum Einsatz (die auch in sogenannten Katzenaugen enthalten sind). In Bild 22 ist das Prinzip der Retroreflektoren gezeigt. Der Strahl wird in sich zurückreflektiert; bei einer Verschiebung des Reflektors von der Nulllinie um die Strecke a ändert sich die Strahllage um $2a$.

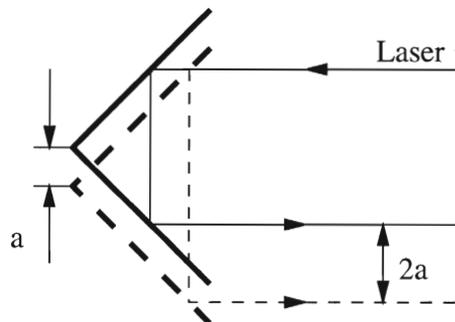


Abbildung 22: Das Prinzip des Retroreflektors

Am Resonatorgehäuse sind insgesamt drei Reflektoren angebracht, für die auch die Fenster in der Vakuumkammer vorgesehen sind. Man kann senkrecht zum Resonator in drei Achsen die Position des Resonators detektieren. Bisher sind für zwei der Reflektoren die Beschaltung der Photodioden vorhanden, womit eine

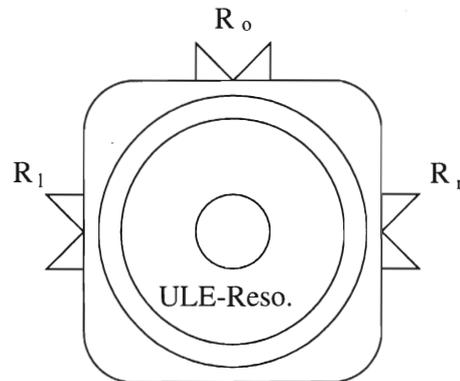
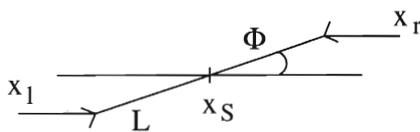


Abbildung 23: Anbringung der Retroreflektors.

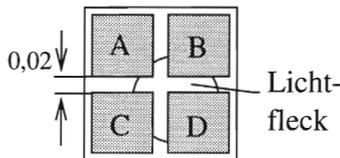
Schwingungsdetektion für vier der sechs Freiheitsgrade möglich ist. Mit der Position des links und rechts angebrachten Reflektors kann die Lage des Schwerpunktes x_S in der x - y -Ebene vertikal durch den Resonator und entlang der Strahlrichtung des eingekoppelten (zu stabilisierenden) Lasers sowie der Winkel Φ gemessen werden.



$$x_S = \frac{x_l + x_r}{2}$$

$$\Phi \approx \frac{x_l - x_r}{2L}$$

Der so abgelenkte Laserstrahl wird auf eine Vierquadrantdiode gelenkt, die den linearen Strahlversatz mißt.



Diese ist aus vier einzelnen Dioden zusammengesetzt, die einen geringen Abstand von 0,02 mm haben und im Viereck angeordnet sind.

Durch eine Subtrahier- und Addierschaltung (s. S. 67) kann man nun aus den Signalen des Diodenarrays die relative Lage des Strahles messen:

$$x = I_A + I_C - I_B - I_D$$

$$y = I_A + I_B - I_C - I_D$$

In den aufgebauten Schaltungen wurde das Signal noch nicht durch die absolute Laserintensität ($\sum_{i=A}^D I_i$) dividiert, daher ist das Signal nicht geeicht, und man kann eigentlich nur die relative Lage in einer Dimension messen. Es ist daher noch erforderlich, die Schaltung zu erweitern. Wenn die Intensität des Laserlichtes konstant bleibt, ist es möglich, die Dioden manuell zu eichen, allerdings hängen

die Meßgrößen der Schaltung dann immer noch von der Justierung des Strahles auf das Diodenarray ab. Die Schaltung liefert auch die Summe der Signale, jedoch stand nur ein A/D-Wandler mit vier Kanälen zur Verfügung, daher sind in den Messungen bisher nur die je zwei (x,y) -Daten aufgenommen worden, um auch eventuelle Winkelbewegungen zu erfassen. In Bild 24 ist der Aufbau für die nachfolgenden Messung zu sehen :

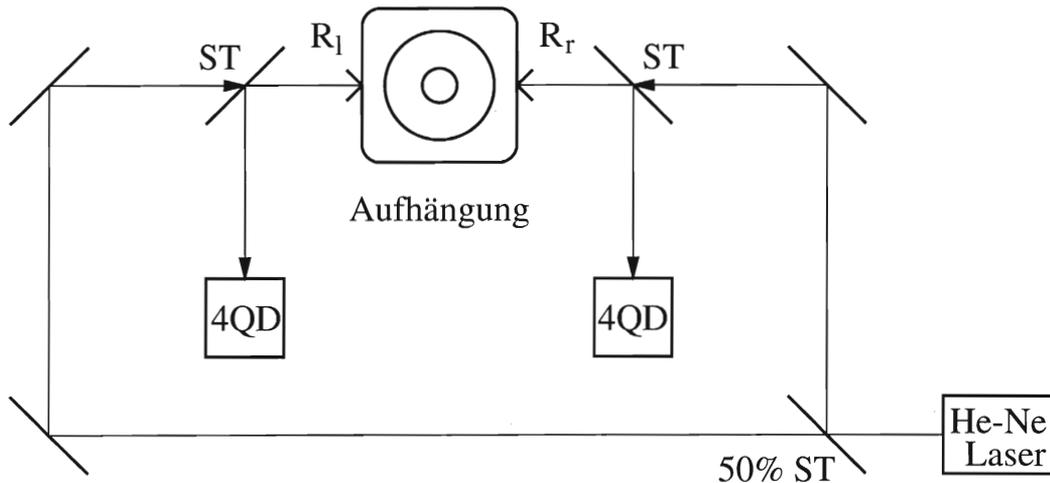


Abbildung 24: Der Aufbau für die Schwingungsmessung mittels Vier-Quadrant-Dioden

Bei der Justierung der Vierquadranten-Photodioden stellten sich folgende Probleme:

- Der Laserstrahlquerschnitt muß kleiner als die gesamte Fläche der vier Quadranten sein.
- Der Strahl interferiert in dem Retroreflektor, wenn er nicht kleiner als eine Spiegelfläche ist, da dann das Licht innerhalb des Strahles unterschiedlich lange Wege durchläuft. Dies führt zu verfälschten Ergebnissen auf der Diode.
- Die Empfindlichkeit des Aufbaus hängt somit von der Justierung des Strahles auf die Dioden und den Reflektor ab.
- Nach der Reflexion an dem Retroreflektor dürfen keine Linsen mehr durchlaufen werden, da sonst der Strahl nicht linear abgelenkt wird.
- Der Abstand der Diodenquadranten ist bei den verwendeten Dioden zu groß, daher sinkt die Intensität, wenn der Strahlfleck auf die Trennlinien fällt, was zu Fehlmessungen führt.

- Der Strahl des Lasers hat auf den Dioden anscheinend kein gutes Gauß-Profil, da die aufgenommenen Kurven sehr große Offsets haben, was durch die verschiedenen Intensitäten auf den Quadranten verursacht werden kann. Die Schaltungen selber sind offsetkompensiert.

Aus diesen Gründen muß der Laserstrahl schon vor dem 50%-Strahlteiler sehr schmal und parallel sein, um die gleichen Bedingungen für beide Seiten zu erfüllen (sehr viel schmäler als der Durchmesser des Retroreflektors und auch schmäler als die gesamte Diodenfläche). In den ersten Messungen konnte dies mit dem vorhandenen He-Ne-Laser nicht erreicht werden, da es nicht gelang, den Strahl ausreichend zu kollimieren. Es sind daher beide Seiten einzeln mit Linsen einjustiert und somit auch unterschiedlich empfindlich.

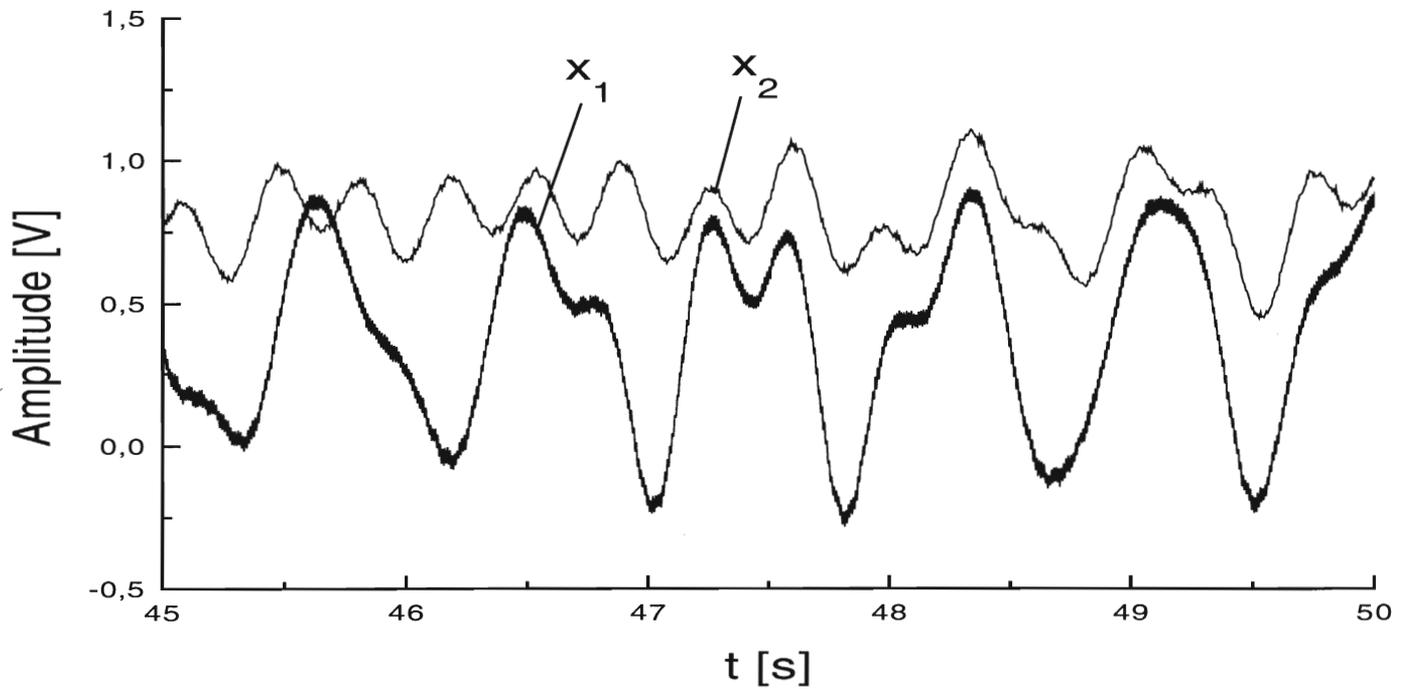
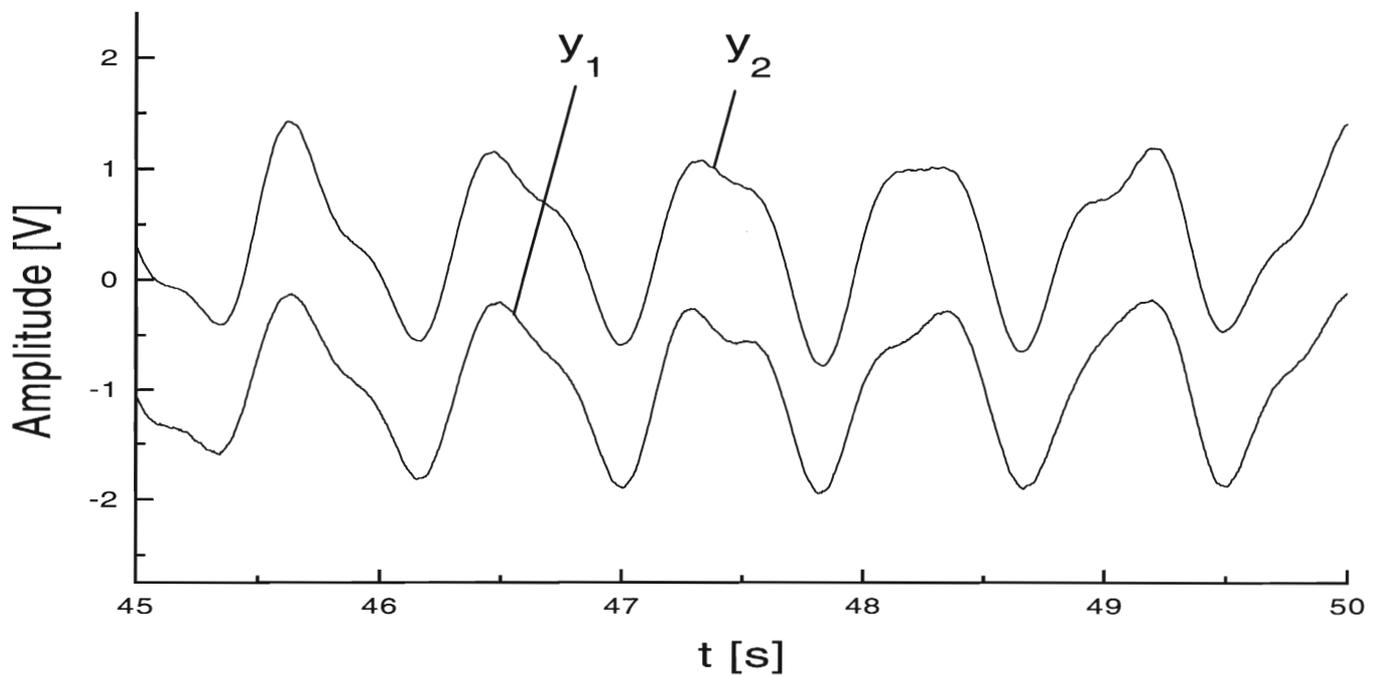
Es muß hier außerdem ein Laser mit einem sehr guten axialsymmetrischen Profil eingesetzt werden, um ein lineares Signal zu erhalten.

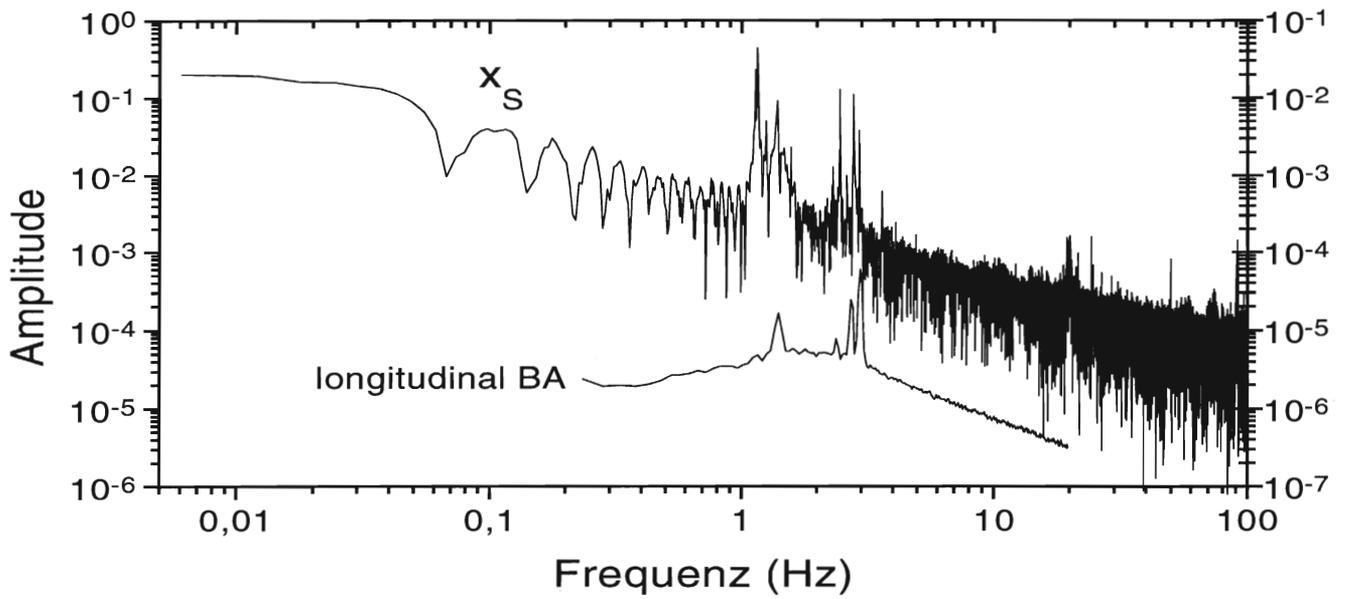
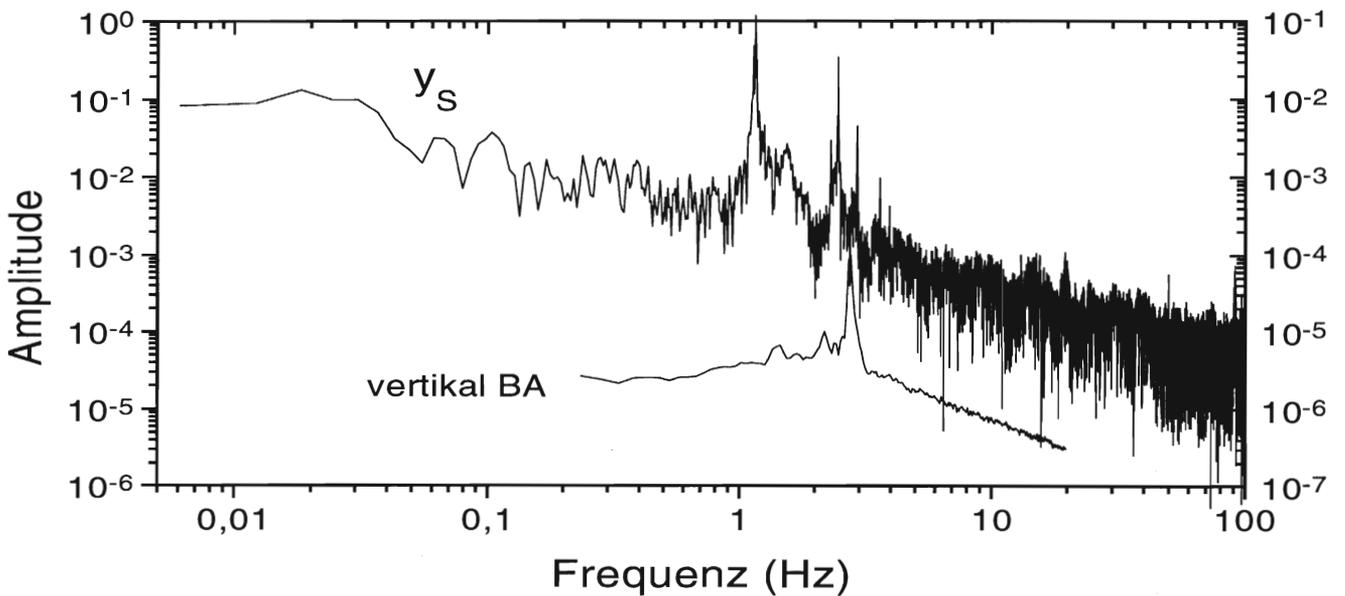
Desweiteren muß man hier hochwertigere Dioden einsetzen, die einen sehr viel geringern Abstand der Quadranten haben. Dadurch kann auch die Empfindlichkeit auf Bewegungen weiter erhöht werden. In Messungen mit einem Verschiebetisch konnte aber schon mit den verwendeten Dioden eine Empfindlichkeiten für Verschiebung von unter $1 \mu\text{m}$ gemessen werden. Diese hohe Sensitivität sieht man auch in den Meßkurven, welche mit einer Sampling-Rate von 200 Hz und über 150 s aufgenommen wurden. Die Abbildungen 25 und 26 zeigen einen 5 s-Ausschnitt dieser Messung.

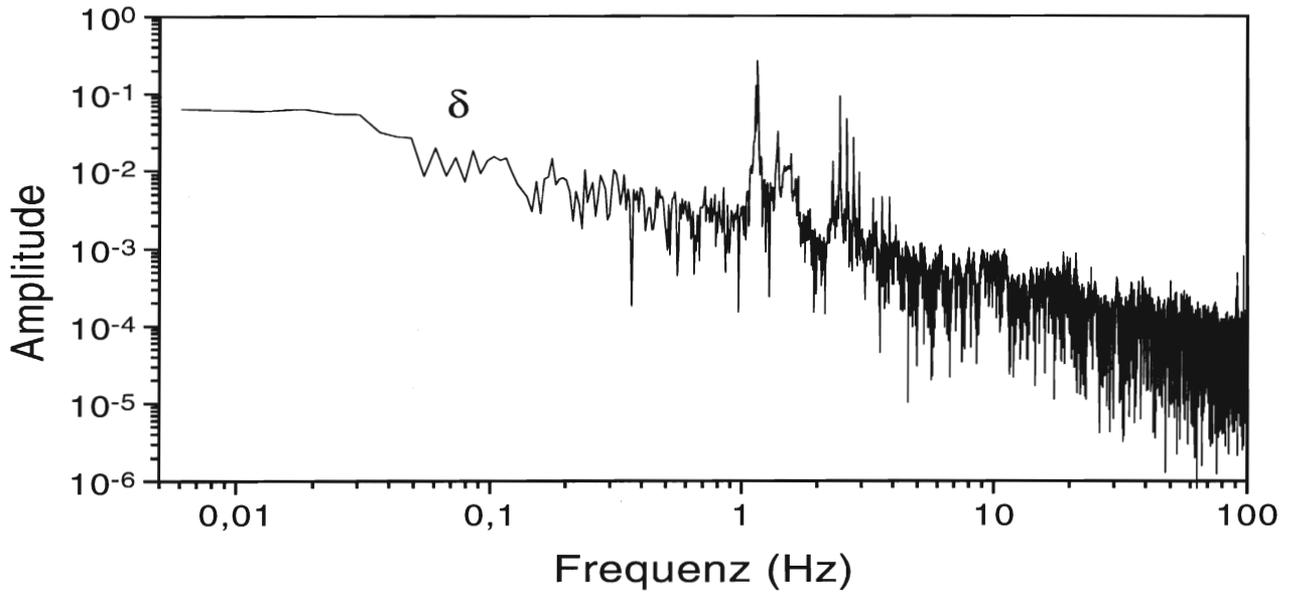
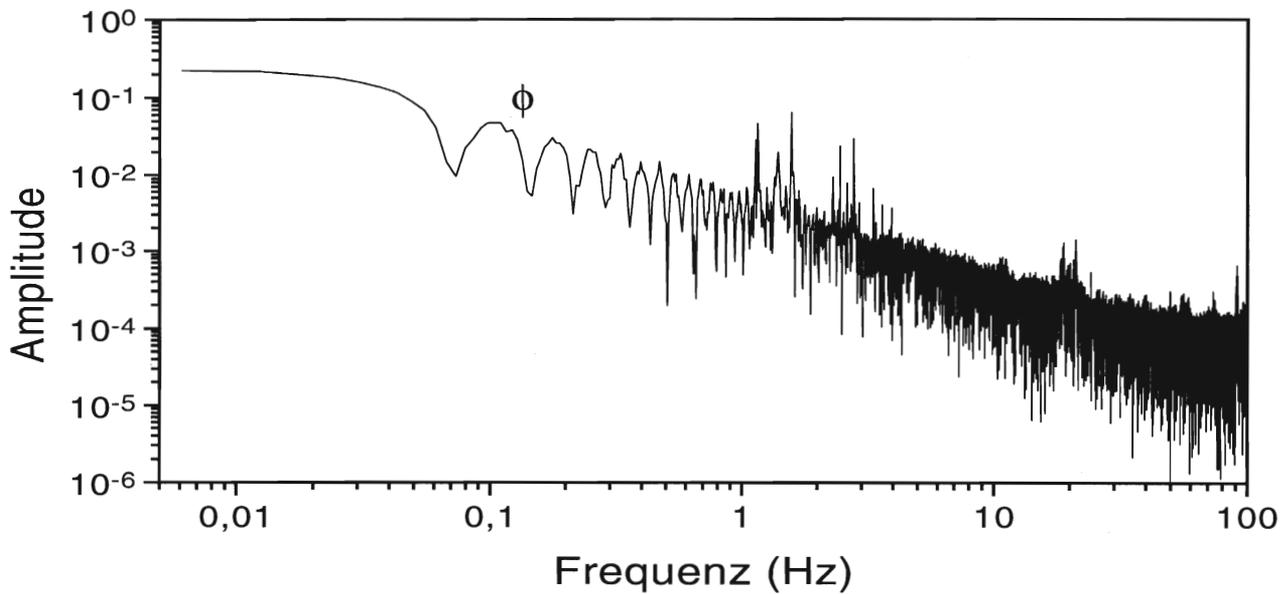
Die Justierung war aus obigen Gründen bei diesen Messungen allerdings nicht optimal, daher ist hier nicht sicher zu sagen, ob die Unterschiede in den Amplituden auf eine eventuell überdehnte Feder oder auf Fehljustierung zurückzuführen ist. Man kann in den Kurven deutlich die überlagerten Schwingungen der zwei Pendelstufen sehen. Auch sieht man in den kompletten Daten Schwebungen mit wesentlich höherer Periode als die des Feder- und Fadenpendels (bei x_1 zu sehen). Das deutet auf leicht unterschiedliche Frequenzen der einzelnen Federn einer Stufe. Die aus diesen Schwingungen berechneten Fourierspektren sind in den Bildern 27 – 30 zu sehen.

Da hier die relativen Schwingungen der Aufhängung zum Lasertisch ($x_2 - x_0$) vermessen worden sind, können diese Daten nicht direkt mit denen im vorhergehenden Abschnitt verglichen werden. Allerdings kann man in den Spektren für die Winkel sehen, daß hier weitere Frequenzen auftauchen, die in den Messungen mit dem BA nicht zu sehen waren (etwa bei 10 und 20 Hz, in diesem Bereich ist u. a. aufgrund der seismischen Isolation der BA nicht mehr empfindlich genug, die Winkelbewegung sollten vom BA sowieso nicht detektiert werden können).

In dem Spektrum für den Winkel ϕ ist zu erkennen, daß die Amplituden der Grundschiebungen wesentlich kleiner werden, woraus geschlossen werden kann, daß diese Messung tatsächlich auf die Winkelbewegung sensitiv ist. Daß dieses

Abbildung 25: Die Schwingung von x_1 und x_2 .Abbildung 26: Die Schwingung von y_1 und y_2 .

Abbildung 27: Das Spektrum von $x_S \propto x_1 + x_2$ Abbildung 28: Das Spektrum von $y_S \propto y_1 + y_2$

Abbildung 29: Das Spektrum von $\phi \propto x_1 - x_2$ Abbildung 30: Das Spektrum von $\delta \propto y_1 - y_2$

nicht so gut in der Messung von δ zu sehen ist, liegt wahrscheinlich an der Justierung der Photodioden.

7.3 Winkelschwingungen

Neben den Grundschwingungen auftretende Resonanzen lassen sich zum Teil durch die Winkelschwingungen der Aufhängung erklären. Ein an zwei seitlich angebrachten Federn ($2k$ Federkonstante) aufgehängter Körper wird eine Schwingung um den Winkel ϕ machen, die Periodendauer hängt hier vom Trägheitsmoment I des Körpers um die Schwingungsachse und den Federkonstanten ab. Aus

$$L = \frac{1}{2} I \dot{\phi}^2 + \frac{4kd^2}{2} \sin^2 \phi \quad (46)$$

mit $d =$ Hebel der Federanbringung folgt

$$I \ddot{\phi} - 4k d^2 \cos \phi \approx I \ddot{\phi} - 4k d^2 \phi = 0 \quad . \quad (47)$$

Daraus erhält man eine Schwingungsdauer

$$\omega_\phi = \sqrt{\frac{4k}{m}} \sqrt{\frac{d^2 m}{I}} = \omega_{Feder} \cdot \sqrt{\frac{d^2 m}{I}} \quad . \quad (48)$$

Für einen Hohlzylinder der Länge L , des Innendurchmessers R_i und des Außendurchmessers R_a berechnen sich die Trägheitsmomente nach

$$\begin{aligned} I_{axial} &= \frac{m}{2} (R_a^2 + R_i^2) \\ I_{äquatorial} &= \frac{m}{2} (R_a^2 + R_i^2 + L^2) \quad . \end{aligned}$$

Abschätzungen der Trägheitsmomente der Aufhängung ergaben Frequenzen von unter $2 \cdot \omega_{Feder}$, die Frequenzen bei 10 und 20 Hz lassen sich damit nicht erklären. Daher muß hier eventuell in weiteren Rechnung berücksichtigt werden, daß die Aufhängepunkte nicht an einer Achse durch den Schwerpunkt der Körper gehen und man es mit gekoppelten Systemen zu tun hat.

Durch bessere Justierung und eine durch Dividierer erweiterte Schaltung wären hier wesentlich bessere Messungen möglich. Ebenso würde eine über mehrere Messungen gemittelte Kurve bessere Aussagen zulassen, allerdings sind diese Messungen extrem datenintensiv (eine Messung ergab 1,2–3,5 MB große Datenfiles, je nach Samplefrequenz). Mit Programmen auf dem PC (Origin) konnten die einzelnen Datensätze gerade noch bearbeitet werden (8 MB Arbeitsspeicher).

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist ein Diodenlaser aufgebaut worden, welcher bei einer Wellenlänge von etwa 850 nm läuft; diese wird auch für andere Experimente der Arbeitsgruppe benötigt. Der Laser ist über optische Rückkopplung (optical self-injection locking) mittels eines Fabry-Perot-Resonators vorstabilisiert und in seiner spektralen Breite verringert worden.

Für eine Stabilisierung nach dem Heterodyn-Seitenband-Verfahren stand ein hochstabiler passiver ULE-Resonator mit einem nichtentarteten Modenspektrum zur Verfügung. Dieser wurde vermessen und charakterisiert, dabei wurde die Finesse des Resonators für den TEM_{00} -Mode zu $F = 7 \cdot 10^4$ bestimmt. Für eine weitere Mode, den TEM_{02} -Mode, wurden aufgrund der erwarteten höheren Beugungsverluste und der damit verbundenen geringeren Finesse die Messungen wiederholt. Daraus resultierte ein etwas, jedoch nicht signifikant niedrigerer Wert von $F = 6,9 \cdot 10^4$. Diese Messungen fanden ohne seismische Isolation und nicht im Vakuum statt, so daß im endgültigen Aufbau eine weitere Erhöhung der Güte dieses Resonators zu erwarten ist. Mehrere der räumlichen Modenstrukturen des Resonators sind auf einer CCD-Kamera aufgenommen worden.

Um den Resonator vor Erschütterungen und akustischen Störung zu schützen, wurde eine 2-stufige Federaufhängung in einer UHV-Vakuumkammer konzipiert und aufgebaut, welche Eigenfrequenzen zwischen 1 und 2,5 Hz aufweist. An dieser Aufhängung sind Messungen des Schwingungsverhaltens mit einem piezoelektrischen Beschleunigungsaufnehmer vorgenommen worden. Um die theoretisch berechneten Eigenschaften der Aufhängung zu überprüfen, wurde aus diesen Messungen die Übertragungsfunktion der Aufhängung für mechanische Störungen von außen auf die gelagerte Masse berechnet. Dabei hat sich herausgestellt, daß die Messungen mittels des Beschleunigungsaufnehmers nicht empfindlich genug waren. Auch waren auf diese Weise keine absoluten Messungen möglich, da kein kalibrierter Ladungsverstärker zur Verfügung stand.

Für weitere Messungen ist ein neuartiges Verfahren mittels Retroreflektoren und Vierquadrantdioden entwickelt und getestet worden. Erste Messungen haben gezeigt, daß hiermit sehr empfindlich Bewegungen der gelagerten Masse im Bereich von einigen μm und darunter detektiert werden können. Über eine aufgebauete Photodiodenverstärkerschaltung können sowohl die Schwerpunktsbewegung als auch die Winkelbewegung des Resonators (bzw. des Halters) gemessen werden. Mit diesem Aufbau ist es ohne großen weiteren Aufwand möglich, auch die Bewegung des gelagerten Körpers relativ zum Lasertisch in absoluten Werten zu messen.

Die Messungen haben gezeigt, daß die Apparatur erhebliche Resonanzüberhöhungen aufweist. Daher ist vorerst eine Dämpfung mittels eines über die Massen

gelegten Indiumdrahtes realisiert worden, welche jedoch auch noch nicht ausreichte. Aus diesem Grund konnten mit dem Heterodyn-Verfahren noch keine befriedigenden Fehlersignale für eine Stabilisierung des Lasers auf den stabilen Resonator gewonnen werden.

9 Ausblick

Der Aufbau entstand als ein neues eigenständiges Experiment, welches eine hochstabile Referenz für die Forschungslabors der Arbeitsgruppe liefern soll. Dazu ist das Experiment zu vervollständigen und zu verbessern.

Mittels einer passiven Dämpfung oder/und einer aktiven seismischen Isolationsstufe, die sich ohne weiteres in den bestehenden Aufbau integrieren läßt, müssen die Nachteile der Resonanzüberhöhung bei den Eigenfrequenzen der Federaufhängung beseitigt bzw. minimiert werden. Als Quelle für ein Fehlersignal für eine aktive Stufe kann die aufgebaute optische Bewegungsdetektion dienen.

Diese kann desweiteren dazu benutzt werden, um eine Strahllagenstabilisierung der Einkopplung des Laserstrahles in den Resonator zu steuern. Auch kann dadurch der Dopplereffekt, der durch die longitudinale Schwingung des Aufbaus hervorgerufen wird, kompensiert werden.

Die Eigenschwingungen der Aufhängung können jetzt sehr empfindlich detektiert werden. Dadurch ist eine detailliertere Betrachtung der auftretenden Bewegungen, insbesondere der Winkelbewegungen möglich. Hierdurch kann eine Optimierung der seismischen Isolation vorgenommen werden, da die Aufhängung sehr variabel konzipiert worden ist.

Ein wesentlicher Aspekt des Aufbaus ist die thermische Stabilisierung des Referenzresonators. Bei der Konzeption ist eine gute passive Isolation beachtet worden, die die Grundlage für eine ausreichende elektronische Temperaturstabilisierung ist. Eine genauere Betrachtung der thermischen Eigenschaften des Aufbaus ist nötig, woraus die Güte einer aktiven Stufe bestimmt werden muß.

Schließlich muß die Frequenz(un)stabilität des Lasers beurteilt werden. Dazu hat sich die Angabe der Allanvarianz durchgesetzt [All66, Bar71, Rut78, Per91], welche die Frequenzstabilität für unterschiedliche Mittelungszeiten charakterisiert.

Aufgrund der vorhandenen Apparaturen sollte es möglich sein, in näherer Zukunft einen hochstabilen Laser als Referenz für genauere Messungen anderer Experimente zur Verfügung zu stellen.

Literatur

- [Hüt] Akad. Verein e.V. Hütte *Handbuch des Ingenieurs*. Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn Berlin, 28. Auflage.
- [All66] D. W. Allan. Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, 54(2):221–230, 1966.
- [AM92] T. L. Aldcroft and P. F. Michelson. Six-degree-of-freedom vibration isolation systems with application. *Rev. Sci. Instrum.*, 63(3):3815, August 1992.
- [Bar71] J. A. Barnes et al. Characterization of frequency stability. *IEEE Transaction on instrumentation and measurement*, IM-20(2):105, May 1971.
- [Ber77] J. W. Berthold et al. Dimensional stability of fused silica, invar, and several ultra-low thermal expansion materials. *Metrologia*, 13:9–16, 1977.
- [BD93] K. P. Birch and M. J. Downs. An updated edlén equation for the refractive index of air. *Metrologia*, 30:155–162, 1993.
- [Coc82] E. Coccia. Mechanical filters for the suspension of gravitational wave antennas. *Rev. Sci. Instrum.*, 53(2):148, October 1982.
- [Dre83] R. W. P. Drever et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31(105):97–105, 1983.
- [Dah87] B. Dahmani et al. Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback. *Optics Letters*, 12(11):876–878, August 1987.
- [Dem93] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, 1993.
- [Ebe76] H. Ebert. *Physikalisches Taschenbuch*. Vieweg Verlag, 1976. S. 318.
- [FL61] A. G. Fox and T. Li. *Bell Syst. Techn. J.*, 40:453, 1961.
- [Gös95] U. Gösele et al. Kleben ohne Klebstoff. *Physikalische Blätter*, 50. Jahrgang(Heft 9):851, September 1995.
- [Gs] Gsänger. Datenblätter zum Faradayisolator.
- [Ham89] M. W. Hamilton. An introduction to stabilized lasers. *Contemporary Physics*, 30(1):21–33, 1989.

- [BERG90] Bergmann Schäfer I. *Mechanik, Akustik, Wärme*. de Gruyter, 10. Auflage, 1990.
- [Corn] Katalog Fa. Corning Inc.
- [KL66] H. Kogelnik and T. Li. *Proceedings of the IEEE*, 54:1312, 1966.
- [Lau] Ph. Laurent et al. Frequency tuning methods for high spectral purity diode lasers self-locked on confocal fabry-perot cavities.
- [LCB89] Ph. Laurent, A. Clairon, and Ch. Bréant. Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(6):1131–1142, 1989.
- [LL65] L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *Band VII: Elastizitätstheorie*. 1965.
- [Pap94] A. Papst. Aufbau eines hochstabilen Referenzresonators für einen optischen Referenzstandard. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, August 1994.
- [Per91] D. B. Percival. Characterization of frequency stability: Frequency-domain estimation of stability measures. *Proceedings of the IEEE*, 79(7):961–972, 1991.
- [Pi87] F. Pi. Thermally-induced optical bistability with two holding beams. *Applied Physics B*, 42:85–89, 1987. PACS: 42.65, 42.80.
- [PMS] PMS Boulder. Fax vom 20.10.1993.
- [Pou46] R. V. Pound. Electronic frequency stabilisation of microwave oscillators. *Rev. Sci. Instrum.*, 17(11), 1946.
- [Rem92] G. Rempe et al. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer. *Optics Letters*, 17(5):363ff, March 1992.
- [Rie92] V. Rieger. Untersuchung zur Verbesserung der spektralen Eigenschaften eines hochstabilen Farbstofflaserspektrometers und atominterferometrische Vermessung des statischen Stark-Effektes. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, 1992.
- [Roj93] R. Rojas. *Theorie der neuronalen Netze*. Springer Lehrbuch, 1993.
- [Rut78] J. Rutman. Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources: Fifteen years of progress. *Proceedings of the IEEE*, 66(9):1048–1075, 1978.
- [Sche83] A. Schenzle et al. Phase-modulation laser spectroscopy. *Physical Review A*, 25(5):2606, May 1983.

- [See93] S. U. Seel. Stabilisierung eines Laserreferenzresonators mit Hilfe einer aktiven seismischen Isolation. Diplomarbeit, Universität München, Mai 1993.
- [Ste87] U. Sterr. Aufbau und Erprobung eines hochpräzisen Farbstofflaser-Spektrometers. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, 1987.
- [Str95] R. Strichirsch. Diplomarbeit (in Druck). Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, 1995.
- [Tay95] C. T. Taylor et al. Cryogenic, all-sapphire, fabry-perot optical frequency reference. *Rev. Sci. Instrum.*, 66(2):955, 1995.
- [TG51] Timoshenko and Goodier. *Theory of elasticity*. Intern. Stud. Edition, 1951.
- [B&K] Katalog Bruel und Kjaer.
- [Uml95] P. Umlauf. Diplomarbeit (in Druck). Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, 1995.
- [Kneu89] F. K. Kneubühl und M. W. Sigrist. *Laser*. Teubner Verlag, 1989.
- [SF79] Author unbekannt. Superfeder. *erschienen in: Physik in unserer Zeit*, 3, 1979. aus Physics today.
- [vW93] J. v. Würzen. Untersuchung und Verbesserung der Frequenzstabilität eines hochstabilen Farbstofflaser-Spektrometers. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, Dezember 1993.
- [WH91] C. E. Wieman and L. Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instrum.*, 62(1):20, 1991.
- [Wyn93] R. Wynands. *Frequenzmessung und -synthese mit Halbleiterlasern*. MPQ179. Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 1993.
- [ZH92] M. Zhu and J. L. Hall. Short and long term stability of optical oscillators. *IEEE Frequency Control Symposium*, 1992.

Anhang

A Materialkonstanten

	ULE	Zerodur	Aluminium	Stahl	
therm. Ausdehnung α	$3 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$		K^{-1}
Dichte ρ	2,205	2,53	2,70	7,9	g/cm^3
Elastizitätsmodul E	67	91	67	215	GPa
Schermodul G	29	30	25	84	GPa
Poissonverh. μ	0,17	0,24	0,34	0,28	
spez. Wärme c_p	766	820	895	477	$\text{J}/\text{kg K}$
Wärmeleitung λ	1,31	1,64	200	30	$\text{W}/\text{m K}$

Tabelle 1: Einige Materialkonstanten

Die Werte der Tabelle 1 für Aluminium und Stahl sind Orientierungswerte, da die Eigenschaften dieser Materialien sehr stark von ihrer konkreten Zusammensetzung abhängt, welche von den Herstellerfirmen meist geheim gehalten werden.

B Technische Zeichnungen

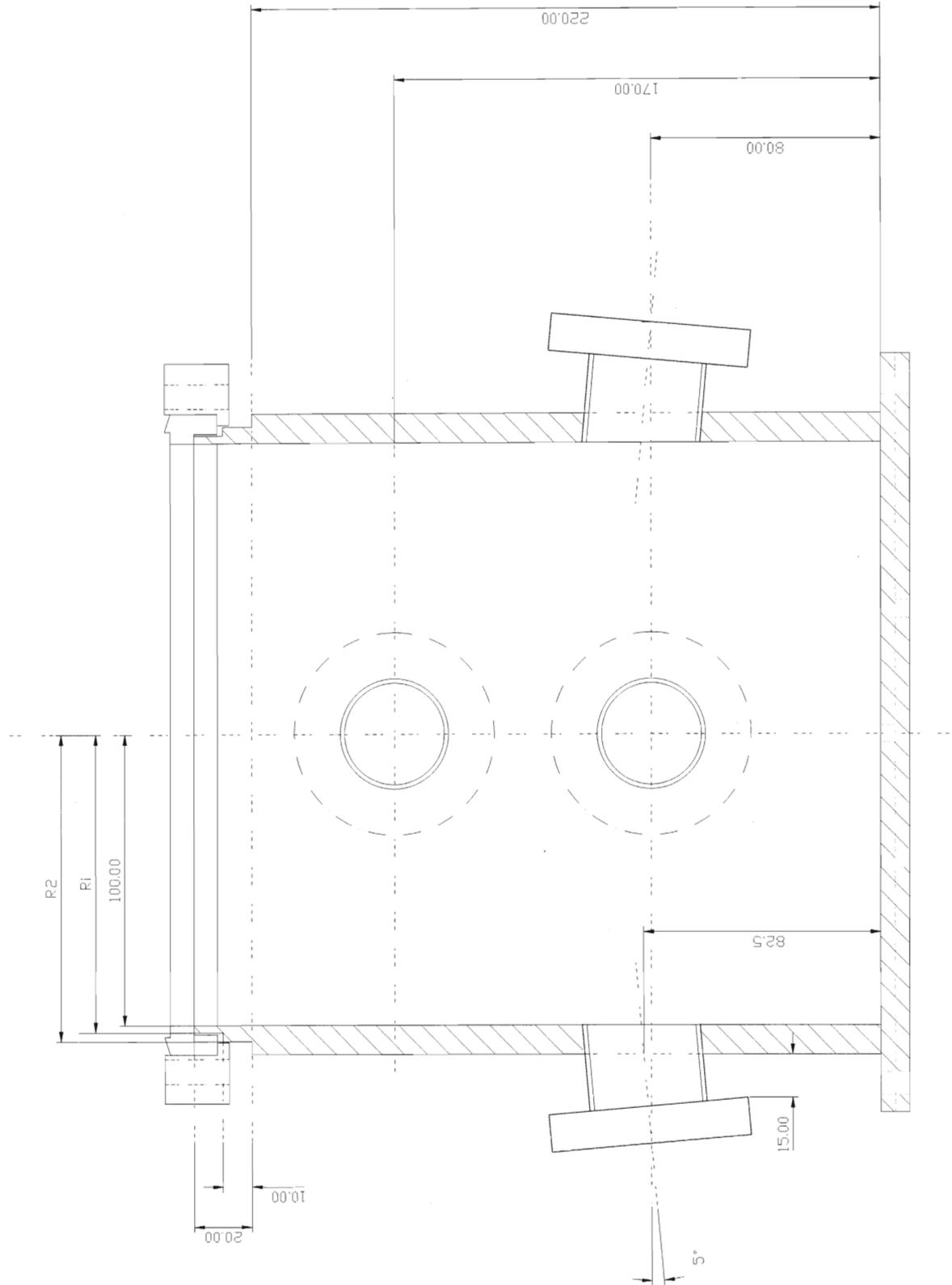


Abbildung 31: Die Vakuumkammer.

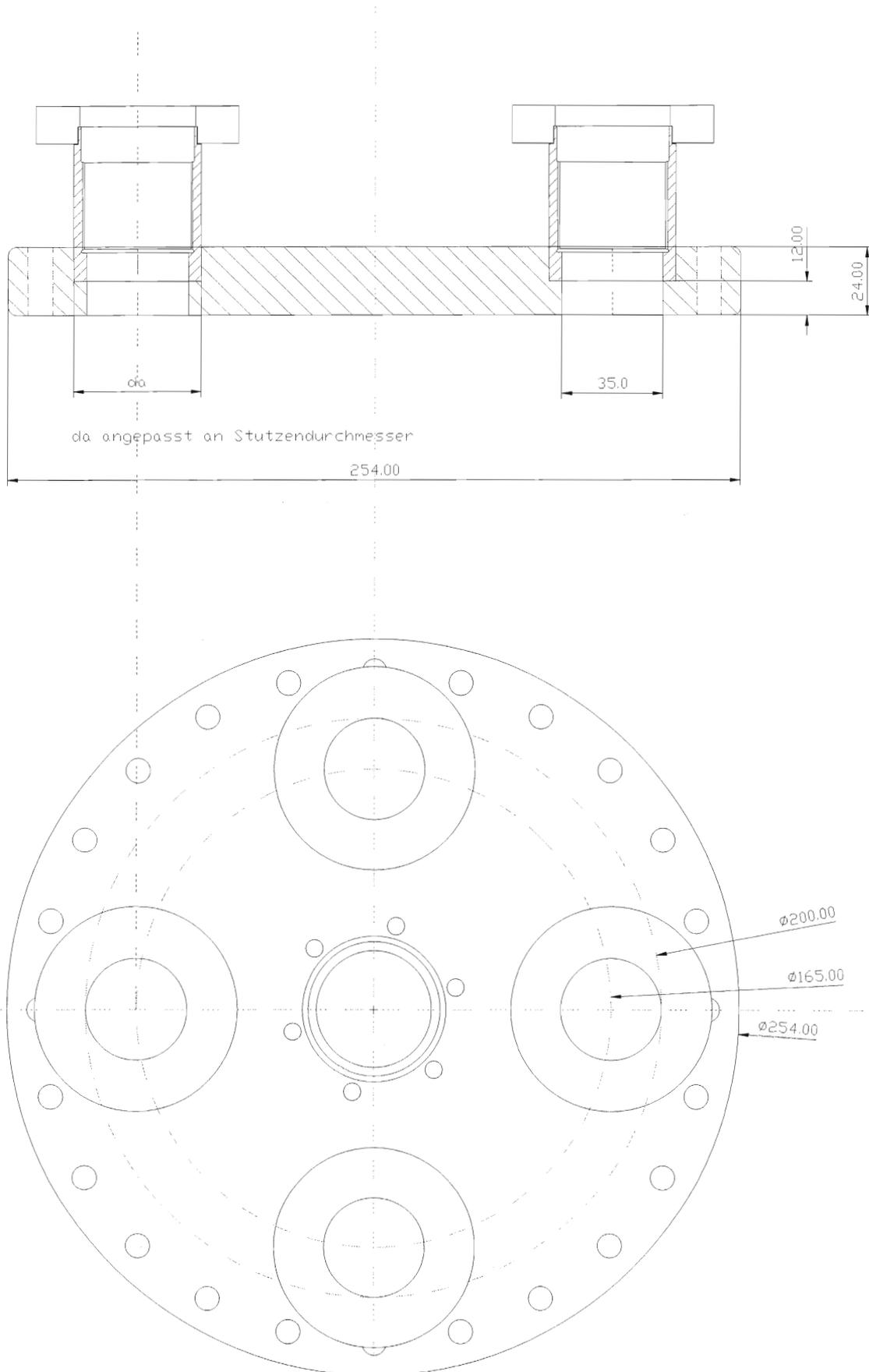


Abbildung 32: Der Deckel für die Vakuumkammer

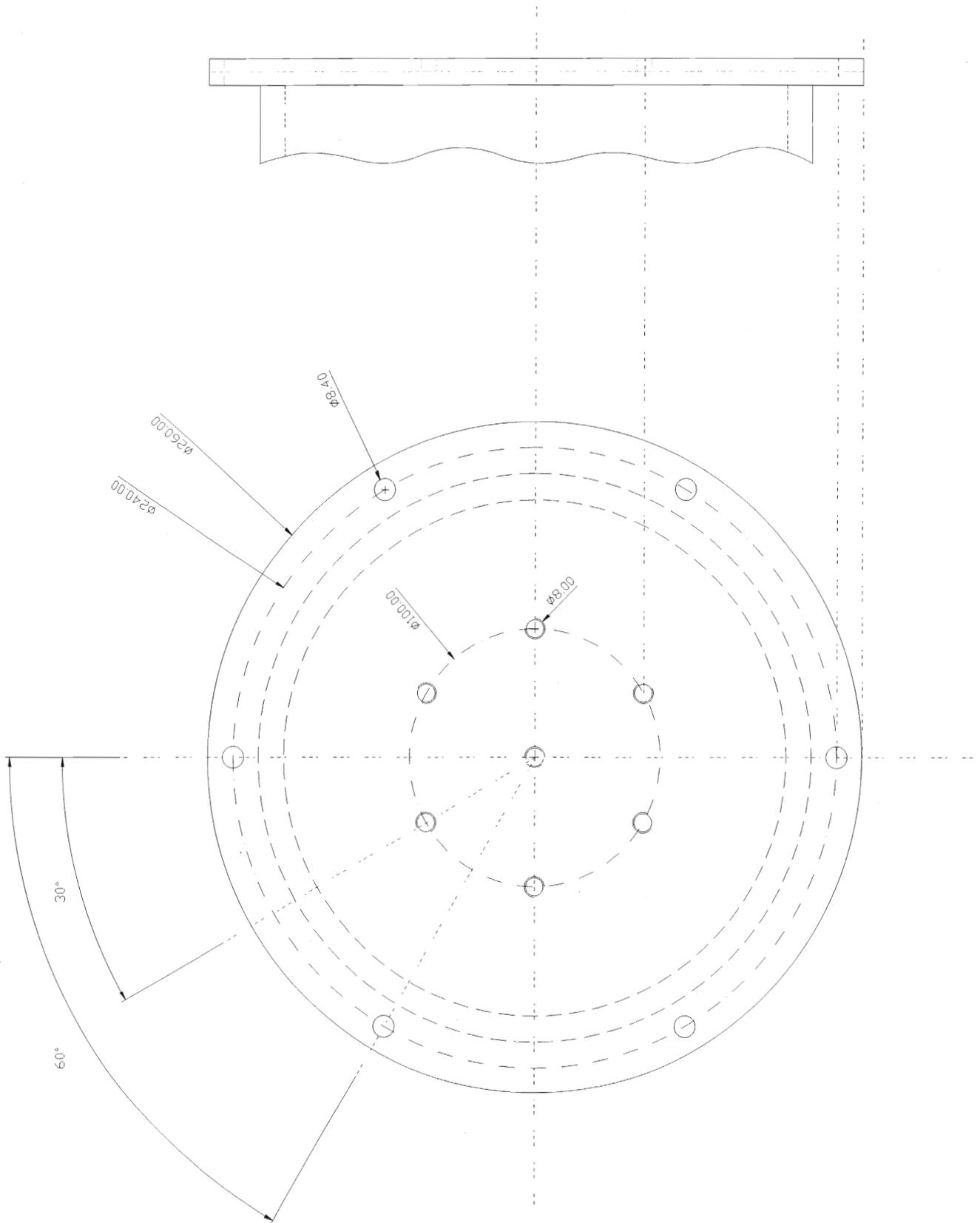


Abbildung 33: Der aufgeschweißte Boden der Vakuumkammer.

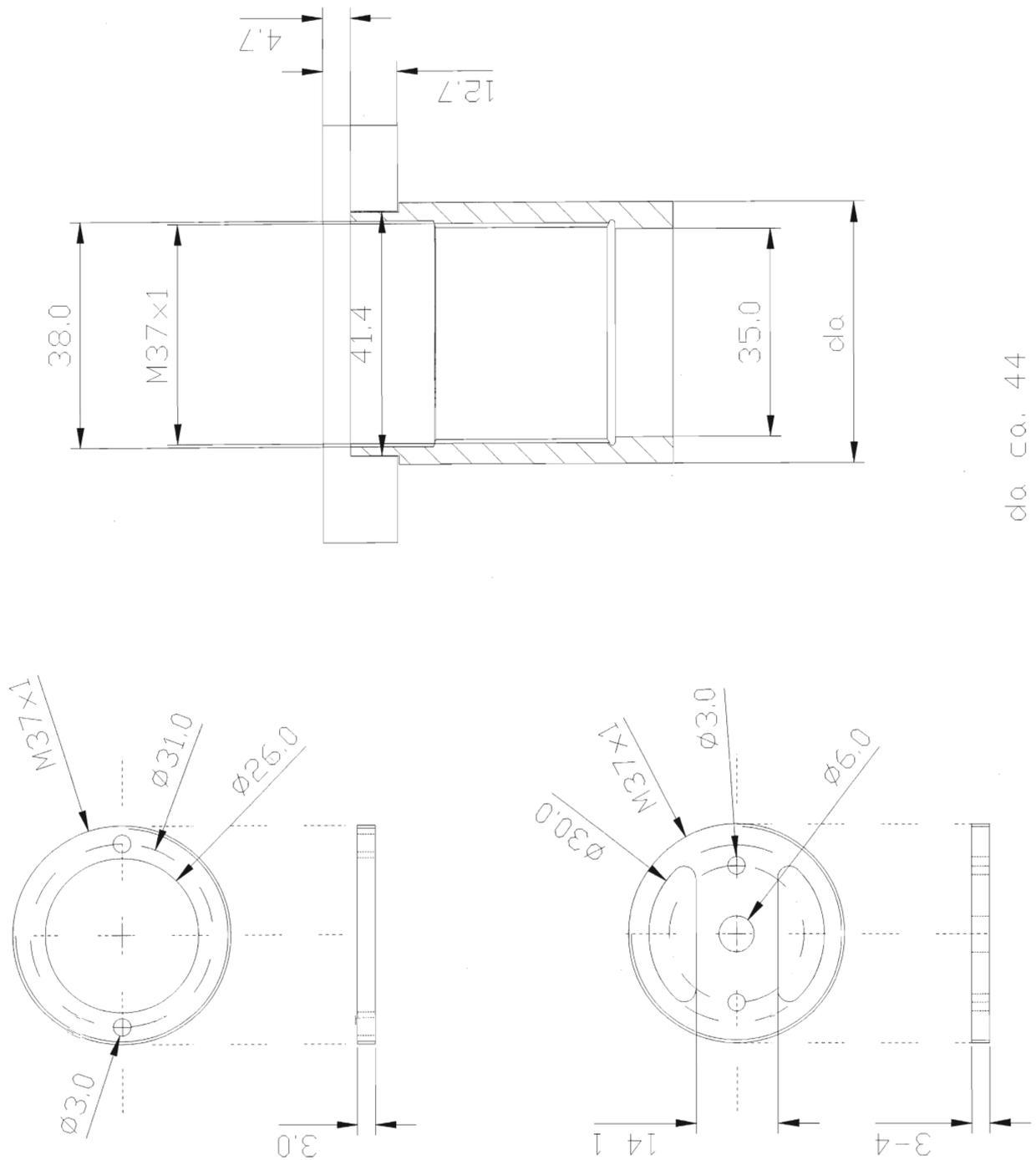


Abbildung 34: Die Flansche des Vakuumdeckels mit eingearbeiteten Gewinden.

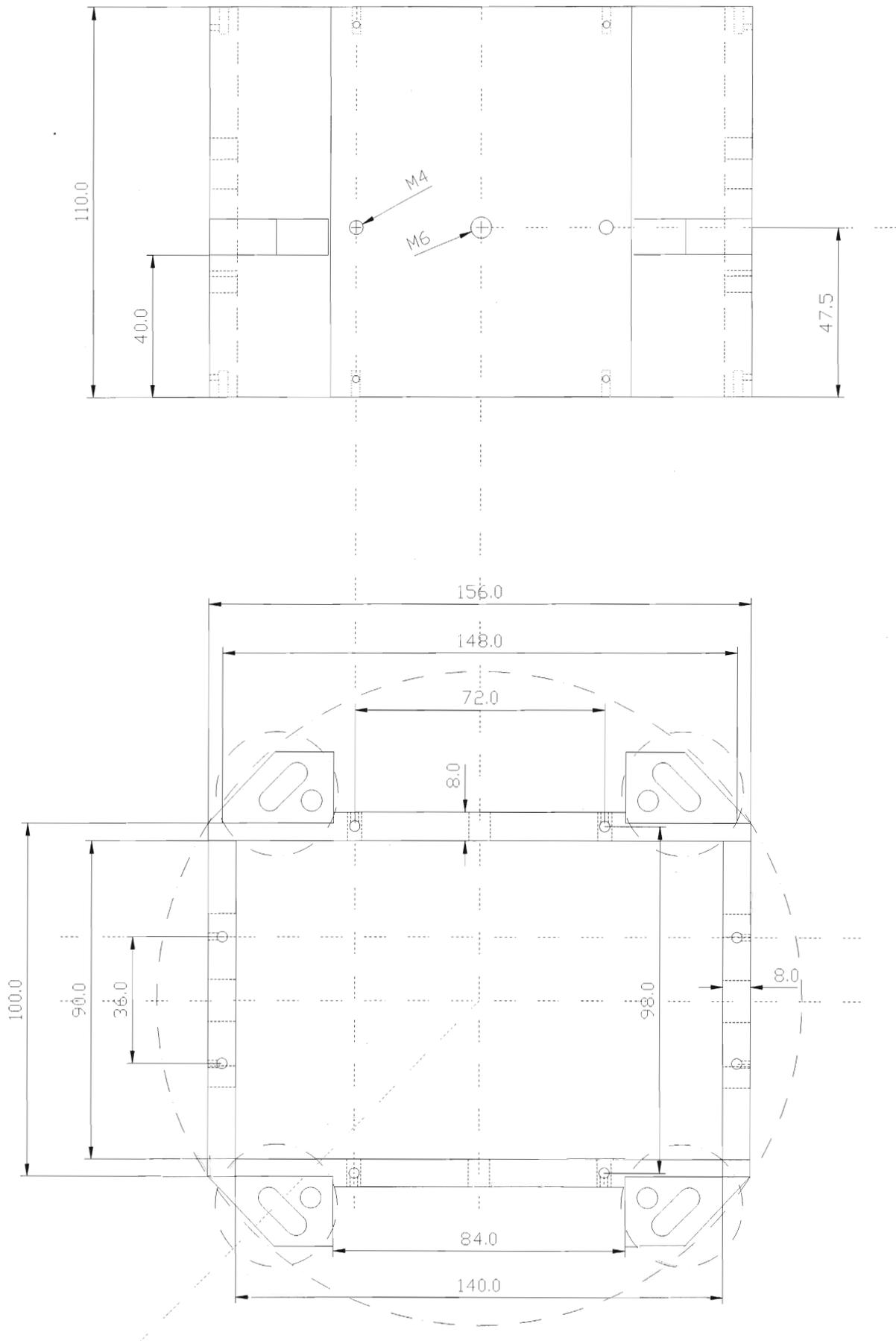


Abbildung 35: Die Zwischenmasse (1. Stufe).

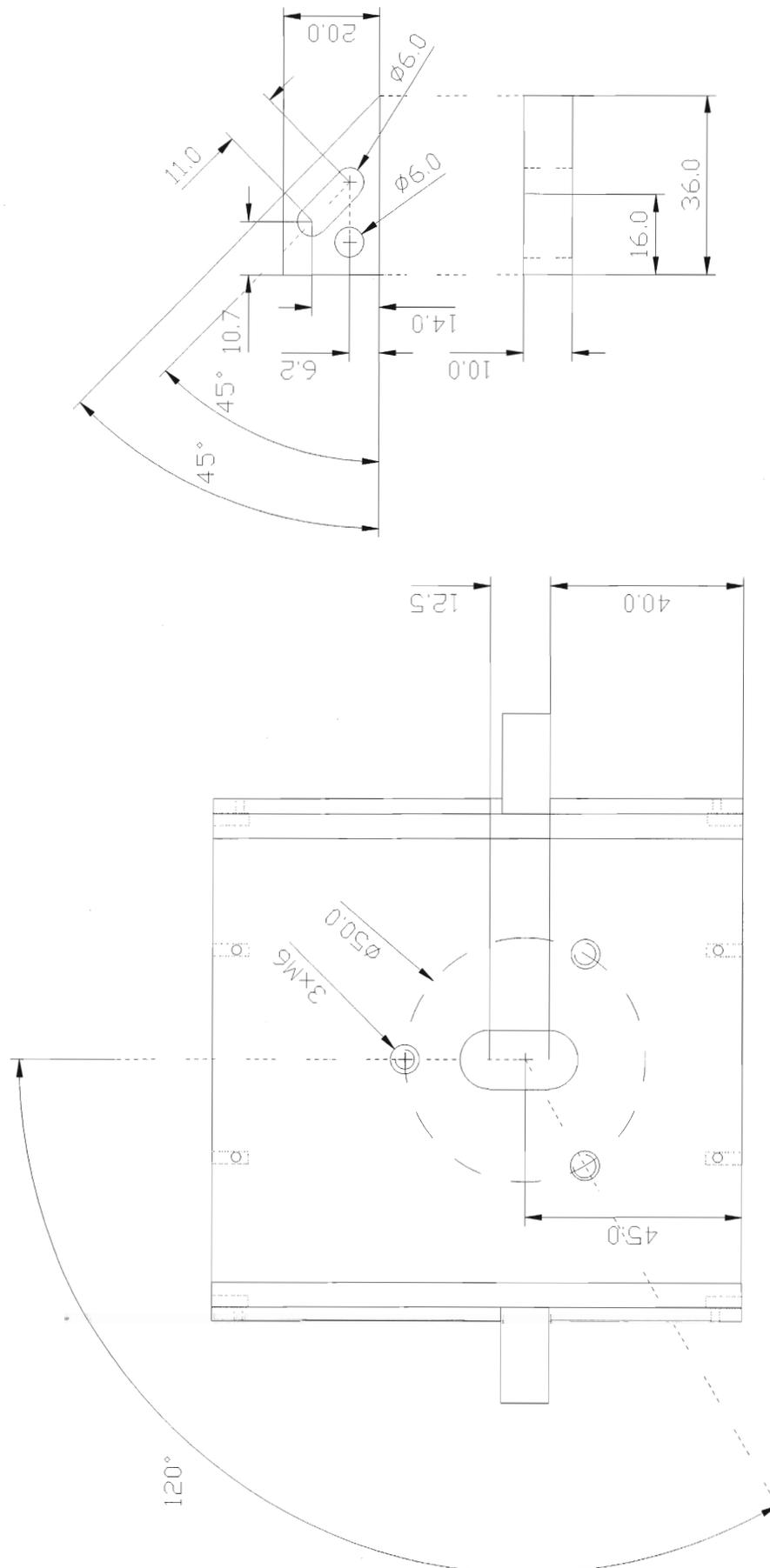


Abbildung 36: Die Vorderansicht der Zwischenmasse mit den Halterungen für die Federn.

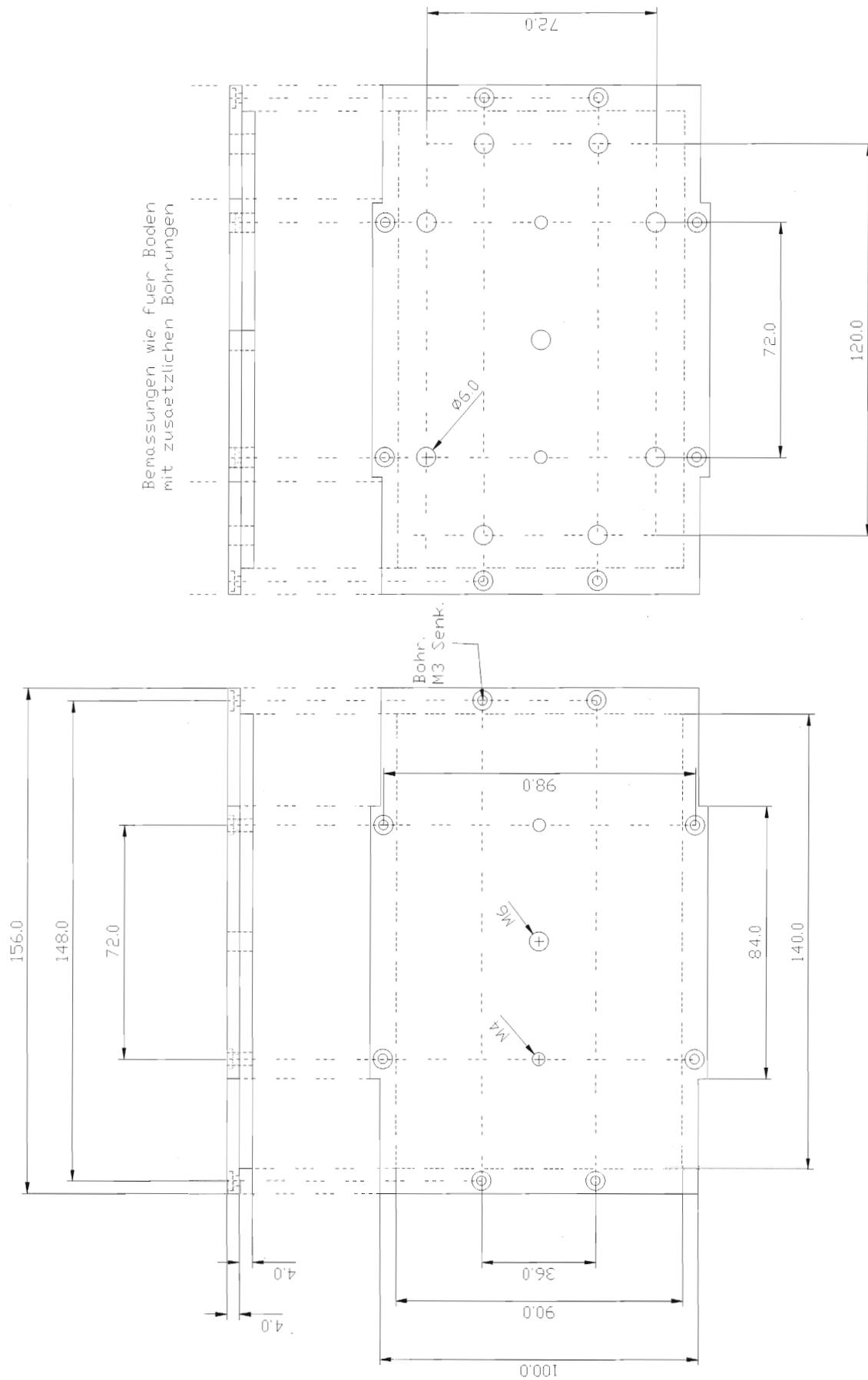


Abbildung 37: Deckel und Boden der Zwischenmasse.

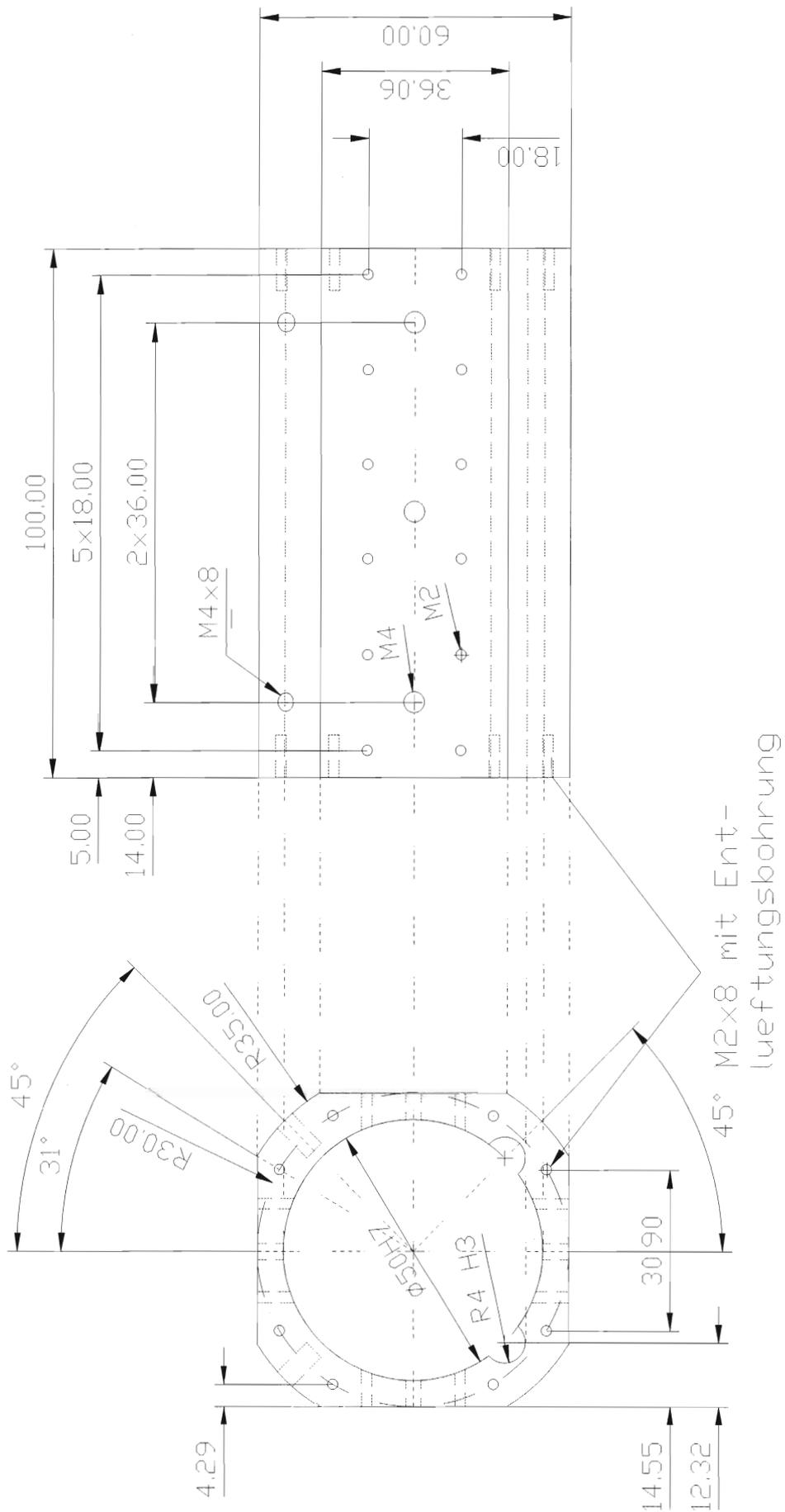


Abbildung 38: Der Halter für den Resonator.

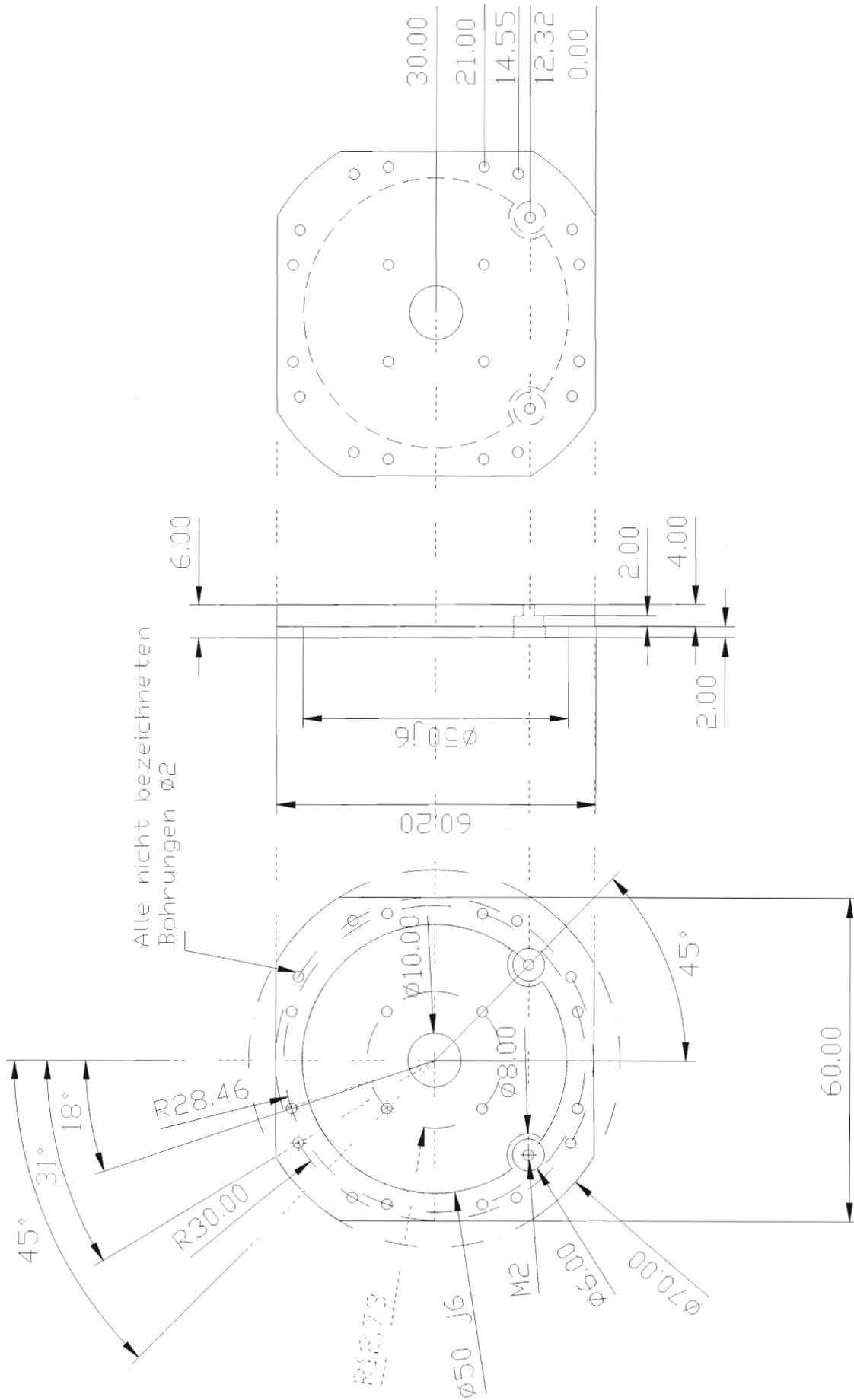
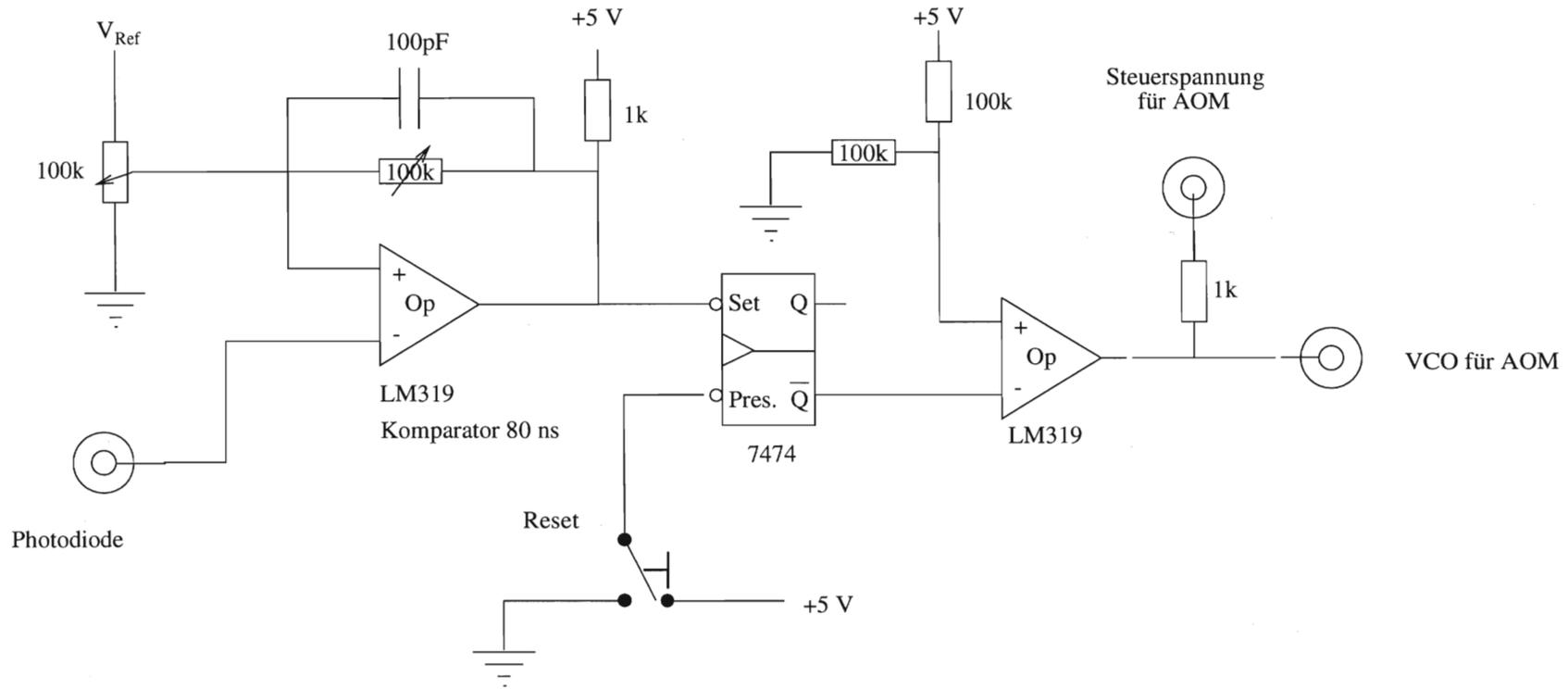


Abbildung 39: Die Deckel des Resonatorhalters.

C Schaltpläne

Abbildung 40: Die Triggerschaltung für den AOM.



Photodiode-Vorverstärker (F. Dingler, modifiziert)

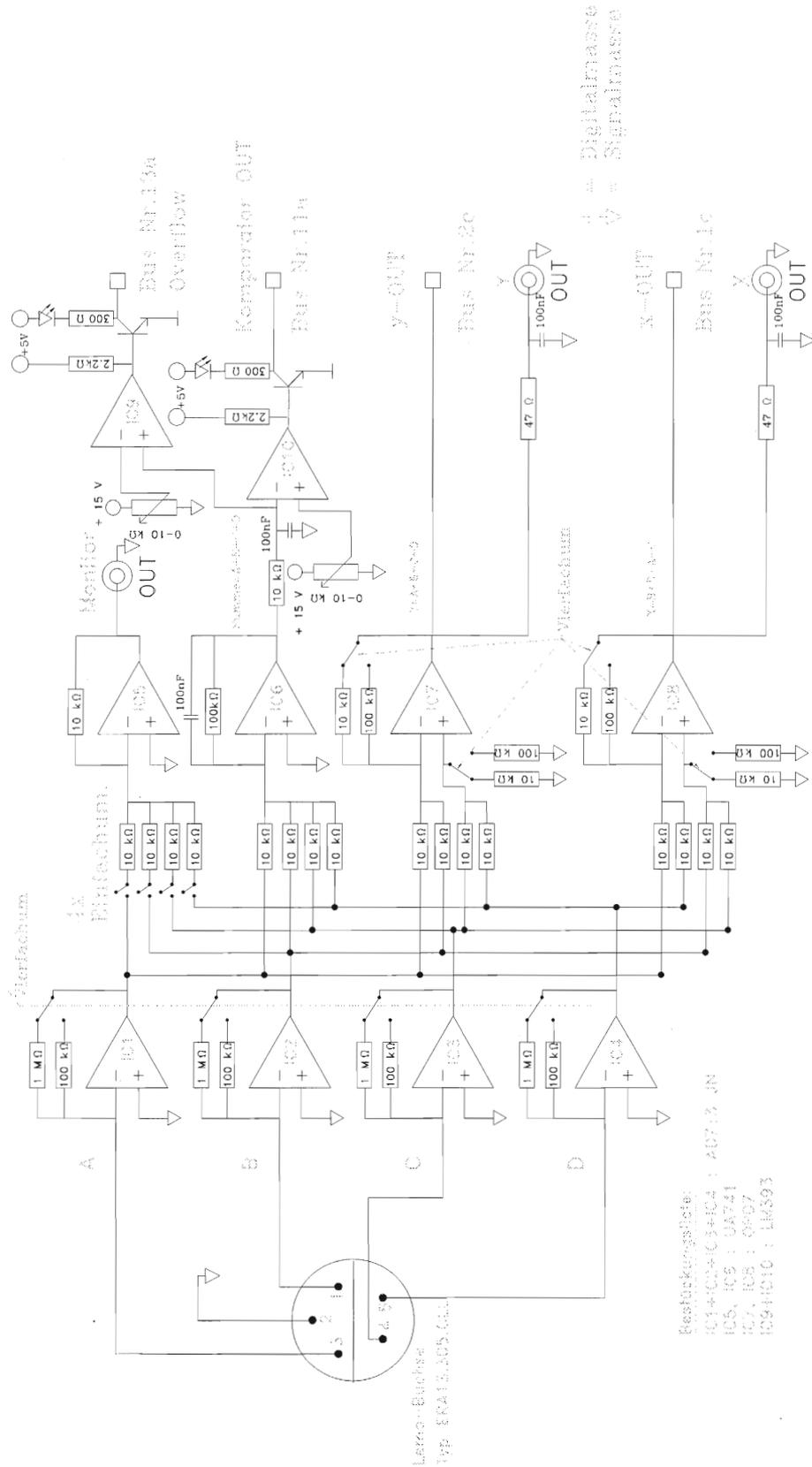


Abbildung 41: Die Schaltung für die Vier-Quadranten-Diode. Im tatsächlichen Aufbau sind einige kleine Modifikationen enthalten.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. D. Meschede für die interessante Aufgabenstellung und die Ermöglichung dieser Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik.

Herrn Prof. Dr. W. Ertmer danke ich für die Übernahme des Korreferates. Die ersten sechs Monate dieser Arbeit habe ich in seiner Arbeitsgruppe verbracht und dabei wesentliche Anregungen für diese Arbeit erhalten. Insbesondere hat Volker Rieger sich in dieser Zeit bereit erklärt, die Betreuung der Arbeit zu übernehmen. Alle Mitgliedern der Gruppe von Prof. Ertmer trugen zu einem guten Arbeitsklima in dieser Zeit bei und waren hilfsbereite Ansprechpartner für mich.

Durch den gemeinsamen Aufbau der Labors hat sich von Anfang an ein freundschaftliches Verhältnis aller Mitglieder der aus Hannover kommenden Arbeitsgruppe von Prof. Meschede eingestellt. Auch hier war jeder bereit, sich Zeit für Antworten auf meine Fragen zu nehmen und bei Problemen im Labor zu helfen.

Für das nervige Korrekturlesen möchte neben den anderen insbesondere Robert Wynands danken, der immer wieder die gleichen Fehler ankreuzen mußte und wohl das meiste dieser Arbeit abgekriegt hat.

Den Mitgliedern des gesamten Instituts, der Arbeitsgruppe von Prof. Urban, des Sekretariates, der Warenannahme und der Werkstätten (auch H. Roßbrucker von der Zentralwerkstatt) ist eine familiäre Atmosphäre zu verdanken, die das Arbeiten angenehm gemacht haben.