

Kompaktaufbau eines Interferometers als Demonstrator für einen optisch ausgelesenen Inertialsensor für LISA

Diplomarbeit zur Erlangung des Grades eines
Diplom-Ingenieurs (Fachhochschule) der Fachrichtung Physik.

Vorgelegt der Prüfungskommission der Fachhochschule NTA
Prof.Dr.Grübler gemeinn. GmbH Isny im Allgäu.

Referent: Prof. Dr. Axel Donges (FH-Isny)

Koreferent: Prof. Dr. Claus Braxmaier (EADS Astrium)

Betreuer: Prof. Achim Peters, PhD (Humboldt-Universität zu Berlin)

Diese Arbeit wurde im Auftrag der EADS Astrium GmbH an der Humboldt-Universität zu Berlin in der Arbeitsgruppe Quantenoptik und Metrologie durchgeführt.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass diese Arbeit von mir selbständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe durchgeführt wurde.

Berlin, 12. Dezember 2005

Hans-Jürgen Kraus

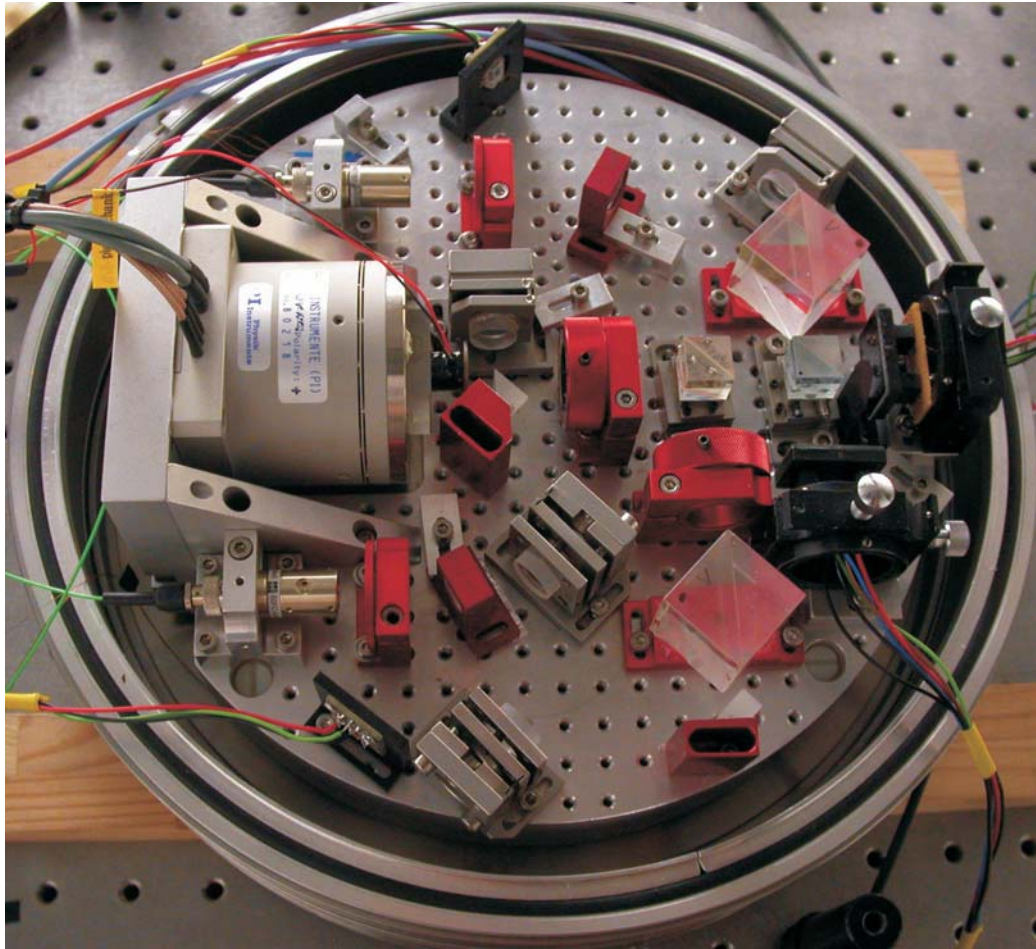


Abbildung 1: Foto des Interferometeraufbaus. In der Mitte links ist ein TipTilt-Aktuator zu erkennen. Oberhalb und unterhalb sind die Kollimatoren der Lasereinkopplung angebracht. Auf der rechten Seite des Bildes sieht man die Strahlauflspalterwürfel und die Quadrantendiodehalter. Die Platte auf der das Interferometer aufgebaut ist, hat einen Durchmesser von 230 mm.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	LISA	5
2.1	Aufbau und Funktion von LISA	6
2.2	'drag-free control'	7
2.3	Optischer Aufbau eines LISA-Satelliten	7
2.4	Optische Bank	9
2.5	Optische Konzepte zur Positions- und Winkelmessung	10
3	Theoretische Grundlagen	13
3.1	Vergleich von kapazitiver und optischer Positionsmessung	13
3.2	Optische Interferometer, Vor- und Nachteile	16
3.2.1	Interferometertypen	16
3.3	Interferometerdesign nach Wu et al	27
3.4	Differential Wavefront Sensing (DWS)	32
4	Experimenteller Aufbau	34
4.1	Der Laser	34
4.2	Erzeugung der Heterodynfrequenz	35
4.3	Aufbau des Interferometers	39
4.3.1	Mechanischer Aufbau	39
4.3.2	Der Strahlengang	40
4.3.3	Winkel- und Translationsverstellung	43
4.3.4	Justierung des Interferometers	48
4.4	Signalverarbeitung	49
4.4.1	Etwas über Mischer	49
4.4.2	Die elektronische Signalverarbeitung	50
5	Messergebnisse	56
5.1	Diskussion	65

6	Ausblick	67
6.1	Möglichkeiten im aktuellen Aufbau	67
6.2	Verbesserungen in einem zukünftigen Aufbau	68
	Danksagung	70
	Literaturverzeichnis	72
	Anhang	74
	Tiefpassfilter	74
	Vorverstärkerschaltung	75

Kapitel 1

Einleitung

Die Radioastronomie eröffnete in der Mitte des vergangenen Jahrhunderts völlig neue Einblicke in unser Universum. Ebenso taten dies die Entwicklung der Röntgenastronomie in den 70er Jahren, sowie die Infrarot-, UV- und Gammaastronomie gegen Ende des 20. Jahrhunderts. Heute versuchen Wissenschaftler überall auf der Welt durch die Entwicklung von Gravitationswellendetektoren ein neues Beobachtungsfenster aufzustoßen, um dem Universum weitere Geheimnisse zu entlocken.

Gravitationswellen wurden 1916 von Albert Einstein im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie vorausgesagt. Sie entstehen durch die beschleunigte Bewegung von Massen, analog zur beschleunigten Bewegung von elektronischen Ladungen, die für die Entstehung der elektromagnetischen Strahlung verantwortlich sind. Die Leistung von Gravitationswellen ist im Vergleich zu der elektromagnetischer Strahlung sehr klein. Der größte Planet unseres Sonnensystems, Jupiter, strahlt bei seinem Umlauf um die Sonne Gravitationswellen mit einer Leistung von etwa 5000 Watt und einer Periode von 11,8 Jahren aus. Gravitationswellen mit höherer Leistung werden z.B. von Doppelsternsystemen aus Neutronensternen mit dem 1,5fachen der Masse unserer Sonne ausgestrahlt. Deren Periodendauer beträgt nur einige hundertstel Sekunden bei einem Abstand von etwa 100 km. Die Leistung der Gravitationsstrahlung eines solchen Systems beträgt etwa 10^{45} Watt.

Eine Übersicht über die Frequenzen von Gravitationswellen verschiedener

Systeme ist in Abbildung 1.1 gegeben.

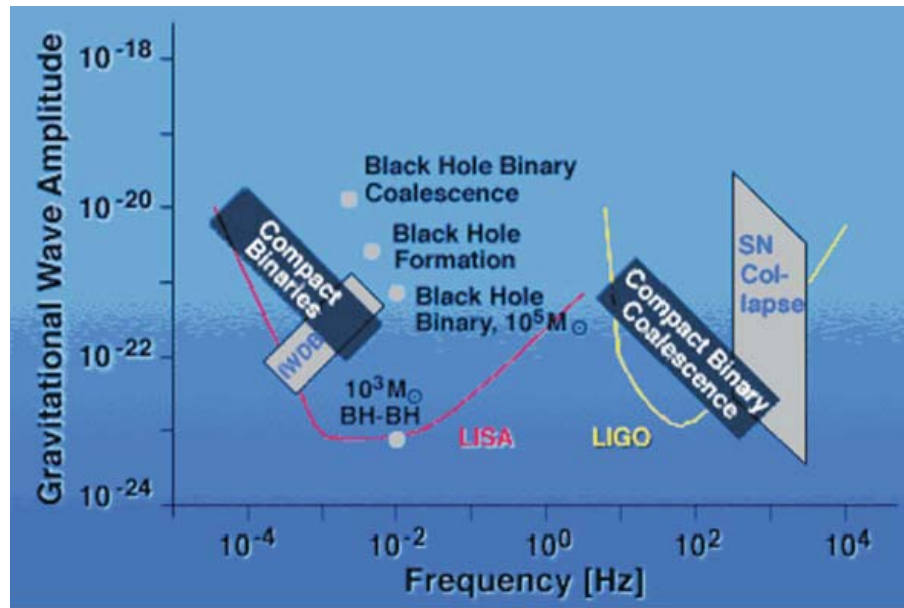


Abbildung 1.1: Darstellung der Quellen für Gravitationswellen mit verschiedenen Frequenzen. Die Graphik zeigt die Bandbreiten in denen der weltraumgestützte Gravitationswellendetektor LISA bzw. der erdgebundene Gravitationswellendetektor LIGO empfindlich sind. In dieser Abbildung bezeichnen die Abkürzungen SN Supernovae und BH Schwarze Löcher. IWDB bezeichnet Doppelsternsysteme aus weißen Zwergen (Interacting white dwarf binary). [LISA05]

Gravitationswellen sind Transversalwellen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Die Wirkung von Gravitationswellen zeigt sich durch eine Dehnung und Stauchung der Raumzeit, was dazu führt, dass sich der Abstand zwischen zwei Objekten ändert. Diese Längenänderung ist nur sehr klein. Der Abstand zwischen Erde und Sonne würde sich durch eine Gravitationswelle nur um einen Atomdurchmesser ändern.

Der Nachweis für Gravitationswellen gelang bisher nur indirekt. 1978 konnten die amerikanischen Physiker Russel Hulse und Joseph Taylor den von Einstein vorhergesagten Energieverlust durch Aussendung von Gravitationswellen mit einer Genauigkeit von 0,5 Prozent am Doppelpulsar PSR 1913+16 nachweisen [Tay94]. 1993 wurden die beiden Wissenschaftler für ihre Entdeckung mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Direkte Nachweise, wie durch große Aluminiumzylinder die als Resonanzantennen dienen [Web69], und daher ein sehr schmales Frequenzband haben, waren bisher nicht erfolgreich. Heute gibt es - verteilt über die ganze Erde - mehrere Gravitationswellendetektoren, durch die aufgrund ihrer räumlichen Trennung bei Koinzidenzmessungen falsche Messergebnisse erkannt werden können. Die wichtigsten dieser Detektoren sind:

- Geo600, ein in der Nähe von Hannover gelegener Detektor mit 600m Armlänge. (deutsch-britische Kooperation)
- LIGO, ein Gravitationswellendetektor bestehend aus zwei Messstationen bei Hanford und Livingston in den USA und je vier Kilometern Armlänge.
- VIRGO, ein Gemeinschaftsprojekt von Frankreich, England und Italien mit drei Kilometern Armlänge bei Pisa.
- TAMA300, ein japanisches Projekt zur Messung von Gravitationswellen mit einer Armlänge von 300 m.

Alle genannten Projekte arbeiten nach dem Prinzip der Laserinterferometrie und messen in einem Frequenzbereich zwischen 10 und 1000 Hertz. Bei kleineren Frequenzen machen die lokalen gravitativen Störungen die Messung von Gravitationswellen unmöglich. Eine weitere Einschränkung für diese erdgebundenen Gravitationswellendetektoren ist die auf einige Kilometer beschränkte Ausdehnung der Interferometerarme, was die Empfindlichkeit deutlich herabsetzt. Somit eignen sich diese z.B. für die Messung von Gravitationswellen, die in der Endphase von Doppelsternsystemen von diesen ausgestrahlt werden, da die Frequenz und die Amplitude der Wellen zum Ende eines solchen Systems ansteigen.

Ein Gravitationswellendetektor im Weltall hat den Vorteil, nicht den Beschränkungen auf der Erde zu unterliegen, wodurch er auch für andere Frequenzbereiche empfindlich wird. Die geplante Weltraummission LISA (kurz

für **L**aser **I**nterferometer **S**pace **A**ntenna) ist der erste Gravitationswellendetektor bei dem versucht wird, Gravitationswellen im Bereich von 10^{-4} bis 10^{-1} Hz zu messen. Das sind Wellen, die von Doppelsternsystemen und massiven Schwarzen Löchern ausgehen. LISA ist somit die optimale Ergänzung für die schon vorhandenen Detektoren auf der Erde.

Kapitel 2

LISA

Die geplante Weltraummission LISA (kurz für **L**aser **I**nterferometer **S**pace **A**ntenna) ist ein von ESA und NASA gemeinsam geplanter Gravitationswellendetektor. Der Detektor soll auf einer Bahn im Abstand einer Astronomischen Einheit (AE) von der Sonne um diese kreisen. Das Zentrum des gleichseitigen Dreiecks, das die drei LISA Flugkörper bilden, wird sich in der Ebene der Ekliptik und 20° hinter der Erde befinden. Die drei Satelliten werden um das gemeinsame Zentrum rotieren. Die Ebene der 3 LISA-Satelliten wird um 60° gegenüber der Ekliptik geneigt sein (vgl. Abbildung 2.1).

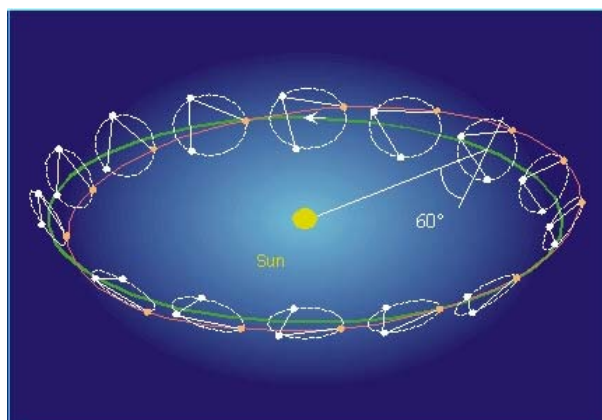


Abbildung 2.1: Die für LISA vorgesehene Umlaufbahn um die Sonne.[LISA98]

Geschichtliches

Erste Studien zu einem weltraumbasierten Gravitationswellendetektor gab es schon 1980 vom Joint Institute for Laboratory Astrophysics. 1993 wurde LISA erstmals von einem europäischen Wissenschaftsteam der ESA vorgeschlagen. In einer von der ESA durchgeführten Machbarkeitsstudie setzte sich LISA gegen das ähnliche Projekt 'Sagittarius' durch, welches sechs Flugkörper in einem geostationären Orbit vorschlug. Die Vorteile eines heliozentrischen Orbits, wie er für LISA geplant ist, sind die nahezu konstanten Armlängen der Interferometer, weniger Störeinflüsse auf den Satelliten, und eine klare Trennung von Sonnenlicht und Laserlicht, aufgrund der oben erwähnten Neigung gegenüber der Ekliptik.

2.1 Aufbau und Funktion von LISA

LISA wird aus drei identischen Satelliten bestehen, die zusammen ein gleichseitiges Dreieck bilden. Die Seitenlänge des Dreiecks beträgt dabei fünf Millionen Kilometer. Diese Armlänge ist maßgebend für den Frequenzbereich in dem LISA messen kann.

LISA ist im Grunde genommen ein riesiges Michelson Interferometer mit einem zusätzlichen dritten Arm, um unabhängige Informationen über die zwei Polarisierungen der Gravitationswelle zu erhalten. Ein weiterer Vorteil der drei Arme ist es, dass wenn ein Messarm ausfällt, das System durch die zwei verbleibenden Arme immer noch funktionsfähig bleibt.

Obwohl LISA als gigantisches Michelson Interferometer beschrieben werden kann, ist seine Funktionsweise jedoch ein wenig anders. Das Laserlicht, das von einem Satelliten mit einer Leistung von 1 W ausgesandt wird, wird von den anderen beiden Satelliten nicht reflektiert, weil die Intensität des eintreffenden Strahls von etwa 5 pW für eine Reflexion zu gering wäre. Stattdessen wird der Laser auf dem entfernten Satelliten mit dem eintreffenden Laser phasengelockt. Damit wird erreicht, dass der vom entfernten Satelliten ausgehende Strahl phasenrichtig und mit hoher Intensität (1W) zurückge-

sandt wird. Das zurückkommende Licht wird dann mit einem Bruchteil des bordeigenen Laserlichts überlagert. Es kommt somit zur Informationsgewinnung über die Länge eines der Interferometerarme. Der Länge des zweiten Interferometerarms wird ebenfalls auf diese Weise gemessen.

2.2 'drag-free control'

Die Bezeichnung 'drag-free control' wird verwendet für eine Kombination aus einer Testmasse und einem Satellitengehäuse, der diese umgibt. Das Gehäuse (das sogenannte "test mass housing") ist fest mit der Satellitenstruktur verbunden. Zu diesem System (drag free attitude control system, DFACS) gehören neben der frei schwebenden Testmasse ein Positionssensor, der die Testmassenposition (Translation+Tilt; 6 Freiheitsgrade) kontinuierlich misst, eine Regelschleife und ein entsprechender Aktuator, der den Satelliten um die Testmasse positioniert (z.B. sogenannte μN thrusters; field-emission electric propulsion). Die Testmasse befindet sich dabei frei schwebend innerhalb des Satelliten, wodurch diese vollkommen von äußeren Einflüssen wie Restatmosphäre, Lichtdruck oder Sonnenwind abgekoppelt ist. Im Idealfall ist die Testmasse soweit von äußeren Einflüssen abgekoppelt, dass ihre Flugbahn nur noch von der Gravitation abhängig ist. Um die Position des Satelliten zur Testmasse konstant zu halten, wird die Position des Satelliten relativ zur Testmasse gemessen und der Satellit wird entsprechend nachgeführt.

Die Kombination aus der von äußeren Einflüssen abgekoppelten Testmasse und der Positionsmessung der Testmasse dient als Inertialsensor für LISA.

2.3 Optischer Aufbau eines LISA-Satelliten

Jeder der drei Satelliten enthält zwei optische Bänke, auf denen die optischen Bauteile für das Hauptinterferometer sowie für die Positions- und Winkelmessung der Testmasse montiert sind. Die Laserstrahlen mit einer Wellenlänge von $1\ \mu\text{m}$ werden auf jedem Satelliten auf einer separaten 'modulation bench'

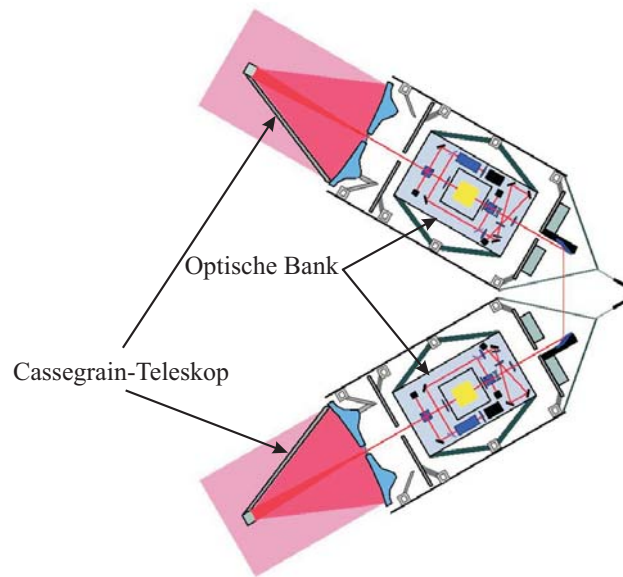


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Aufbaus der optischen Bänke in einem der geplanten LISA-Satelliten.[LISA05]

durch Nd:YAG-Laser erzeugt und über optische Fasern auf die optischen Bänke geführt. Die Entsendung und der Empfang des Laserlichts geschieht über ein Cassegrain-Teleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 0,3 m (Abbildung 2.2).

Das Herzstück jeder optischen Bank ist eine Vakuummkammer die einen frei schwebenden polierten Würfel mit 4 cm Kantenlänge und einem Gewicht von etwa 2 kg enthält. Diese Testmasse (TM) besteht aus einer Platin-Gold Legierung und dient als Referenzobjekt für die Länge der Interferometerarme. Eine vorbeiziehende Gravitationswelle würde die Länge zwischen zwei Testmassen eines Armes relativ zu dem zweiten Arm verändern.

Das Gehäuse um die Testmasse dient neben der Abschirmung vor äußeren Einflüssen auf die Testmasse auch als Aufnahme für die Positionssensoren für das DFACS. Da der Abstand zwischen zwei Testmassen auf entfernten Satelliten gemessen wird, geht die Position des Satellitengehäuses nicht direkt in die interferometrische Messung zwischen den Satelliten ein. Das Satellitengehäuse muss jedoch trotzdem sehr genau der Testmasse nachgeführt

werden, um störende gravitative Einflüsse vom Satelliten auf die TM zu vermeiden. Diese Nachregelung benötigt einen Positionssensor zwischen TM und Satellitengehäuse mit der erforderlichen Genauigkeit in Translation und Verkippung. Diese Positionsmessung des Satellitengehäuses zu der Testmasse ist im Moment noch als Messung durch einen Kapazitiven Sensor vorgesehen. Um bei einem solchen Sensor die Empfindlichkeit des Sensors möglichst groß zu halten, ist es notwendig, sich mit dem Gehäuse so nahe wie möglich an die Testmasse anzunähern.

Das ist jedoch nur eingeschränkt möglich, da durch zu kleine Abstände zwischen Satellitengehäuse und TM die gravitativen Störungen des Gehäuses auf die Testmasse zu groß werden würden. Deshalb bietet es sich an, die relative Positionsmessung der Testmasse zum Satelliten ebenfalls optisch durchzuführen, da hier die Abstände zueinander beliebig groß sein können, und die geforderte Messgenauigkeit schon erreicht wurde.

2.4 Optische Bank

Für die Handhabung der Messung zwischen zwei Testmassen gibt es zwei mögliche Ansätze. Zum einen gibt es die Möglichkeit den Wissenschaftsstrahl, also den Strahl der von dem entfernten Satelliten kommt, auf die Testmasse treffen zu lassen. Die Testmasse bildet in diesem Konzept den Messspiegel des Interferometers. Mit einer entsprechenden optischen Auslesung wird die Position der Testmasse orthogonal zu dem Messtrahl zum entfernten Satelliten gemessen (siehe Abbildung 2.3). Die benötigte Genauigkeit beträgt hierbei $2,5 \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$. Gleichzeitig muß ein 'backside Interferometer' die Position der Testmasse auf der Achse des Wissenschaftsstrahls auf $2,5 \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$ genau messen, um eine Information über die Bewegung der Testmasse zu haben während der Wissenschaftsstrahl zu dem entfernten Satelliten und zurück läuft. Der Winkel der Verkippung der Testmasse muss mit einer Genauigkeit von $1 \text{ nrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen werden. Durch das Hauptinterferometer würde so direkt der Abstand zwischen den beiden Testmassen gemessen.

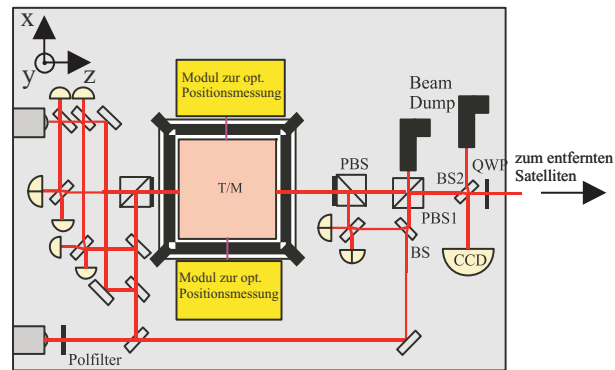


Abbildung 2.3: *Optische Auslesung der Position der Testmasse, wobei der vom entfernten Satelliten kommende Laserstrahl direkt auf die Testmasse trifft.*

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Wissenschaftsstrahl nicht auf die Testmasse treffen zu lassen. Stattdessen wird der Abstand zwischen den beiden optischen Bänken auf den zwei entfernten Satelliten gemessen. Um diese Messung unabhängig von den äußeren Einflüssen durchzuführen, muss der Satellit, und somit die Optischen Bänke an der Position der Testmasse ausgerichtet werden. Die Genauigkeit der Messungen müssen in dieser Anordnung auf $5 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ in Richtung der Achse des Wissenschaftsstrahls sein, und $2,5 \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$ in den beiden anderen Richtungen. Der Winkel muss bis auf $1 \text{ nrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ genau bestimmt werden.

In beiden Ansätzen muss durch die Interferometer ein Messbereich von mehr als $\pm 50 \text{ }\mu\text{m}$ gewährleistet sein.

2.5 Optische Konzepte zur Positions- und Winkelmessung

Zur optischen Messung der Position der Testmasse von LISA werden momentan verschiedene Konzepte verfolgt. Ein Konzept, das an der Universität von Napoli erarbeitet wurde, sieht einen Sensor vor, bei dem ein Laserstrahl unter einem Winkel auf die Testmasse trifft. Der reflektierte Strahl trifft anschließend auf einen Positionssensor (z.B. eine CCD Kamera). Die Wissenschaft-

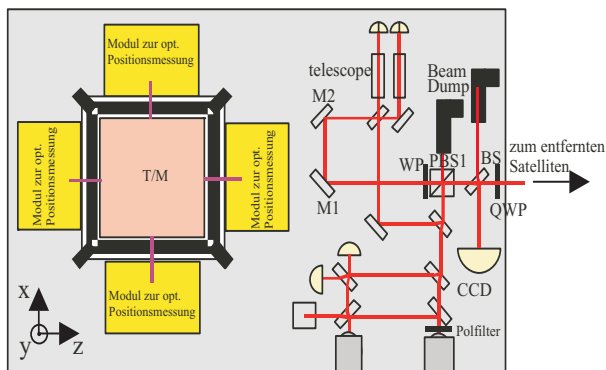


Abbildung 2.4: *Optische Auslesung der Position der Testmasse, wobei die Testmasse von dem Wissenschaftsstrahl abgekoppelt ist.*

ler der Napoli Universität haben das Modell so ausgelegt, dass der optische Sensor an die durch den kapazitiven Sensor gegebene Geometrie angepasst wurde. Für die Messung der x und z Position der Testmasse wird der Laser erst an einer der Elektroden des kapazitiven Sensors reflektiert, trifft dann auf die Testmasse, bevor er ein zweites Mal von einer Elektrode reflektiert wird und anschließend auf einen Positionssensor trifft. In y-Richtung trifft der Laser unter einem Winkel von 10° auf die Testmasse und anschließend auf einen Positionssensor [Ace05]. Dieses Konzept ist nur als Absicherung für den kapazitiven Sensor vorgesehen.

Eine weitere Möglichkeit einer optischen Positionsmessung wird von der Birmingham Universität untersucht. Das für den Gravitationswellendetektor LIGO entwickelte Konzept sieht ein Homodyn-Interferometer mit polarisierenden Komponenten vor, das mit einem Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 635 nm und 3 mW Ausgangsleistung arbeitet [Spe05]. Es wurde eine Empfindlichkeit von $3 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht, jedoch erst für Frequenzen größer 60Hz. Auch eine Winkelmessung wurde in diesem Konzept noch nicht implementiert.

Eine Verwendung eines Mach-Zehnder-Interferometers, das vom Albert-Einstein-Institut in Hannover für das LISA Technology Package (LTP) entwickelt wurde ist ebenfalls denkbar. Das LTP ist ein Modul innerhalb der Mission LISA Pathfinder (LPF), bei der Technologien für LISA getestet werden

sollen. Dieses Interferometer mit nicht polarisierende Elementen wurde speziell für das LTP konzipiert und ist damit qualifiziert für Weltraumeinsätze. Desweiteren ist es sowohl für Messungen der Translation als auch des Winkels der Testmasse bezüglich der optischen Bank geeignet. Die Translation wurde auf $10 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ genau bestimmt, und der Winkel auf $10 \text{ nrad}/\sqrt{\text{Hz}}$, beides in einem Frequenzband von 3 mHz bis 30 mHz [Hei05].

Um mehrere Möglichkeiten einer optischen Positions- und Winkelmessung zu überprüfen, wird parallel zu den anderen genannten Projekten ein weiteres Interferometer an der Humboldt-Universität entwickelt. Das Interferometer ist ein Heterodyn-Interferometer mit polarisierenden Komponenten. Eine genaue Beschreibung dieses Interferometers ist Gegenstand dieser Arbeit und erfolgt in den folgenden Kapiteln.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Vergleich von kapazitiver und optischer Positionsmessung

Für die Positions- und Winkelmessung der Testmasse an Bord von LISA ist bislang ein kapazitiver Sensor vorgesehen. Die Information die von einem solchen Sensor erhalten wird, ist die Änderung der Kapazität eines Kondensators:

$$C = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot A}{d}$$

mit ε der materialspezifischen Dielektrizitätskonstante, ε_0 der Dielektrizitätskonstante des Vakuums, der Fläche A der Elektroden und dem Abstand d zwischen den Elektroden (gilt für einen Plattenkondensator). Ändert sich nun der Abstand zwischen den beiden Platten, so verändert sich auch die Kapazität des Kondensators.

Der für LISA geplante kapazitive Sensor (Abbildung 3.1) besteht auf jeder Seite aus jeweils zwei Elektroden die an dem Gehäuse angebracht sind. Zwei gegenüberliegende Elektroden werden zusammengefasst zu einer kapazitiv-induktiv Brückenschaltung mit einer Resonanzfrequenz von etwa $\omega_0 = 2\pi \cdot 100\text{kHz}$.

$$a \approx \frac{k_{eff}}{m} \cdot \Delta z$$

mit der Masse m der Testmasse und Δz als die Bewegung der Testmasse relativ zum Satelliten. Ein entscheidender Faktor, der für eine Erhöhung der Steifigkeit sorgt, ist die elektrostatische Kopplung. Bei einem kapazitiven Sensor erfordert es einen Kompromiss zwischen elektrostatischer Kopplung der Elektroden die mit dem Quadrat der Spannung zunimmt, und Sensorrauschen, das linear mit der angelegten Sensorspannung abnimmt. Bei der optischen Auslesung tritt, durch den Lichtdruck, auch eine Kraft auf, die auf die Testmasse wirkt, diese kann jedoch durch Verringern der Laserleistung minimiert werden. Die untere Grenze für k_{eff} ist durch das Gravitationsfeld des Satelliten gegeben.

Ein weiterer Nachteil eines kapazitiven Sensors ist die untere Messbereichsgrenze die durch dessen Messgenauigkeit vorgegeben wird, und im aktuellen Design bei 10^{-4} Hz liegt. Durch einen optischen Sensor könnte diese Grenze zu noch tieferen Frequenzen gedrückt werden.

Eine optische Positionsmessung, z.B. durch Interferometer, könnte die Probleme, die der kapazitive Sensor mit sich bringt, verringern. Ein optischer Sensor würde es ermöglichen, den Abstand zwischen Gehäuse und Würfel zu vergrößern, so dass die Störungen auf den Würfel minimiert werden. Ein solcher Sensor würde unabhängig von dem Abstand die benötigte Genauigkeit und eine höhere Bandbreite für die Positionsmessung liefern.

3.2 Optische Interferometer, Vor- und Nachteile

Interferometer sind Geräte in denen zwei oder mehrere Lichtwellen miteinander überlagert werden. Die ersten Interferometer wurden Anfang des 19. Jahrhunderts entwickelt. Das wohl bekannteste Interferometer ist das von Albert Abraham Michelson für den Nachweis des sogenannten Ätherwindes entwickelte und nach ihm benannte Michelson-Interferometer. In seiner einfachsten Form wird hierbei ein Lichtstrahl an einem Strahlteiler in zwei kohärente Lichtstrahlen aufgespaltet. Der eine Strahl wird an einem Referenzspiegel, der andere an einem Messspiegel in sich zurückreflektiert und an dem gleichen Strahlteiler miteinander überlagert. Wird der Messspiegel verschoben, kann an einem Detektor durch Abzählen der Intensitätsmaxima oder -minima auf die Bewegung des Messspiegels geschlossen werden. Hierbei wird davon ausgegangen, dass der Referenzspiegel nicht bewegt wird. Da diese Minima und Maxima durch die Interferenz der beiden Laserstrahlen entstehen, ist die Längenmessung von der Wellenlänge des verwendeten Lichts abhängig. Weitere wichtige Interferometer sind neben dem Michelson-Interferometer das Mach-Zehnder-Interferometer, das Yamin-Interferometer sowie das Fabry-Perot-Interferometer.

3.2.1 Interferometertypen

Das Michelson-Interferometer

Ein Lichtstrahl, z.B. aus einem Laser, trifft auf einen Strahlteiler und wird in zwei kohärente Strahlenbündel E_{ref} und E_{meas} aufgespaltet, die durch

$$E_{ref} = E_r \cdot e^{\omega t + k r_r - \phi_r} \quad (3.1)$$

und

$$E_{meas} = E_m \cdot e^{\omega t + k r_m - \phi_m} \quad (3.2)$$

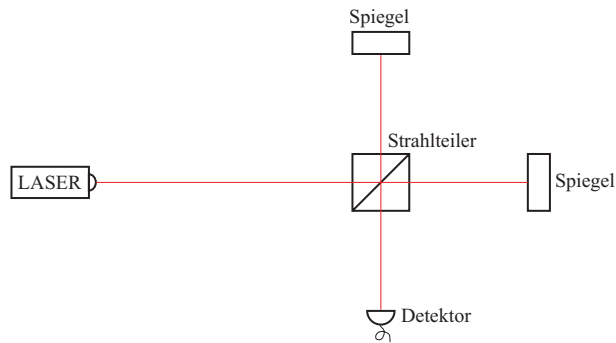


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines Michelson-Interferometer. Der Laserstrahl wird an dem Strahlteiler aufgespaltet, trifft auf die Spiegel und wird von diesen reflektiert. An dem Strahlteiler werden beide Strahlen wieder miteinander überlagert, und es kommt zur Interferenz. Das Signal wird hier von einer Photodiode detektiert.

gegeben sind. Dabei sind E_m und E_r die Amplituden des elektrischen Feldes der Strahlen, k die Ausbreitungskonstante ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$, mit der Wellenlänge des Lichtes λ), r_m bzw. r_r der jeweils zurückgelegte Weg und ϕ_m bzw. ϕ_r die Phase des jeweiligen Strahls. Beide Strahlen treffen auf Spiegel, von denen sie zurückreflektiert werden. An dem Strahlteiler werden beide Strahlen wieder überlagert. Das elektrische Feld des resultierenden Strahls erhält man durch Addition der beiden Teilstrahlen. Die Intensität dieses resultierenden Strahls ergibt sich dann zu:

$$\begin{aligned}
 I &\propto E^2 = (E_{ref} + E_{meas})^2 \\
 I &\propto E_r^2 + E_m^2 + 2E_r E_m \cos\left(k(r_m - r_r) - \phi_r - \phi_m\right). \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

Da beide Strahlen aus einer Quelle stammen, und dadurch anfänglich in Phase ($\phi_r = \phi_m$) waren, folgt für die Intensität:

$$I \propto 2I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(r_m - r_r)\right)\right). \quad (3.4)$$

Der optische Weglängenunterschied zwischen Mess- und Referenzarm ist durch $2n\Delta z$ gegeben, wobei $\Delta z = r_m - r_r$ und n der Brechungsindex des

durchlaufenen Mediums ist. Der Faktor 2 entsteht durch zweimaliges durchlaufen des Wegunterschieds Δz . An einem Detektor entsteht das Signal:

$$I \propto 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} (2n \cdot \Delta z) \right) \right). \quad (3.5)$$

Homodyn-Interferometer

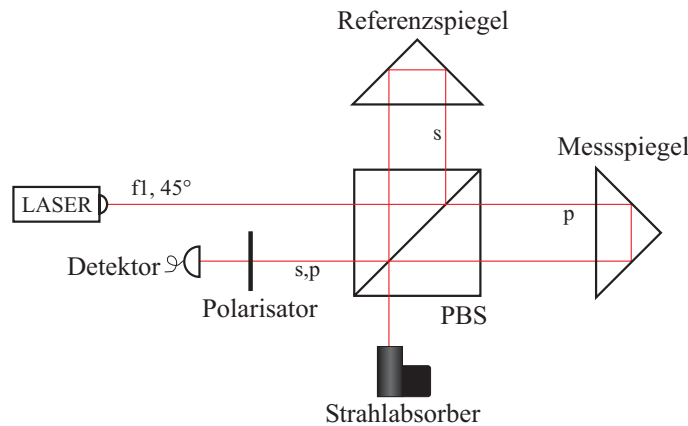


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Homodyn-Interferometers. PBS bezeichnet einen Polarisationsstrahlteiler. s und p sind die jeweiligen Polarisationen des Lichts.

Eine gängige Bauart für Interferometer ist das Homodyn-Interferometer, d.h. Interferometer mit nur *einer* Laserfrequenz, wie in Abbildung 3.3 gezeigt. Ein Laserstrahl, dessen Polarisationsachse um 45° gegenüber der Ebene geneigt ist, trifft auf einen Polarisationsstrahlteiler und wird in zwei Strahlen gleicher Intensität aufgespaltet. Die beiden Strahlen werden an Retrosiegeln reflektiert, und an dem Polarisationsstrahlteiler wieder zusammengeführt. Ein Polarisator vor dem Detektor, dessen Achse um 45° gegenüber den Eingangspolarisationen geneigt ist, bewirkt eine Projektion der Strahlpolarisation auf die Polarisationsachse des Polarisators. Somit ist es möglich, dass die anfangs senkrecht zueinander polarisierten Strahlen miteinander interferieren. Das Signal am Detektor ergibt sich zu:

$$I_{S_0} = 2I_0 \cos\left(\frac{4\pi n \Delta z}{\lambda}\right). \quad (3.6)$$

Auf eine Wegänderung kann durch Abzählen der Intensitätsmaxima oder -minima geschlossen werden. Jedes gezählte Maximum bzw. Minimum bedeutet eine Verschiebung des Messspiegels um $\lambda/2$.

Quadraturauslesung

Da man durch einfaches Zählen der Intensitätsmaxima oder -minima an einem Detektor nicht unterscheiden kann, ob sich der Messspiegel tatsächlich in eine Richtung bewegt, oder ob dieser nur um eine Stelle oszilliert, ist es notwendig die Signale in Quadratur auszulesen. Das bedeutet, dass zusätzlich zu dem einfachen Signal in einem Interferometer (in Abbildung 3.4 das Signal I_{S_0}) ein zweites Signal erzeugt werden muss, welches um $\pi/2$ gegenüber dem ersten Signal verschoben ist (Signal $I_{S_{90}}$). Dadurch erhält man zusätzlich zu der Längenänderungsinformation eine zweite Information, die Auskunft über die Bewegungsrichtung des Messspiegels gibt [Don93]. Gibt man beide Signale auf ein Oszilloskop im xy-Betrieb entsteht durch die Bewegung des Messspiegels ein Kreis. Der Umlaufsinn des Kreises gibt die Bewegungsrichtung des Messspiegels an. Eine volle Umdrehung des Kreises bedeutet eine Verschiebung des Spiegels um $\lambda/2$.

Im Fall des Vorhin beschriebenen Homodyn-Interferometers wird für eine Quadraturauslesung der Strahl, der in Abbildung 3.3 auf den Detektor traf, noch einmal durch einen nicht polarisierenden Strahlteiler aufgespaltet (Abbildung 3.4). Der abgebeugte Strahl erzeugt, nachdem er einen Polarisator passiert hat, an einem Detektor das nicht verschobene Signal. Der an dem Strahlteiler transmittierte Strahl durchläuft vor dem Polarisator noch eine $\lambda/4$ Platte und erzeugt an dem Detektor ein Signal das gegenüber dem ersten Signal um $\pi/2$ verschoben ist.

Die Signale an den Detektoren ergeben sich zu

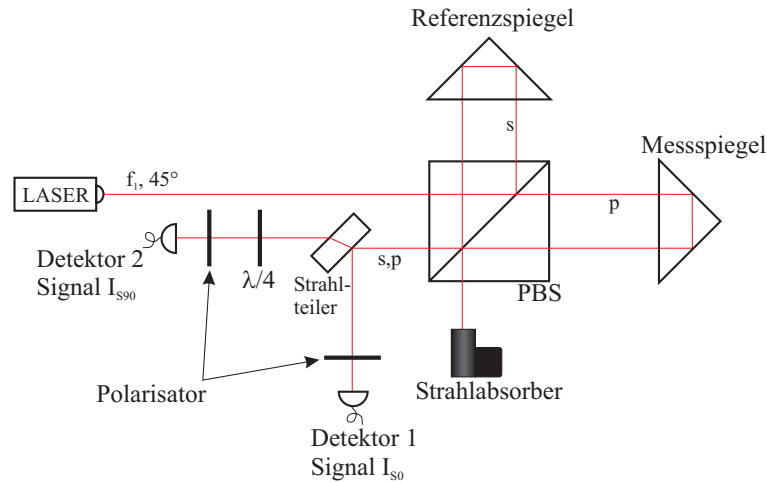


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung eines Homodyn-Interferometers mit Quadraturauslesung. PBS bezeichnet einen Polarisationsstrahlteiler. s und p sind die jeweiligen Polarisationen des Lichts.

$$I_{S_0} = 2I_0 \cos\left(\frac{4\pi n \Delta z}{\lambda}\right) \quad (3.7)$$

für den nicht verschobenen Strahl, und

$$I_{S_{90}} = 2I_0 \sin\left(\frac{4\pi n \Delta z}{\lambda}\right) \quad (3.8)$$

für den verschobenen Strahl. Die Verschiebung des Messspiegels ergibt sich durch:

$$\Delta z = \frac{\lambda}{4\pi n} \arctan\left(\frac{I_{S_{90}}}{I_{S_0}}\right). \quad (3.9)$$

Heterodyn-Interferometer

Heterodyn-Interferometer sind Interferometer, bei denen zwei Laserstrahlen mit unterschiedlichen Frequenzen f_1 und f_2 verwendet werden.

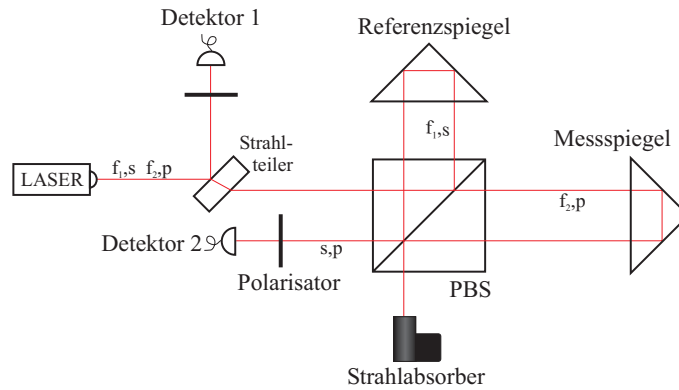


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung eines Heterodyn-Interferometers. PBS bezeichnet einen Polarisationsstrahlteiler. s und p sind die jeweiligen Polarisierungen des Lichts. Die beiden Frequenzen sind mit f_1 und f_2 bezeichnet.

Eine typische Bauweise von Heterodyn-Interferometern ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Als Lichtquelle dient hierbei ein Laser mit zwei unterschiedlichen Frequenzen, die senkrecht zueinander polarisiert sind, und deren elektrische Felder durch

$$E_1 = E_{01}e^{i(2\pi f_1 + \phi_{01})} \quad (3.10)$$

und

$$E_2 = E_{02}e^{i(2\pi f_2 + \phi_{02})} \quad (3.11)$$

beschrieben sind. E_{01} und E_{02} sind hierbei die Amplituden der Strahlen und ϕ_{01} und ϕ_{02} deren Phasen. Die Polarisationsrichtungen werden in der weiteren Beschreibung mit s für einen zur Ebene senkrecht polarisierten Strahl und p für einen zur Ebene des Aufbaus parallel polarisierten Strahl bezeichnet. An einem Strahlteiler werden beide Strahlen aufgespaltet. Die abgebeugten Strahlen treffen auf einen Polarisator mit einer um 45° verdrehten Polarisationsachse. An dem darauffolgenden Detektor entsteht ein Referenzsignal das durch

$$I_r = 2E_{01}E_{02}\cos(2\pi(f_2 - f_1) + (\phi_{02} - \phi_{01})) \quad (3.12)$$

beschrieben wird. Hierbei ist $f_2 - f_1$ die Frequenz des an dem Detektor entstehenden Schwebungssignals. Die beiden transmittierten Strahlen treffen auf einen Polarisationsstrahlteiler, an dem der s-polarisierte Strahl abgelenkt wird und der p-polarisierte Strahl transmittiert wird. Nach der Reflexion an Retrospiegeln werden die beiden Strahlen wieder zusammengeführt. Beide Strahlen durchlaufen einen Polarisator, dessen Polarisationsachse um 45° gegenüber den beiden Strahlen verdreht ist, sodass am darauffolgenden Detektor ein Schwebungssignal mit der Differenzfrequenz der beiden einzelnen Frequenzen detektiert wird:

$$I_r = 2E_{01}E_{02}\cos(2\pi(f_2 - f_1) + (\phi_{02} - \phi_{01}) + (\phi_{meas} - \phi_{ref})). \quad (3.13)$$

$\phi_{meas} - \phi_{ref}$ ist dabei die Phasendifferenz zwischen Referenz- und Messsignal, bestehend aus einem konstanten Anteil ϕ_{0r} im Referenzsignal, einem konstanten Anteil ϕ_{0m} im Messsignal und einer durch die Bewegung des Messspiegels entstehenden Phasenverschiebung $\Delta\phi$:

$$\phi_{meas} - \phi_{ref} = \Delta\phi + \phi_{0m} - \phi_{0r}. \quad (3.14)$$

Die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ lässt sich durch Integration der durch die Verschiebung des Messspiegels entstehenden Doppler-Verschiebung berechnen:

$$\Delta\phi = \int_{t_1}^{t_2} 2\pi \frac{2v(t)n}{\lambda_2} dt = \frac{4\pi n}{\lambda_2} \int_{t_1}^{t_2} v(t) dt \quad (3.15)$$

Es ergibt sich somit:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi n}{\lambda_2} \Delta l, \quad (3.16)$$

wobei λ_2 die Wellenlänge des auf den Messspiegel treffenden Laserstrahls ist, und n der Brechungsindex des Mediums durch das der Strahl läuft.

Im Fall des Heterodyn-Interferometers wird das Quadratursignal elektronisch erzeugt. Eine genaue Beschreibung der Signalverarbeitung in einem Heterodyn-Interferometer mit Quadraturauslesung ist in Abschnitt 4.4 gegeben.

Durch die Verwendung von Heterodyn-Interferometern wird das Rauschen des Messsignals deutlich verringert, da das Amplitudenrauschen eines Lasers bei höheren Frequenzen kleiner wird. Bei Frequenzen ab etwa 1 MHz wird ein Plateau im Amplitudenrauschen erreicht, bei dem das Rauschen des Messsignals von dem Detektorrauschen dominiert wird. (vgl. Abbildung 3.6).

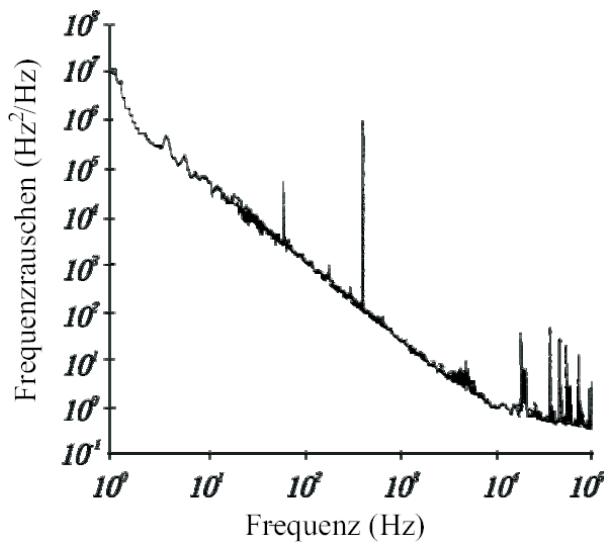


Abbildung 3.6: Gemessenes Frequenzrauschspektrum eines NPRO-Lasers (Non-Planar-Ring-Oszillator).[Che90] Ein solcher Lasertyp diente auch in unserem Experiment als Lichtquelle.

Das Mach-Zehnder-Interferometer

Ein ebenfalls weit verbreitetes Interferometer ist das Mach-Zehnder-Interferometer (Abbildung 3.7). Hierbei wird ein Strahl der auf einen Strahlteiler trifft in zwei Strahlen gleicher Intensität aufgespaltet. Einer der beiden

Teilstrahlen trifft auf einen Referenzspiegel, der zweite Strahl trifft auf den Messspiegel. An den Spiegeln werden beide Strahlen unter einem Winkel $\neq 90^\circ$ reflektiert, sodass sie an einem zweiten Strahlteiler wieder überlagert werden können. An zwei Detektoren kann die Signalerfassung wie bei einem Michelson-Interferometer erfolgen. Ein Mach-Zehnder-Interferometer kann sowohl homodyn als auch heterodyn betrieben werden. Ein heterodynes Mach-Zehnder-Interferometer wird z.B. für die Positionsmessung zweier Testmassen im LISA Technology Package (LTP) auf LISA Pathfinder verwendet [Hei03].

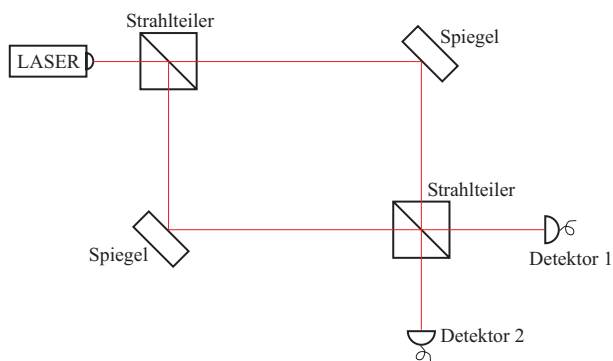


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung eines Mach-Zehnder-Interferometers. Der Laserstrahl wird an dem Strahlteiler aufgespalten und trifft unter einem Winkel auf die Spiegel. An einem zweiten Strahlteiler werden die Strahlen wieder überlagert und anschließend an einer Photodiode detektiert.

Strahlführung

Betrachtet man ein Michelson-Interferometer mit nicht polarisierenden Elementen, stellt man fest, dass nur 25% der eingestrahnten Lichtleistung (Abbildung 3.8) für die Information über die Bewegung des Messspiegels verwendet wird. 50% der Leistung treffen auf den Referenzspiegel, und 25% (50%, wenn die Lichtleistung die vom Referenzspiegel hinzukommt) gehen zurück zum Laser, der davor abgeschirmt werden muss.

Eine Möglichkeit dies zu vermeiden, ist es, das Interferometer mit polarisierenden Elementen aufzubauen. Dadurch wird erreicht, dass 50% der Licht-

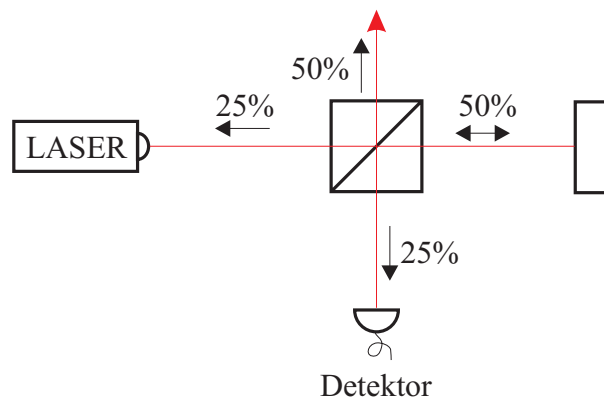


Abbildung 3.8: Darstellung der Verluste in einem homodynen Michelson-Interferometer.

leistung auf den Messspiegel treffen, und anschließend auch auf den Detektor. Ein weiterer Vorteil der sich daraus ergibt, ist, dass es keine Rückreflexionen zum Laser gibt, die geblockt werden müssten. Nachteilig ist dabei, dass die polarisierenden Elemente fehleranfällig sind. Das bedeutet, dass ein polarisierender Strahlteiler nie eine Polarisationsrichtung zu 100% abbeugt oder transmittiert, sondern dass immer ein Anteil der "falschen" Polarisation mit abbeugt bzw. transmittiert wird. Hierdurch entstehen Fehler im Messsignal die im Kapitel 3.3 genauer beschrieben werden. Zudem ändern sich die Eigenschaften der polarisierenden Elemente in Abhängigkeit der Temperatur.

Eine weitere Möglichkeit, Leistungsverluste zu vermeiden ist es, ein Mach-Zehnder-Interferometer zu verwenden, da bei einem solchen Interferometer die Strahlen intrinsisch getrennt sind. Nach dem ersten Strahlteiler treffen 50% der Lichtleistung auf den Messspiegel, und 50% auf den Referenzspiegel. Beide Strahlen werden an dem zweiten Strahlteiler wieder überlagert, und es entsteht kein weiterer Leistungsverlust. Ein weiterer Vorteil des Mach-Zehnder-Interferometers ist, dass es ohne Verwendung von polarisierenden Elementen aufgebaut werden kann.

Im Fall der LISA Mission ist der Einsatz eines Mach-Zehnder-Interferometers nur bedingt vorteilhaft, da durch den Winkel unter dem der Laserstrahl auf den Messspiegel (Testmasse) treffen muss, die Öffnung in dem Gehäuse, im Vergleich zu einer Verwendung des Michelson-Interferometers, relativ groß

ist. Es ist weiterhin zu Bedenken, dass das Mach-Zehnder-Interferometer im Vergleich mit einem Michelson-Interferometer mehr Platz braucht. Das ist im speziellen Fall eines Interferometers für LISA von Nachteil, da hier das Interferometer so klein wie möglich sein soll.

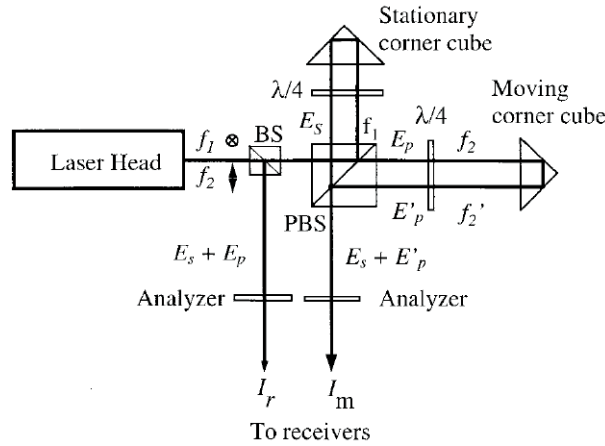


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung eines Heterodyn-Interferometers. Als Lichtquelle dient ein Laser mit zwei Frequenzen, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Ein Polarisationsstrahlteiler (PBS) teilt das einfallende Licht in Messarm und Referenzarm auf, die dann unterschiedliche Frequenzen haben. E_s und E_p bezeichnen die elektrischen Felder mit jeweiliger Polarisation. I_m und I_r bezeichnen die Intensitäten am Detektor.[Wu99]

3.3 Interferometerdesign nach Wu et al

Ein ideales Messsignal eines Heterodyn-Interferometers wie es in Abbildung 3.9 zu sehen ist, mit den beiden Laserfrequenzen f_1 und f_2 und den Amplituden A und B der Laserstrahlen, ist gegeben durch:

$$I_m \propto AB \cdot \cos(\Delta\omega t - \phi(t)) \quad (3.17)$$

für den Messstrahl, und

$$I_r \propto AB \cdot \cos(\Delta\omega t) \quad (3.18)$$

für den Referenzstrahl. Dabei ist

$$\Delta\omega = 2\pi \cdot |f_1 - f_2| \cdot . \quad (3.19)$$

Der Phasenunterschied $\phi(t)$ lässt sich durch Integration des Doppleref-

fekts herleiten:

$$\begin{aligned}\phi(t) &= 2\frac{2\pi}{\lambda} \int v(t)dt \\ &= \frac{4\pi}{\lambda} s(t).\end{aligned}\tag{3.20}$$

$v(t)$ ist dabei die Geschwindigkeit des Messspiegels und λ die Wellenlänge des verwendeten Lasers. Es ergibt sich eine direkte Proportionalität zwischen der Position des Spiegels und dem Phasenunterschied zwischen Mess- und Referenzsignal.

Für die Phasenmessung in Quadratur wird das erhaltene Messsignal einmal mit dem Referenzsignal und einmal mit dem um genau 90° verschobenen Referenzsignal multipliziert (vgl. Kapitel 4.4). Nach Durchlaufen eines geeigneten Tiefpassfilters ergibt sich:

$$\begin{aligned}S_1 &\equiv AB \cdot \cos(\Delta\omega t) \cdot AB \cdot \cos(\Delta\omega t - \phi(t)) \\ &= \frac{1}{2}AB \cdot \cos(\phi(t)) \\ S_2 &\equiv AB \cdot \cos(\Delta\omega t + \frac{\pi}{2}) \cdot AB \cdot \cos(\Delta\omega t - \phi(t)) \\ &= \frac{1}{2}AB \cdot \sin(\phi(t)).\end{aligned}\tag{3.21}$$

Die Information über die Phase erhält man durch:

$$\phi(t) = \arctan \frac{S_1}{S_2}.\tag{3.22}$$

Es ist zu erkennen, dass durch die Division von S_1 und S_2 sich die Amplituden A und B herauskürzen. Das Signal ist damit unempfindlich auf Amplitudenschwankungen des Lasers.

In Wirklichkeit wird der Laserstrahl gestört durch Fehler in den Strahlteilern und Spiegeln, die er durchläuft, bzw. von denen er reflektiert wird. Diese Fehler sind:

- elliptische Polarisation der Eingangsstrahlen,

- nicht genau senkrecht zueinander stehende Polarisationsrichtungen (bei Laserquellen die zwei Polarisationsrichtungen liefern, wie ein Zeeman-Laser),
- Ausrichtungsfehler der Polarisationsachse des Lichts bezogen auf die Ausrichtung eines Polarisationsstrahlteilers,
- Imperfektionen in den Polarisationsstrahlteilern,
- sowie parasitäre Reflexionen, die an den Grenzflächen entstehen, an denen der Strahl von einem Medium in ein anderes übergeht.

Berücksichtigt man diese Faktoren, ergibt sich für das Signal [Wu98, Tan89]:

$$\begin{aligned}
 I_m \propto & AB \cdot (\Delta\omega t - \phi) + (A\beta + B\alpha) \cdot \cos(\Delta\omega t) \\
 & + (\alpha\beta + \beta_{pf}\alpha_{pf}) \cdot \cos(\Delta\omega t - \phi) \\
 & + (A\beta_{pf} - B\alpha_{pf}) \cdot \sin(\Delta\omega t) \\
 & + (\alpha\beta_{pf} - \beta\alpha_{pf}) \cdot \sin(\Delta\omega t - \phi) .
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

Hierbei sind α und β Faktoren, die von nicht perfekt senkrecht zueinander polarisierten Strahlen erzeugt werden. α_{pf} und β_{pf} entstehen durch die Elliptizität der Strahlen.

Um diese Störungen zu beheben, wird von Tanaka et al eine räumlich getrennte Erzeugung der beiden Laserfrequenzen vorgeschlagen. Diese verhindert, dass bei der Aufspaltung eine Vermischung der beiden Frequenzen entsteht. Das hat auch den Vorteil, dass sich bei den polarisierenden Elementen keine 'falschen' Frequenzen in die jeweiligen Arme einschleichen können. In [Wu98] wird desweiteren ein vollkommen symmetrischer Aufbau vorgeschlagen. Zur vollkommenen Symmetrie gehört, dass die Strecken, die der Mess- und Referenzstrahl zurücklegen gleich lang sind, und dass beide Strahlen auf die gleichen optischen Bauteile treffen. Desweiteren bedeutet es auch, dass auf Mess- und Referenzspiegel Strahlen mit der gleichen Laserfrequenz und

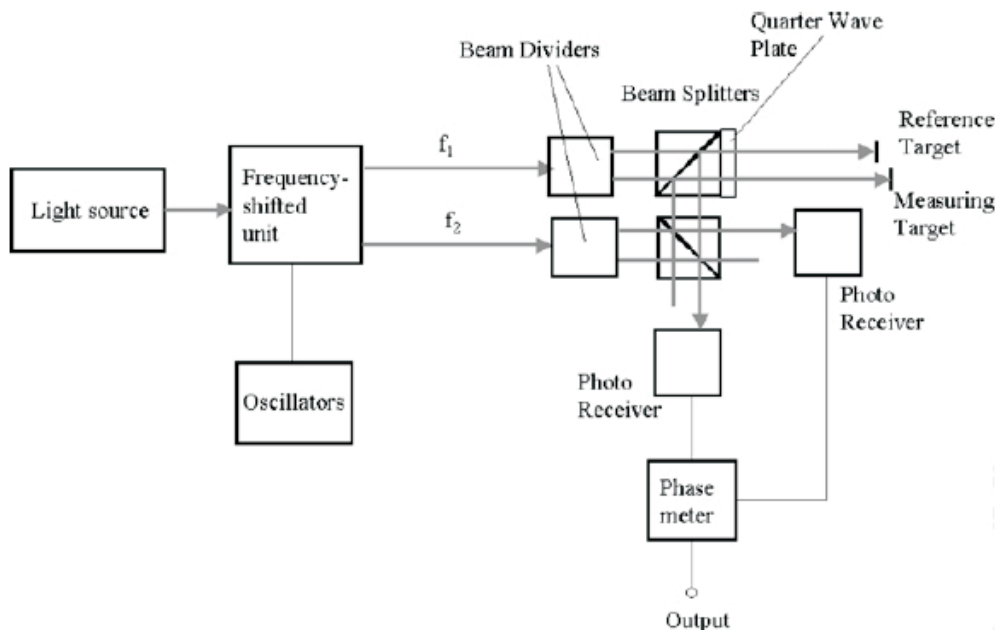


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des Interferometers von Wu et al. [Wu02]

polarisation treffen, und erst danach die Überlagerung mit den Strahlen der Frequenz f_2 gemacht wird. Um zu verhindern dass parasitäre Reflexionen sich auf das Signal auswirken, ist es hilfreich die optischen Bauteile leicht zu verkippen, um die Reflexionen von der Hauptstrahlachse abzulenken.

Im in [Wu02] vorgestellten Aufbau wird der Strahl aufgesplittet und durch zwei AOMs in der Frequenz verschoben (in der 'frequency shifted unit', vgl. Abbildung 3.10). Die Heterodyn-Frequenz beträgt 80 kHz. Anschließend werden die beiden Strahlen erneut aufgesplittet. Die beiden Strahlen mit der Frequenz f_1 durchlaufen einen Polarisationsstrahlteiler und eine $\lambda/4$ -Platte, und treffen auf den Mess- bzw. Referenzspiegel. Nachdem sie zurück reflektiert werden, werden sie nach erneutem Durchlaufen der $\lambda/4$ -Platte von dem Polarisationsstrahlteiler abgebeugt. An einem zweiten Strahlteiler werden die Strahlen, die vom Mess- bzw. Referenzspiegel kommen, mit den Laserstrahlen mit der Frequenz f_2 überlagert und somit zur Interferenz gebracht.

Der vom Messspiegel kommende und an dem zweiten Strahlteiler abge-

beugte Strahl trifft auf eine Photodiode. Der vom Referenzspiegel kommende Strahl, der am zweiten Strahlteiler transmittiert wird, trifft auf eine zweite Photodiode. Die beiden übrigen Strahlen werden geblockt. Beide Strahlen sind an der Photodiode überlagert mit den Strahlen der Frequenz f_2 und erzeugen ein Heterodyn-Signal der Frequenz $|f_1 - f_2|$. Die Signale der Photodioden werden über ein Phasemeter ausgelesen. Das Phasemeter berechnet die Bewegung des Messspiegel anhand des Phasenunterschiedes der beiden Eingangssignale.

Der vorgestellte Aufbau erzielte Ergebnisse mit einer periodischen Nichtlinearität von 25 pm, und einer Genauigkeit von $2 \text{ pm}/\sqrt{Hz}$ (vgl. Abbildung 3.11).

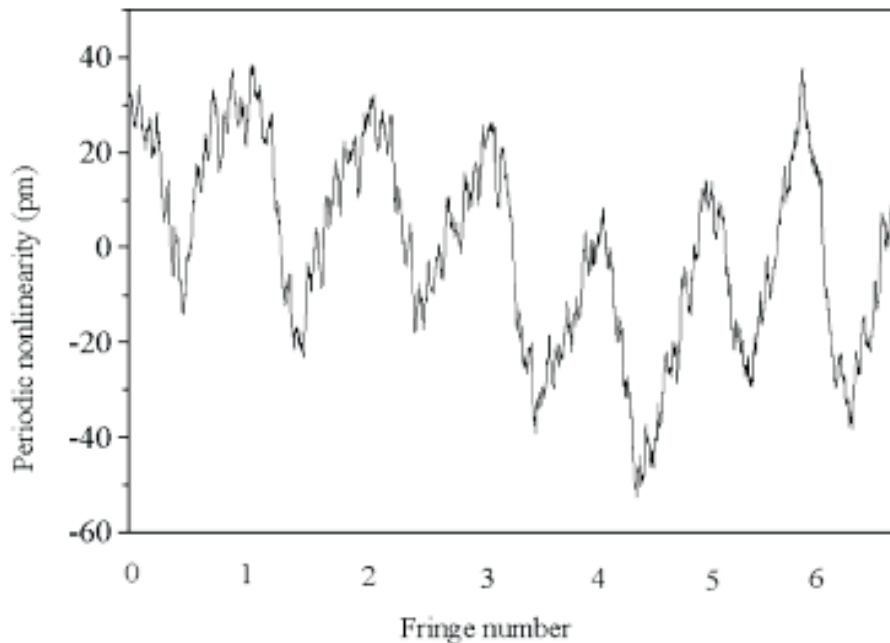


Abbildung 3.11: Die Messergebnisse von Wu et al zeigen periodische Nichtlinearitäten von 25 pm. [Wu02]

3.4 Differential Wavefront Sensing (DWS)

Differential Wavefront Sensing (DWS) ist eine Methode, die Verkipfung eines Laserstrahls zu messen [Mor94]. Ursprünglich wurde DWS zur Justage von Interferometern entwickelt [Mor94, Gro02, Mue05]. Zur Veranschaulichung stellt man sich ebene Phasenfronten eines Laserstrahls vor. Durch die Verkipfung des Strahls durch einen Spiegel, wie z.B. in unserem Fall der Testmasse, treffen diese Wellenfronten des Laserstrahls unter einem Winkel auf einen Detektor. Als Detektor eignet sich eine in zwei Hälften aufgespaltene Diode, bei der die Signale der jeweiligen Hälften unabhängig voneinander ausgelesen werden können. Wird eine Quadrantendiode, also eine Diode mit vier unabhängigen Quadranten, verwendet, ist es möglich eine Verkipfung um zwei Achsen mit einem Detektor zu messen.

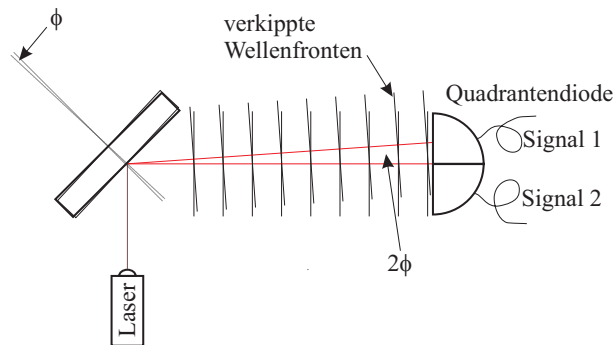


Abbildung 3.12: Die durch einen Spiegel verkippten Wellenfronten eines Lasers treffen auf eine Quadrantendiode. Mit dem nicht verkippten Strahl, der eine vom verkippten Strahl verschiedene Frequenz hat, entsteht an dem Detektor ein Schwebungssignal, durch das der Phasenunterschied detektiert werden kann.

Da die Laserfrequenz zu hoch ist, um die Verkipfung direkt zu messen, wird hierbei wie bei einem Heterodyn-Interferometer der verkippte Strahl mit einem nicht verkippten Strahl überlagert. Dadurch entsteht an der Quadrantendiode ein Schwebungssignal, das die gleichen Phaseninformationen enthält, wie das verkippte Lasersignal. An dem Signal der Quadrantendiode lässt sich ein Phasenunterschied zwischen dem Signal der oberen und unteren Hälfte bzw. linken und rechten Hälfte feststellen (Abbildung 3.13), den man in den Winkel, um den die Wellenfront, und somit der Laserstrahl ge-

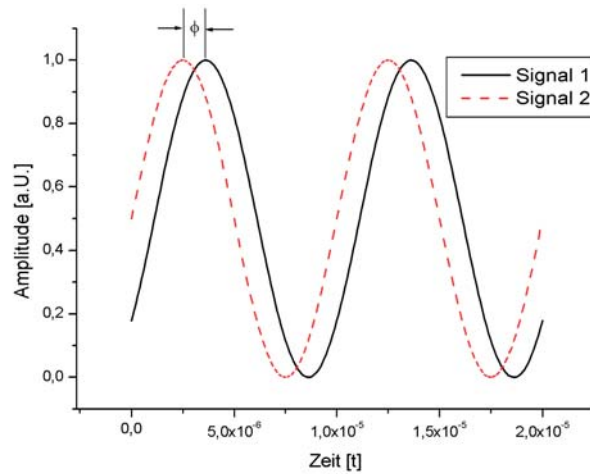


Abbildung 3.13: *Signal der beiden Hälften der Photodiode.*

genüber der Ausgangsposition verkippt ist, umrechnen kann. Die Messung wird wie bei einer Translationsmessung in einem Heterodyn-Interferometer durchgeführt, nur dass anstelle der zwei Dioden im Mess- und im Referenzstrahl hier die Signale der beiden Hälften der Diode bzw. zweier gegenüberliegender Quadranten einer Quadrantendiode zwischen denen die Verkipfung stattfindet, genommen werden. Die Signale werden durch Mischer heruntergemischt, und in den Messrechner eingelesen. Eine genauere Beschreibung der Signalverarbeitung folgt in Kapitel 4.4.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

4.1 Der Laser

Der verwendete Nd:YAG Laser vom LZH (Laser Zentrum Hannover) hat eine Ausgangsleistung von 1 W. Der Laserkristall ist ein Non-Planar Ring-Oscillator (NPRO), der eine intrinsisch hohe Frequenzstabilität besitzt. Zudem ist die Laserfrequenz thermisch über einen großen Bereich von etwa 60 GHz langsam (< 1 Hz) durchstimmbare. Eine schnelle Frequenzänderung (< 100 kHz) über einen kleinen Frequenzbereich (400 MHz) wird durch einen am Laserkristall montierten Piezo erreicht. Der Laser hat eine Linienbreite von 1 kHz (über 100 ms), eine Kohärenzlänge größer 1 km und eine Frequenzdrift von ungefähr 2 MHz pro Minute.

Es besteht die Möglichkeit den Laser in der Frequenz zu stabilisieren. Die Methode, die hierbei zum Einsatz kommt, ist die Modulations-Transfer-Spektroskopie (MTS), bei der der Laser auf einen Hyperfein-Übergang von Jod stabilisiert wird [Sch03]. Hierzu muss die Laserfrequenz verdoppelt werden, da der Übergang bei 532 nm liegt. Die hierbei erreichte Frequenzstabilität liegt im Bereich von $\sigma_A^1 = 10^{-13}$ für $\tau > 100$ s.

¹ σ_A = Root-Allan-Varianz, zur Definition vgl. z.B. [Sch03]

4.2 Erzeugung der Heterodynfrequenz

Die Entscheidung für ein Heterodyn-Interferometer macht es notwendig, sich eine Methode zu überlegen, wie die beiden unterschiedlichen Frequenzen der Laserstrahlen erzeugt werden können. In unserem Experiment fiel die Wahl auf zwei Akusto-Optische-Modulatoren (AOM), die in unserem Fall eine Heterodynfrequenz von 100 kHz liefern. Weitere Möglichkeiten zur Erzeugung zweier Frequenzen für ein Heterodyn-Interferometer sind die Verwendung zweier phasengekoppelter Laser oder die Verwendung eines Zeeman-Lasers, wobei bei einem Zeeman-Laser die Probleme der Strahlaufteilung, wie sie in Kapitel 3.3 beschrieben sind, auftreten.

Ansteuerung der AOMs

Die Ansteuerung der beiden AOMs erfolgt durch ein Signal aus einem Frequenzgenerator (vgl. Abbildung 4.1). Der erste AOM erhält ein 20 MHz Signal, das durch einen Frequenzverdoppler (FD2) auf 40 MHz verdoppelt wird. Nach Durchlaufen eines 50 MHz Tiefpassfilters (BLP50), wird das Signal ein zweites Mal verdoppelt. Anschließend wird das Signal verstärkt (ZFL-500HLN), und durch einen 70 MHz Bandpassfilter gefiltert (BBP70). Durch einen Coupler² (ZFDC 10-1) wird das Signal aufgespaltet. Das Signal am 'cpl'-Ausgang des Couplers wird für die Ansteuerung der AOMs weiterverwendet. Nachdem das Signal ein weiteres Mal durch einen Bandpass (BBP70) gefiltert wird, wird es wieder verstärkt (ZFL-500HLN) und erneut gefiltert (Tiefpass BLP90). Ein Leistungsverstärker (ZHL-1A) verstärkt das Signal noch einmal, und ein weiterer Tiefpass (BLP90) schneidet die hochfrequenten harmonischen Signale³ ab bevor das Signal zu dem AOM gelangt.

²Ein Coupler stellt zwei Ausgangssignale mit gleicher Frequenz wie das Signal am Eingang zur Verfügung. Der 'cpl'-Ausgang liefert ein um 10 dB abgeschwächtes Signal. Das Signal am 'out'-Ausgang ist dabei in unserem Fall um 0,3dBm gegenüber dem Eingangssignal abgeschwächt.

³Die harmonischen Signale kommen daher, dass der Leistungsverstärker an seiner Leistungsgrenze betrieben wird, um genügend Leistung für die AOMs (siehe nächster Abschnitt) zu haben.

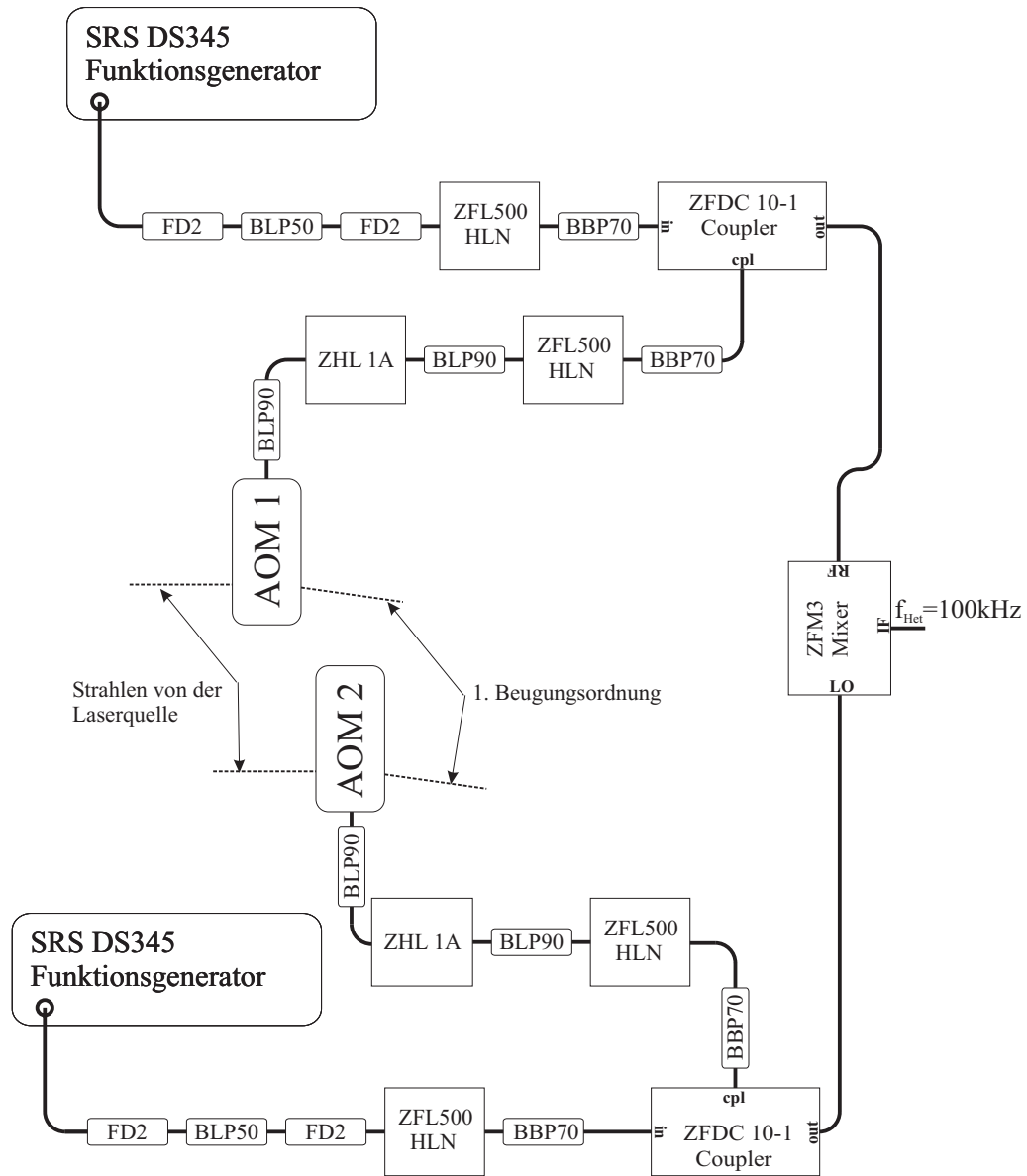


Abbildung 4.1: Erzeugung der 80 MHz RF-Signale, die die Akusto-Optischen-Modulatoren (AOM) treiben. Das 100kHz Signal, das durch den Mischer rechts im Bild erzeugt wird, wird für die Signalverarbeitung verwendet (siehe Kapitel 4.4.2). Die hierbei verwendeten elektronischen Bauteile sind von der Firma MiniCircuits.

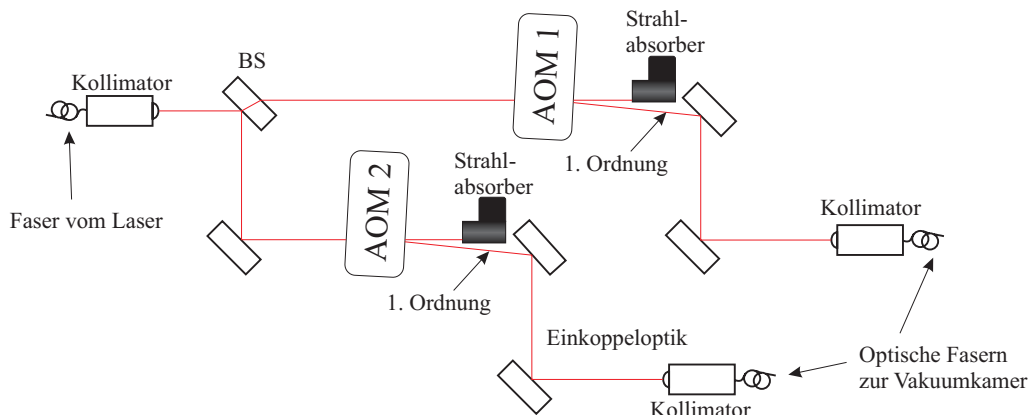


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Strahlengangs zur Heterodynfrequenzzeugung (außerhalb der Vakuumkammer).

Die Signalerzeugung für den zweiten AOM erfolgt analog zur Signalerzeugung für den ersten AOM. Der einzige Unterschied ist, dass die Frequenz am Ausgang des zweiten Frequenzgenerators 19,975 MHz beträgt. Nach zweimaliger Verdopplung erhält man somit ein Signal bei 79,9 MHz.

Die beiden Signale von den 'out'-Ausgängen der Coupler werden durch den Mischer (ZFM3) heruntergemischt. An dessen Ausgang entsteht ein Signal mit der Heterodynfrequenz von 100kHz, das als Referenzfrequenz für die beiden Beatfrequenzen, die durch Überlagerung der beiden Laserfrequenzen an den Quadrantendiode entstehen, benutzt werden kann (Eine Beschreibung der Funktionsweise der Mischer folgt in Kapitel 4.4).

Anordnung auf der optischen Bank

Das Laserlicht wird fasergekoppelt auf unseren optischen Tisch geführt. Dort werden sie an einem nicht polarisierenden Strahlteiler aufgespalten. Mittels zweier Akkusto-Optische-Modulatoren (AOMs) in der Frequenz verschoben. Die Faser ist eine polarisationserhaltende singlemode Faser von Schäfter und Kirchhoff. Alle in diesem Aufbau zur Erzeugung der heterodyn Frequenzen benutzten Kollimatoren haben eine Brennweite von 11 mm, wodurch der kollimierte Strahl einen Durchmesser von 1,98 mm ($1/e^2$ Wert) hat.

Die Funktionweise eines AOM beruht darauf, dass durch eine laufende Schallwelle in dem Kristall Ebenen mit unterschiedlichem Brechungsindex erzeugt werden. Trifft ein Laserstrahl auf diese Gitterebenen, wird er abgelenkt. Hierzu versucht man, den Strahl unter dem Glanzwinkel auf den AOM-Kristall treffen zu lassen. Neben der Einstellgenauigkeit des Glanzwinkels, ist die Leistung mit der der AOM betrieben wird, entscheidend dafür, wie hoch der Anteil des in die erste Ordnung abgelenkten Lichts ist (Abbildung 4.3). Die AOMs in unserem Aufbau werden mit 32 dBm bzw. 31 dBm betrieben. Das nach den AOMs frequenzverschobene Licht wird wieder in Fasern eingekoppelt, und in die Vakuumkammer geführt (Abbildung 4.2). Die Faser ist ebenfalls eine polarisationserhaltende singlemode Faser von Schäfer und Kirchhoff.

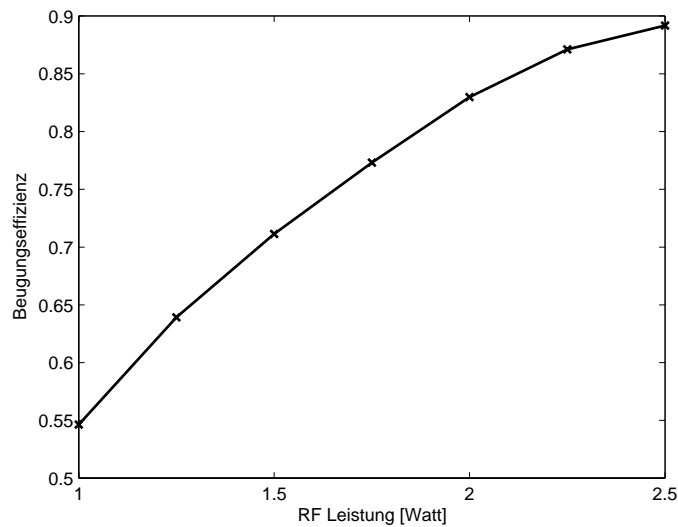


Abbildung 4.3: Die Beugungseffizienz als Funktion der Leistung die am AOM anliegt. Es ist zu erkennen, dass bei hohen RF-Leistungen etwa 90% der Leistung in die 1. Ordnung abgelenkt werden

4.3 Aufbau des Interferometers

4.3.1 Mechanischer Aufbau

Das Interferometer wurde auf einer Aluminiumgussplatte (AlMg 4.5Mn) mit einem Durchmesser von 23 cm und einer Dicke von 4 cm aufgebaut (Abbildung 4.4). Gussaluminium hat gegenüber gewalztem Aluminium den Vorteil, dass es weniger bis gar keine inneren Verspannungen aufweist und somit auch über längere Zeiträume keine Relaxationen zu erwarten sind. In die Platte wurde ein 10 mm×10 mm großes Raster von M3-Gewinden eingearbeitet. Um eine größere Stabilität des Interferometers zu gewährleisten, wurde eine Strahlhöhe von 2 cm gewählt. Diese Strahlhöhe wird auch in anderen laufenden Experimenten der Arbeitsgruppe an der Humboldt-Universität verwendet, so dass ein Teil der optischen Halterungen von dort übernommen werden konnten bzw. leicht modifiziert werden mussten. Manche Teile wurden auch speziell für unseren Aufbau angefertigt.

Die Grundplatte steht in einer Vakuumkammer auf vier Peltier-Elementen, die zusammen mit einem auf der Unterseite der Platte angebrachten PT-100 Temperatursensor für die Temperaturregelung zuständig sind. Ein weiterer PT-100 ist auf der Oberseite befestigt, um eine Kontrolle über den Verlauf der Temperatur zu haben.

Als Pumpe für die Vakuumkammer dient eine Turbomolekularpumpe mit einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe. Mit dieser Kombination haben wir in der Vakuumkammer einen Druck von etwa 10^{-6} bar erreicht. Zwischen den beiden Pumpen wurde eine 'foreline trap' eingebaut, die für den Fall, dass die untere Druckgrenze der Vorpumpe erreicht wird, einen Rückstrom von Öl in die Turbomolekularpumpe verhindert. Die Verhinderung der Rückströmung erfolgt durch ein Sieb aus Edelstahlgeflecht in der 'foreline trap', das die Ölmoleküle an sich bindet.

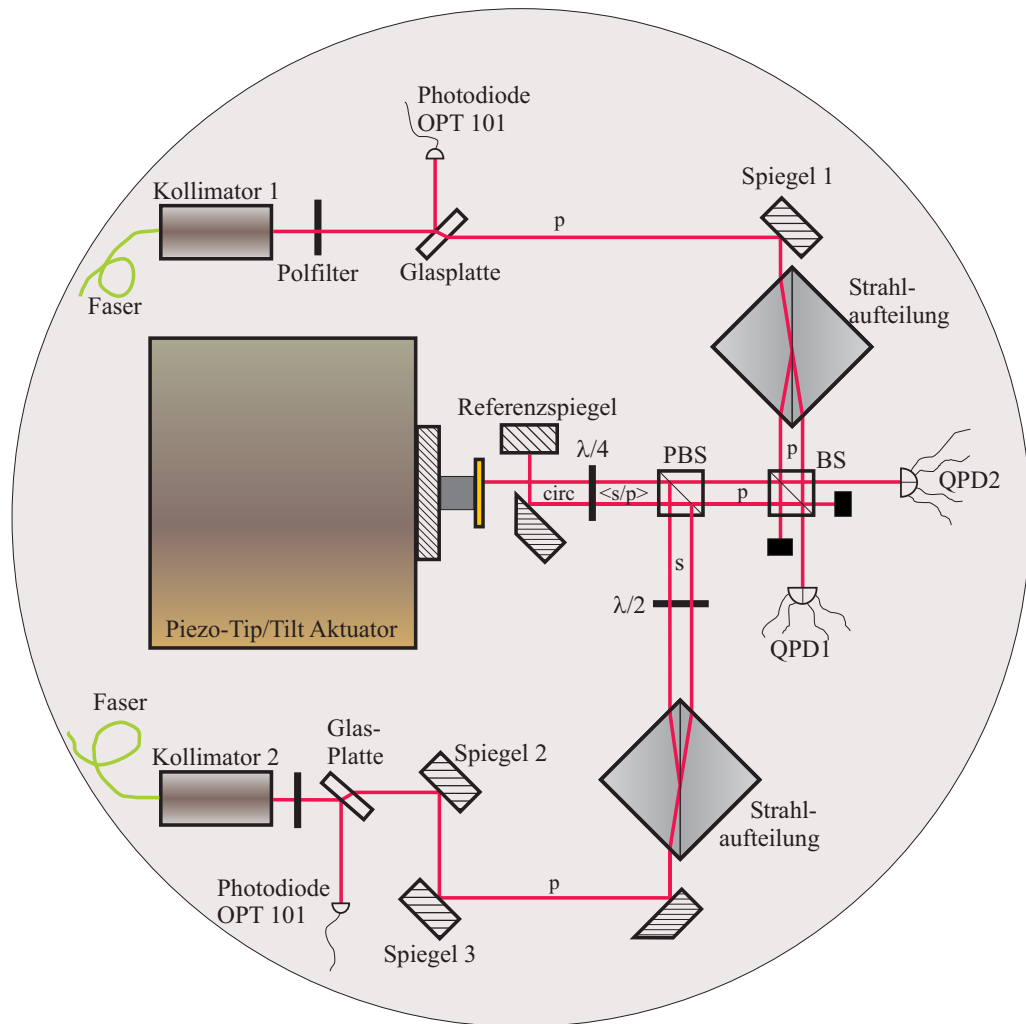


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Interferometers (BS: Strahlteiler; QPD: Quadranten Photodiode; PBS: Polarisationsstrahlteiler). Die Spiegel 1, 2 und 3 sowie der Referenzspiegel sind auf justierbaren Haltern angebracht. Die Bezeichnungen s , p und $circ$ bezeichnen die jeweilige Polarisation der Strahlen.

4.3.2 Der Strahlengang

Für die nachfolgende Beschreibung des Strahlengangs wird der von Kollimator 1 ausgehende Strahl als Strahl 1 bezeichnet, der von Kollimator 2 als Strahl 2.

Das Laserlicht gelangt über zwei Vakuumdurchführungen von Schäfte

und Kirchhoff in die Vakuumkammer. Die verwendeten Fasern sind polarisationserhaltende, single-mode Fasern bei 1064 nm. Die Linsen der beiden Kollimatoren in der Vakuumkammer haben eine Brennweite von 8 mm. Der kollimierte Strahl in der Vakuumkammer hat einen Durchmesser von 1,44 mm (bezogen auf den $1/e^2$ Wert). Nach der Auskopplung wurde ein Polarisator eingefügt, um eine definierte Polarisation am Ausgang zu gewährleisten. Beiden Strahlen wird nach dem Auskoppelkollimator durch sogenannte "interferometer flats"⁴ 4% der Strahlintensität genommen. Diese abgelenkten Strahlen treffen jeweils auf eine Photodiode um die Laserleistung zu überwachen und um bei einem zukünftig verbesserten Aufbau die Möglichkeit zu haben, die Lichtleistungen am Ausgang der beiden Fasern zu stabilisieren (z.B. durch Regelung der RF-Leistung an den beiden AOMs).

Nach dem interferometer flat wird Strahl 2 über drei Spiegel auf einen Strahlaufspalterwürfel (Beam Separator cube), der fest auf einem selbst entwickelten Halter angeklebt ist, gelenkt, der einen Strahl in zwei parallele Strahlen aufspaltet. Für die Aufspaltung benötigt er Licht mit p-Polarisation. Die Entscheidung für einen Beam Separator liegt darin begründet, dass die beiden Ausgangsstrahlen parallel sind, und die gleiche Polarisation haben (Abbildung 4.5). Der Vorteil gegenüber einem Kösters Prisma ist, dass hier parasitäre Reflexionen nicht in die Strahlachse zurückreflektiert werden. Eine Strahlteilerplatte wurde nicht benutzt, da die Strahlengänge innerhalb der Platte unterschiedlich sind.

Nach dem Beam Separator durchläuft das Licht ein $\lambda/2$ -Plättchen, welches die Polarisation von p auf s dreht. Dies ist notwendig damit das Licht am nachfolgenden Polarisationsstrahlteiler (PBS), der auf einem OFR-Mount montiert ist, abgelenkt wird. Der OFR-Mount lässt sich in zwei Richtungen verkippen, und um die Hochachse verdrehen. Anschließend laufen die Strahlen durch ein $\lambda/4$ -Plättchen und sind zirkular polarisiert. Einer der Strahlen trifft nun auf den Messspiegel (Goldspiegel), und der zweite trifft, nachdem er abermals durch einen Spiegel umgelenkt wurde, auf den Referenzspie-

⁴Die interferometer flats sind mit einem Winkel von 30° gekeilte, 6 mm dicke Glasplatten.

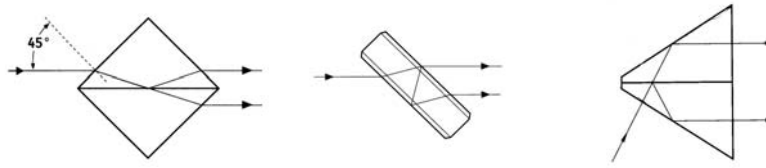


Abbildung 4.5: Dargestellt sind die Strahlaufspalter, die für die Aufspaltung des Strahls in Frage kamen. Links: Der Strahlteilerwürfel, wie er im Experiment eingebaut ist. Mitte: Eine Strahlteilerplatte mit entsprechender Beschichtung um zwei Strahlen gleicher Intensität zu erhalten. Ein Nachteil dieser Platte sind die unsymmetrischen Strahlengänge. Rechts: Ein Kösters Prisma. Der Nachteil dieses Prismas ist, dass der Eingangsstrahl unter 90° auf das Prisma trifft, wodurch parasitäre Reflexionen in die Strahlachse eingestreut werden.

gel. Beide Strahlen werden zurückreflektiert und durchlaufen nochmal das $\lambda/4$ -Plättchen. Danach sind beide Strahlen p polarisiert, und werden am PBS transmittiert. Anschließend treffen sie auf einen nicht polarisierenden Strahlteiler (ebenfalls auf einem OFR-Mount), mit dem die Überlagerung mit den beiden anderen Strahlen, die aus Strahl 1 erzeugt werden, realisiert wird. Der Strahl, der vom Messspiegel kommt und den Strahlteiler gerade durchläuft, trifft dann auf die Quadrantendiode 1. Der zweite transmittierte Strahl, wird geblockt. Von den abgebeugten Strahlen wird der vom Messspiegel kommende Strahl geblockt und der Strahl vom Referenzspiegel trifft auf die Quadrantendiode 2.

Der Laserstrahl aus Kollimator 1 durchläuft ebenfalls einen Polarisator und ein "interferometer flat" für die Leistungskontrolle. Danach wird der Strahl über einen Spiegel direkt auf den Beam Separator gelenkt. Anschließend werden die Strahlen mit den beiden anderen Strahlen an dem Strahlteiler überlagert. Eine weitere Modifikation der Polarisation der Strahlen ist nicht notwendig, da alle vier Strahlen an dem letzten Strahlteiler p-Polarisation haben und miteinander interferieren.

4.3.3 Winkel- und Translationsverstellung

Der Messspiegel ist ein Goldspiegel, der auf einem Piezo aufgeklebt ist. Durch ihn kann der Messspiegel in Längsrichtung der auftreffenden Strahlen verschoben werden kann. Der Goldspiegel hat bei einer Wellenlänge von 1064 nm einen Reflexionsgrad von 98,07%. Die Entscheidung für einen Goldspiegel beruht darauf, dass auch für die Testmasse auf LISA eine Goldlegierung geplant ist. Der Piezo mit dem Goldspiegel ist auf einem Spiegel, der an dem Tip/Tilt Aktuator angebracht ist, angeklebt (Abbildung 4.6). Der Tip/Tilt Aktuator ermöglicht eine Winkelverstellung des Spiegels. Der Piezo hat einen Verfahrweg von 13 μm bei Spannungen zwischen -20 V und 1000 V und wird von einem Hochspannungsnetzgerät angesteuert, das zwischen 0 V und 625 V Gleichspannung liefert.

Für die Einstellung eines Winkels kommt eine closed-loop Version des 2-Achsen Tip/Tilt Aktuators S-340.SL der Firma Physik Instrumente (PI) zum Einsatz. Der Tip/Tilt Aktuator wird angesteuert von drei Verstärker Modulen (E-505). Die Aussteuerung der Piezos wird über das 'Position Servo-Control Module' (E-509.L3) kontrolliert und gegebenenfalls nachgeregelt.

Die Kippfläche auf der der Spiegel befestigt ist, ist hierbei auf vier LVPZT (Low Voltage Piezoelectric Translator) stacks montiert. Jeweils zwei Piezo stacks werden für die Verkipfung um eine Achse zusammengefasst. Jedes Piezopaar benötigt +100 V Vorspannung, die durch ein Verstärkermodul (E-505) bereitgestellt werden. Durch die Vorspannung der Piezos wird bei einer Änderung der Spannung an einer Achse ein Piezo gestreckt, während sich der andere zusammenzieht. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus des Aktuators haben Temperaturschwankungen keinen Einfluss auf den Winkel, sondern nur auf die Translation. Für die Regelung ist der Aktuator mit jeweils zwei LVDT (Linear Variable Differential Translator) Sensoren ausgestattet die nach dem Induktionsprinzip arbeiten und zu einer Messbrücke verschaltet sind.

Für jedes Piezopaar gibt es ein eigenes Verstärkermodul, das zwischen 0 V und 100 V Spannung ausgeben kann. Anhand dessen wird die Verkipfung um die jeweilige Achse einstellt. Die Verkipfung kann entweder durch

das 10-Gang Potentiometer auf der Frontplatte des Moduls eingestellt werden oder durch ein externes Spannungssignal. Auch eine additive Kombination der Signale ist möglich. In unserer Einstellung wurde auf beide Achsen eine Spannung von etwa 50 V^5 durch das Potentiometer gegeben. Das führt dazu, dass der Spiegel senkrecht zum einfallenden Strahl steht und man die Möglichkeit hat, die Fläche nach allen Seiten zu kippen. Die Winkelverstellung erfolgt durch einen Funktionsgenerator, der Spannungen zwischen -5 V und 5 V liefert. Da die Verstärker einen Verstärkungsfaktor von 10 haben, können die Piezos über den ganzen Bereich angesteuert werden.

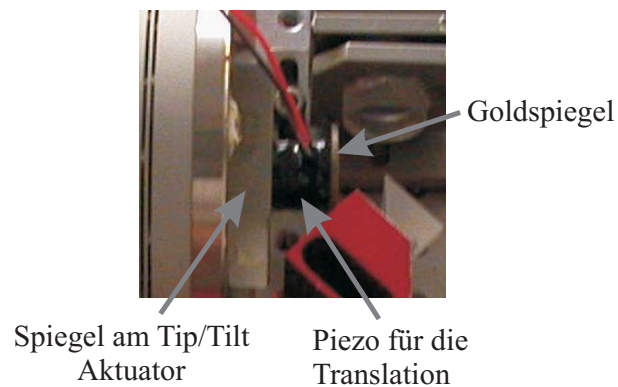


Abbildung 4.6: *Photo des Messspiegelaufbaus. Zu sehen ist der Goldspiegel, der über den für die Translationsbewegung zuständigen Piezo auf dem Spiegel des Tip/Tilt Aktuators angebracht ist.*

Kalibrierung des Tip/Tilt Aktuators

Um den Tip/Tilt Aktuator zu kalibrieren wurden zuerst die Spannungen vom dx- bzw. dy-Ausgang der Verstärkerschaltung der Quadrantendiode in Abhängigkeit der Strahlposition aufgenommen. Hierzu wurde die Quadrantendiode, die auf einem xy-Verschiebetisch befestigt war, durch diesen verschoben, und die jeweiligen Positionen und Spannungen notiert (Abbildung 4.7).

⁵Eine Einstellung auf genau 50 V war nicht möglich, da die Verkippung des Spiegels für die Justage des Interferometers notwendig war.

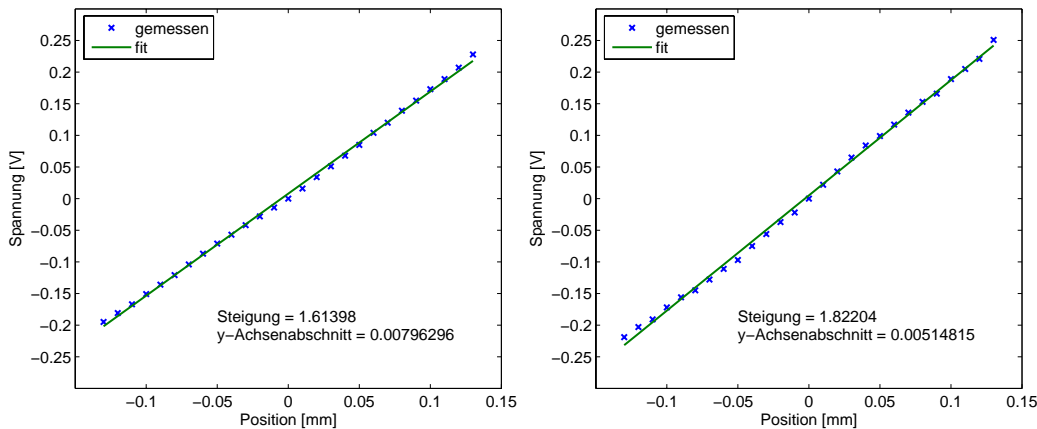


Abbildung 4.7: Kalibrierung der Quadrantendiode. Die dargestellte Kurve zeigt den Spannungsunterschied zwischen den beiden linken und den beiden rechten Quadranten (links) bzw. den beiden unteren und den beiden oberen Quadranten (rechts), jeweils in Abhängigkeit der Position, an der der Strahl auf die Quadrantendiode trifft. Der Positions-Nullpunkt entspricht hierbei einem mittig auf die Quadrantendiode treffenden Strahl.

Um nun die Verkippung des Tip/Tilt Aktuators zu kalibrieren, lässt man einen Laserstrahl unter einem Winkel von etwa 45° auf den Spiegel des Tip/Tilt Aktuators und anschließend auf die Quadrantendiode treffen (vgl. Abbildung 4.8). Es wurden wieder die Differenzspannungen und die jeweiligen an den Piezos des Tip/Tilt Aktuators anliegenden Spannungen aufgenommen (Abbildung 4.9). Durch Kombination der beiden Ergebnisse kann man darauf schließen, wie groß die Winkelverstellung in Abhängigkeit der an den Piezos eingestellten Spannung ist.

Theoretisch wird der Verlauf der Punkte durch die Errorfunktion

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{t=0}^{t=x} e^{-t^2} dt$$

beschrieben. Betrachtet man die Punkte in Abbildung 4.7, stellt man fest, dass diese durch eine Gerade angenähert werden können. Der Grund hierfür liegt in der nur sehr kleinen Auslenkung der Strahlposition um den Mittelpunkt der Quadrantendiode. Der y-Achsenabschnitt spielt in der weiteren Betrachtung keine Rolle, da dieser nur durch eine Positionsabweichung bei Beginn der Aufnahme zustande kommt, und für den Zusammenhang zwi-

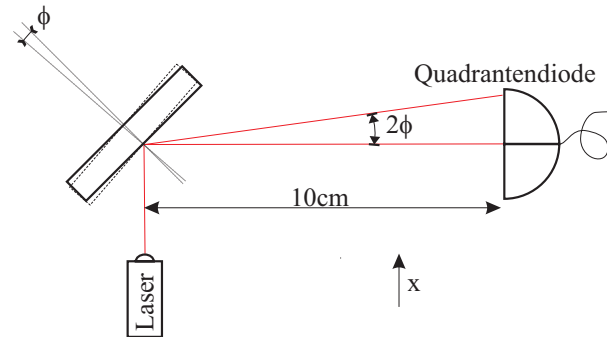


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Kalibrierung des Tip/Tilt Aktuators.

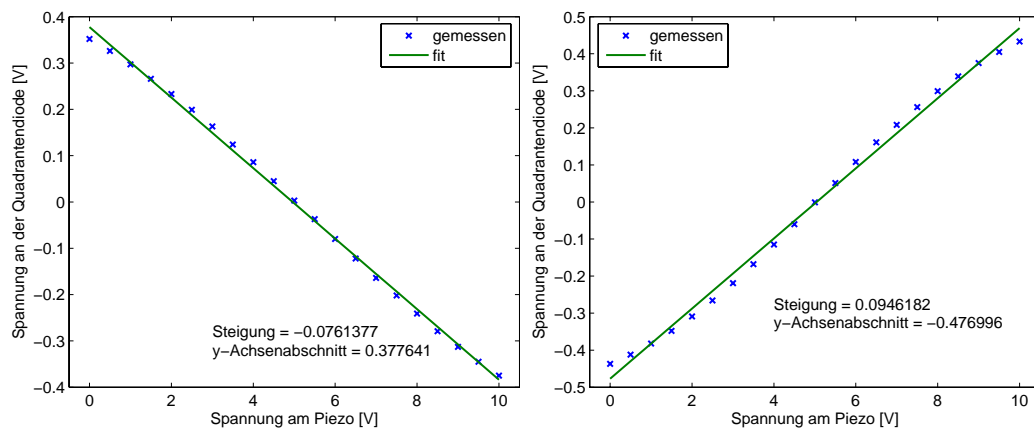


Abbildung 4.9: Kalibrierung des Tip/Tilt Aktuators. Links x -Achse, rechts y -Achse. x -Achse bedeutet hierbei eine Verkippung um die Hochachse des Tip/Tilt Aktuators, y -Achse um die Querachse.

schen Quadrantendiодenspannung und Position unwichtig ist. Es ergibt sich die Geradengleichung:

$$U_{QD} = 1,614 \frac{V}{mm} \cdot x \quad (4.1)$$

und damit

$$x = \frac{U_{QD}}{1,614 \frac{V}{mm}} . \quad (4.2)$$

Aus der in Abbildung 4.9 gezeigten Messung kann auf die Geradengleichung, die den Zusammenhang zwischen Spannung an der Quadrantendiode und Spannung die an die Piezotreiber angelegt wird, geschlossen werden. Auch hier spielt der y-Achsenabschnitt keine Rolle, und es ergibt sich:

$$U_{QD} = -0,076 \cdot U_{Piezo} . \quad (4.3)$$

Kombiniert man die Gleichungen (4.2) und (4.3), erhält man die Position des Laserstrahls auf der Quadrantendiode in Abhängigkeit der extern an den Piezotreiber angelegten Spannung:

$$x = \frac{-0,076 \cdot U_{Piezo}}{1,614 \frac{V}{mm}} = -0,047 \frac{mm}{V} \cdot U_{Piezo} . \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich für eine an den Piezotreiber angelegte Spannung von 1 V, eine Winkeländerung von

$$2\phi = \tan\left(\frac{0,047mm}{100mm}\right) = 470,9\mu rad . \quad (4.5)$$

Die Winkelverstellung der x-Achse des Tip/Tilt Aktuators ist somit $235,5\mu rad$ pro Volt. Nach gleicher Rechnung ergibt sich für die y-Achse eine Winkelverstellung von $259,6\mu rad$ pro Volt. Ein Vergleich mit den Daten im Manual des Aktuators (2 mrad Gesamtverstellung für extern angelegte Spannungen von 0 V bis 10 V) bestätigt diese Messung.

4.3.4 Justierung des Interferometers

Die Justage des Interferometers ist eine knifflige Angelegenheit. Die Schwierigkeit dabei ist, die aus beiden Strahlen (Strahlen 1 und 2) erzeugten Strahlenpaare so zu justieren, dass sie parallel sind und jeweils den gleichen Abstand voneinander haben. Die Ursache dafür ist, dass die Erzeugung der beiden Strahlen durch die Beam Separator eine sehr diffizile Angelegenheit ist, da der Winkel unter dem der Eingangsstrahl auf den Beam Separator trifft genau 45° betragen muss, damit die Ausgangsstrahlen parallel sind. Zusätzlich ist der Abstand zur Reflexionsebene bestimmend für den Abstand der beiden Strahlen.

Für die Justage wurde eine CCD-Kamera der Firma Watec verwendet, die auf einem Verschiebetisch montiert wurde. Die Kamera wurde an eine framegrabber-Karte angeschlossen und das Signal auf einem Monitor visualisiert. Es erfolgte erst die Justage von Strahl 1 auf Abstand und Parallelität, da dieser weniger Freiheitsgrade für die Einstellung bietet. Die Einstellung erfolgte durch Winkelverstellung mit den Einstellschrauben des Spiegelhalters und durch Verschieben entlang einer Anlegekante von Spiegel 1 (vgl. Abbildung 4.4). Die Position des Strahls an Position 1 (vgl. Abbildung 4.10) wurde auf dem Bildschirm markiert, und die Kamera zum zweiten Strahl gefahren, so dass der Strahl mit der Markierung auf dem Bildschirm übereinstimmte. Der zurückgelegte Weg wurde an der Mikrometerschraube des Verschiebetisches abgelesen und notiert. Anschließend wurde der Abstand zwischen den Strahlen an Position 2 auf die gleiche Weise überprüft. Letztendlich wurde der Strahl so eingestellt, dass der Abstand an Pos. 1 $5,44\text{ mm}$, und $5,34\text{ mm}$ an Pos. 2 beträgt. Es ergibt sich somit eine Divergenz von $250\text{ }\mu\text{rad}$.

Anschließend wurde Strahl 2 auf den gleichen Strahlabstand wie Strahl 1 über die Spiegel 2 und 3 eingestellt. Der Abstand an Position 1 ergab sich zu $5,40\text{ mm}$, und an Position 2 zu $5,37\text{ mm}$. Die Divergenz beträgt hier $75\text{ }\mu\text{rad}$.

Die Überlagerung der Strahlen wurde durch Einstellungen an den beiden Strahlteilern, sowie an Messspiegel und Referenzspiegel erreicht, und ebenfalls mit Hilfe der CCD-Kamera an beiden Positionen überprüft.

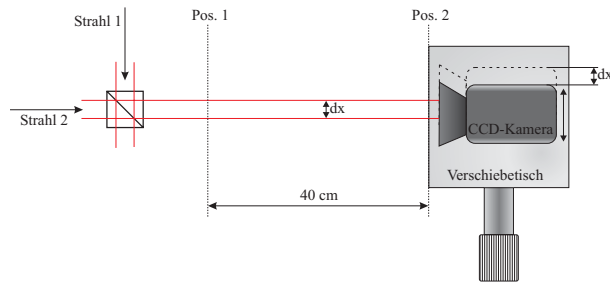


Abbildung 4.10: *Setup zur Justage des Interferometers. Der eingezeichnete Strahlteiler ist derjenige an dem die Strahlüberlagerung im Interferometer stattfindet (vgl. Abbildung 4.4). Die Quadrantendioden wurden zu diesem Zweck ausgebaut.*

4.4 Signalverarbeitung

4.4.1 Etwas über Mischer

Ein Mischer ist ein Bauelement, das zwei Eingangssignale (bezeichnet mit radio frequency (RF) und local oscillator (LO)) miteinander multipliziert. Das Ausgangssignal wird intermediate frequency (IF) genannt. Unter der Annahme dass die beiden Eingangssignale durch

$$x_{RF}(t) = \sin(\omega_{RF}t) \quad (4.6)$$

und

$$x_{LO}(t) = \sin(\omega_{LO}t) \quad (4.7)$$

gegeben sind, ergibt sich für das Signal am IF-Ausgang:

$$\begin{aligned} x_{IF}(t) &= \sin(\omega_{RF}t) \cdot \sin(\omega_{LO}t) \\ &= \frac{1}{2} [\cos((\omega_{RF} - \omega_{LO})t) - \cos((\omega_{RF} + \omega_{LO})t)]. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Das Ausgangssignal enthält demnach Frequenzen sowohl bei der Summe der beiden Eingangssignale, als auch bei deren Differenz. Haben beide Eingangssignale die gleiche Frequenz,

$$\omega = \omega_{RF} = \omega_{LO},$$

arbeitet der Mischer als Phasendetektor zwischen den beiden Signalen:

$$x_{IF}(t) = \sin(\omega t) \cdot \sin(\omega t + \phi) = \frac{1}{2}[\cos(-\phi) - \cos(2\omega t + \phi)]. \quad (4.9)$$

Durch Verwenden von geeigneten Tiefpassfiltern wird der hochfrequente Anteil des Signals bei 2ω weggefiltert und man erhält ein Gleichspannungssignal, das von dem Phasenunterschied zwischen den beiden Eingangssignalen abhängt:

$$x_{IF} = \frac{1}{2}\cos(-\phi). \quad (4.10)$$

4.4.2 Die elektronische Signalverarbeitung

Aktive Fläche	50 mm ²
Dunkelstrom	5 nA
Durchbruchspannung	15 V
Gap	42 μ V
Spektrale Empfindlichkeit bei 633 nm	0,45 A/V
Kapazität bei 10 V	70 pF
Anstiegszeit bei 10 V, 850 nm, 50 Ω	40 ns

Tabelle 4.1: Übersicht der Parameter der Quadrantendiode SS-QP-50-6 U1 von Silicon Sensor.

An den Quadrantendioden SSO-QP-50-6 U1 von Silicon Sensor (Parameter der Diode siehe Tabelle 4.1) entsteht jeweils ein Signal mit der Heterodynfrequenz von 100kHz. Diese Signale werden von einem Transimpedanzverstärker noch innerhalb der Vakuumkammer verstärkt (Schaltung siehe 4). Mit der nachfolgenden Schaltung werden die Summensignale der Quadranten gebildet, sowie die Differenzsignale dx und dy zwischen den beiden linken und rechten Quadranten bzw. den beiden oberen und unteren Quadranten

gebildet. Diese sechs Signale werden neben den acht vorverstärkten Signalen von den einzelnen Quadranten über Vakuumdurchführungen aus der Vakuumkammer herausgeführt. Ein weiteres Signal entsteht bei der Erzeugung der Treiberfrequenzen für die AOMs. Hier werden die beiden Signale, die für die Ansteuerung der AOMs erzeugt wurden, durch einen Mischer auf die Heterodynfrequenz von 100kHz heruntergemischt (vgl Bild 4.1). Eine Übersicht über alle vorhandenen Signale ist in Tabelle 4.2 gegeben.

Diode1	Diode 2	Beschreibung
sum1	sum2	Summensignal
dx1	dx2	Differenzsignal linke Hälfte, rechte Hälfte
dy1	dy2	Differenzsignal obere Hälfte, untere Hälfte
A1	A2	Vorverstärktes Signal von Quadrant A
B1	B2	Vorverstärktes Signal von Quadrant B
C1	C2	Vorverstärktes Signal von Quadrant C
D1	D2	Vorverstärktes Signal von Quadrant D
SAOM		Signal aus der AOM Ansteuerung

Tabelle 4.2: Die Tabelle zeigt alle Signale, die aus dem Interferometer gewonnen werden. Zusätzlich ist das Signal, das bei der AOM Ansteuerung gewonnen wird, eingetragen.

Translationsmessung

Für die Translationsmessung werden die beiden Summensignale (sum1 und sum2) sowie das Signal von den AOMs (SAOM) verwendet. Jedes dieser Signale wird durch einen Splitter ZSC4-2 der Firma Minicircuits in vier Signale aufgespaltet. Zwei der Signale von der Quadrantendiode 1, sowie ein Signal von der AOM Signalerzeugung werden durch einen Phasenschieber (Abbildung 4.11) um 90° in der Phase verschoben. Die Signale werden nach dem Schema in Abbildung 4.13 auf Mischer ZAD-8 der Firma Minicircuits gegeben, die die beiden Signale miteinander multiplizieren (vgl. Abschnitt 3.3). An jedem Mischerausgang wird das hochfrequente Signal durch Tiefpassfilter sechster Ordnung und einer Grenzfrequenz von 1 Hz (Details siehe Schaltbild im Anhang 2) weggefiltert. Alle sechs entstandenen Signale werden über eine National Instruments Karte (NI 6229 mit einer BNC-2090 splitting box) auf

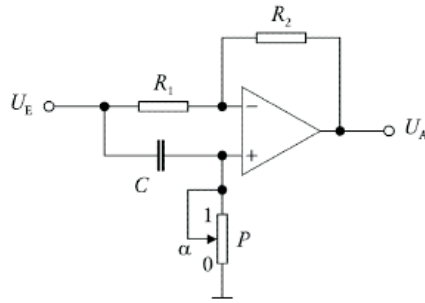


Abbildung 4.11: Schaltung des Phasenschiebers. Die Werte der verwendeten Bauteile sind: $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$, $P = 2 \text{ k}\Omega$, $C = 15 \text{ nF}$.

einen Rechner gegeben. Durch ein LabView Programm werden die Phasenbeziehungen zwischen Mess- und Referenzarm anhand der Quadratursignale nach der Formel (3.22) berechnet. Anschließend wird durch die Formel (3.20) der Weg des Spiegels berechnet.

Winkelmessung

Die Winkelmessung ist eine differentielle Messung zwischen den jeweils gegenüberliegenden Quadranten A und C bzw. B und D. Die Beschreibung für die Winkelmessung erfolgt für die Quadranten A und C. Die Winkelmessung für die beiden anderen Quadranten erfolgt analog. Die Signale der Referenzdiode werden hierbei nicht benötigt.

Die vorverstärkten Signale der Quadranten werden jeweils durch einen Splitter ZSC4-2 der aufgespaltet. Ein Signal des Quadranten C wird um 90° phasenverschoben. Ein Mischer (ZAD-8 der Firma Minicircuits) dient als Phasendetektor zwischen dem nicht phasenverschobenen Signal des Quadranten A und dem nicht phasenverschobenen Signal von Quadrant C. Um das Gleichspannungssignal zu erhalten wird ein Tiefpassfilter wie bei der Translationsmessung eingesetzt. An einem zweiten Mischer wird das phasenverschobene Signal des Quadranten C mit dem zweiten nicht phasenverschobenen Signal des Quadranten A heruntergemischt, und wieder tiefpassgefiltert. Die beiden entstandenen Signale werden in das LabView Programm eingelesen, und der Phasenunterschied wieder durch die Formel (3.22) berechnet.

Um die Verkippung α des Spiegels (d.h. der Testmasse) zu erhalten, muss die aus den Signalen errechnete Phasenverschiebung $\phi_{AC} = \phi_A - \phi_C$ noch durch einen Kalibrierungsfaktor geteilt werden, um auf den Verkippungswinkel des Spiegels α zu schließen. Diesen Faktor erhält man, indem man die beiden überlagerten Gauß'schen Strahlen, die um den Winkel $\beta = 2\alpha$ gegeneinander verkippt sind, über die jeweiligen Flächen der Quadranten zwischen denen die Phasenverschiebung gemessen wird, integriert [Mue05]. Mit einem Radius der Quadrantendiode von 3,9 mm und einem Strahldurchmesser von 1,44 mm ergibt sich für unseren Aufbau ein Faktor von $\frac{\phi_{AC}}{\alpha} = \frac{\phi_A - \phi_C}{\alpha} = 7000 \frac{V}{\mu rad}$.

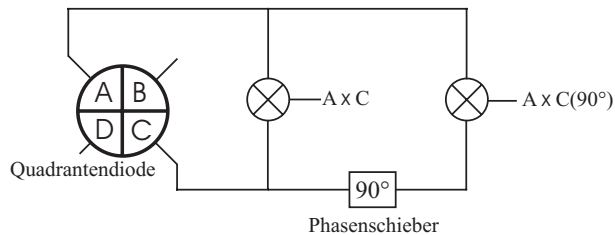


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Winkelmessung. Gezeigt ist die Frontansicht der Quadrantendiode. $A \times C$ bezeichnet das heruntergemischte Signal von Quadrant A und C.

Das LabView-Programm

Für die Datensicherung und die Datenverarbeitung wurde von Thilo Schuldt ein LabView Programm entwickelt, das die Messdaten, also die Signale von den Mischern, die Temperatur sowie das Regelsignal für die Temperatur in der Vakuumkammer, und die Signale von den Leistungsanzeigen, einliest. Das Programm berechnet den Phasenunterschied zwischen den Eingangssignalen der Quadrantendioden. Dazu muss der nach (3.22) berechnete Phasenunterschied jedes mal wenn das Signal vom ersten in den zweiten, bzw. vom dritten in den vierten Quadranten (Abbildung 4.14) übergeht um π hochgezählt werden, da bei diesem Übergang der arctan einen Sprung von $\pi/2$ nach $-\pi/2$ macht. Erfolgt der Übergang in die andere Richtung, muss das Signal um π heruntergezählt werden, da bei diesem Übergang der arctan einen Sprung von $-\pi/2$ nach $\pi/2$ macht. Die Umrechnung der Phase in die Translations-

bewegung des Spiegels wird ebenfalls durch das Programm ausgeführt. Zum Schluss werden die Daten als Textdatei abgespeichert.

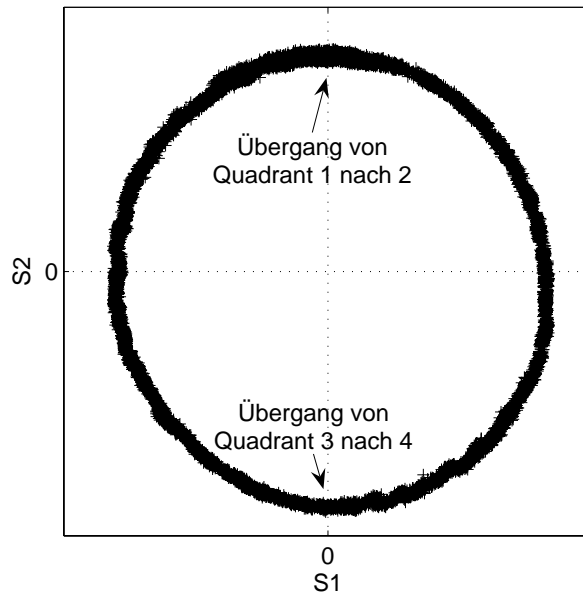
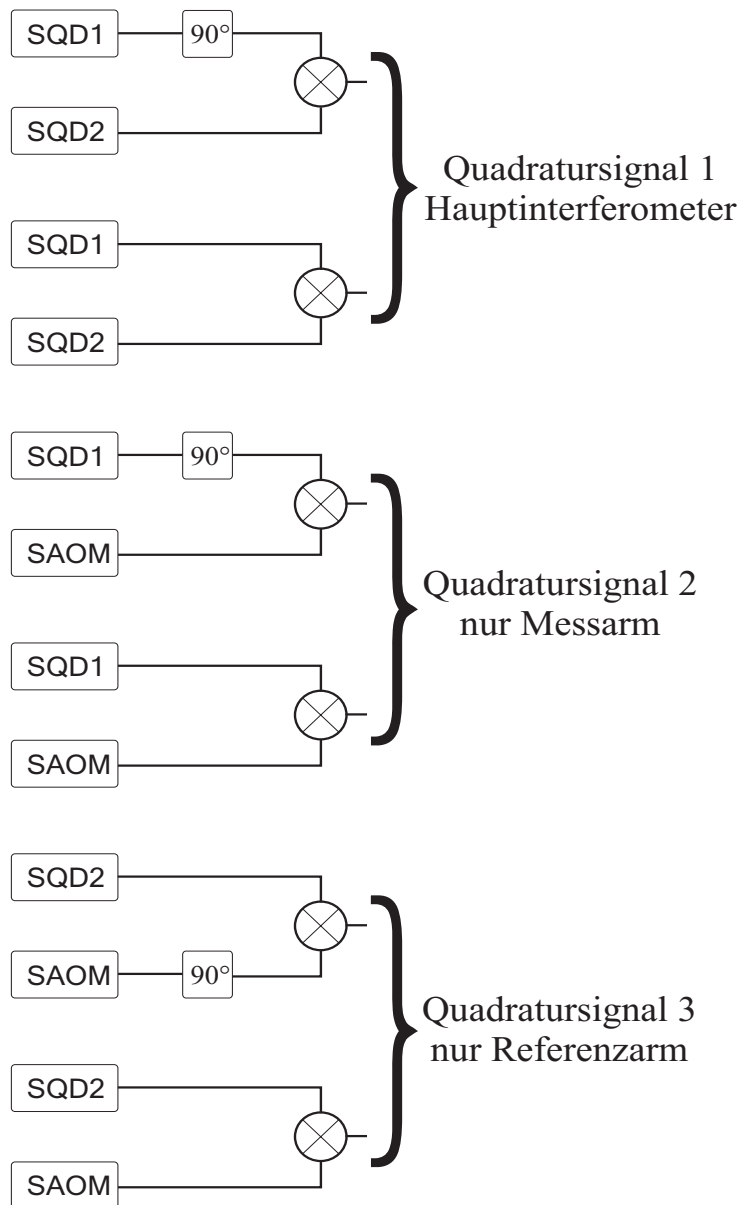


Abbildung 4.14: *xy-plot der im Hauptinterferometer aufgezeichneten Signale. S_1 bezeichnet das Phasensignal nach dem Mischer ohne Phasenverschiebung. S_2 bezeichnet das Signal aus dem Mischer dessen LO um 90° phasenverschoben wurde.*



SQD 1: Signal aus Quadrantendiode 1
 SQD 2: Signal aus Quadrantendiode 2
 SAOM: Signal von der AOM-Frequenzerzeugung

Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der Signalverarbeitung der Heterodyn-signale wie sie für die Messung der Translation verwendet wird.

Kapitel 5

Messergebnisse

In diesem Kapitel werden Messergebnisse gezeigt, die gegen Ende dieser Arbeit erreicht wurden. Es wurden Messungen zur Langzeitstabilität der Translation und des Winkels durchgeführt.

Langzeitstabilität der Translation

Die Signale in Abbildung 5.1 zeigen den Verlauf der Translation, sowie der Temperatur. Die Temperaturstabilisierung war während dieser Messung nicht eingeschaltet. In dem Graphen ist eine Translationsänderung von etwa 1000 nm pro Kelvin zu erkennen. Der ähnliche Verlauf beider Kurven legt eine Korrelation der beiden Messwerte nahe.

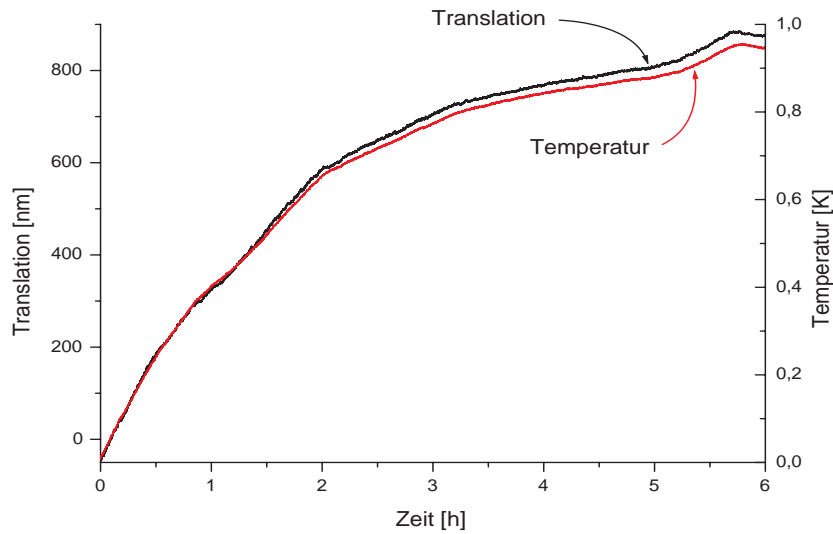


Abbildung 5.1: Verlauf der Translation und der Temperatur über einen Zeitraum von sechs Stunden. Die Temperaturregelung war bei dieser Messung ausgeschaltet. Die Messung wurde mit zwei Samples pro Sekunde aufgezeichnet.

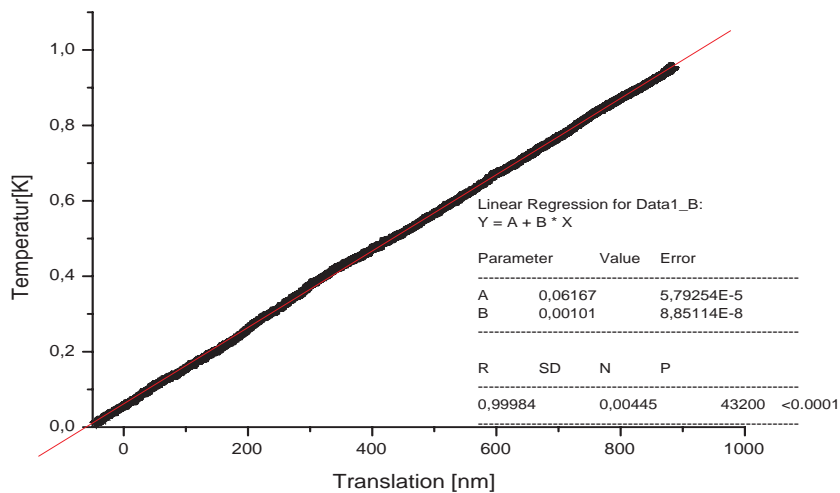


Abbildung 5.2: Korrelationsfunktion zwischen der Translation und der Temperatur. Der Korrelationskoeffizient von 0,99984 zeigt die starke Temperaturabhängigkeit des Signals. Diese Berechnung bezieht sich auf die in Abbildung 5.1 gezeigte Translationsmessung

Um diese Vermutung zu untermauern, wurde die Korrelationsgerade der beiden Messwerte Translation und Temperatur berechnet. Der Korrelationskoeffizient gibt an, wie stark der Verlauf der beiden Signale sich ähnelt. Bei einem Korrelationskoeffizienten gleich 1 besteht ein vollkommen linearer Zusammenhang zwischen den beiden Signalen. Für unser Translations- und Temperatursignal ergibt sich ein Korrelationskoeffizient von 0,99984 (Abbildung 5.2).

Eine weitere Messung der Translation über 43 Stunden mit auf $\Delta T=15$ mK stabilisierter Temperatur zeigt eine lineare Drift des Signals (Abbildung 5.3 oben, die nicht Temperaturabhängig ist. Der zugehörige Temperaturverlauf ist in Abbildung 5.3 gezeigt.

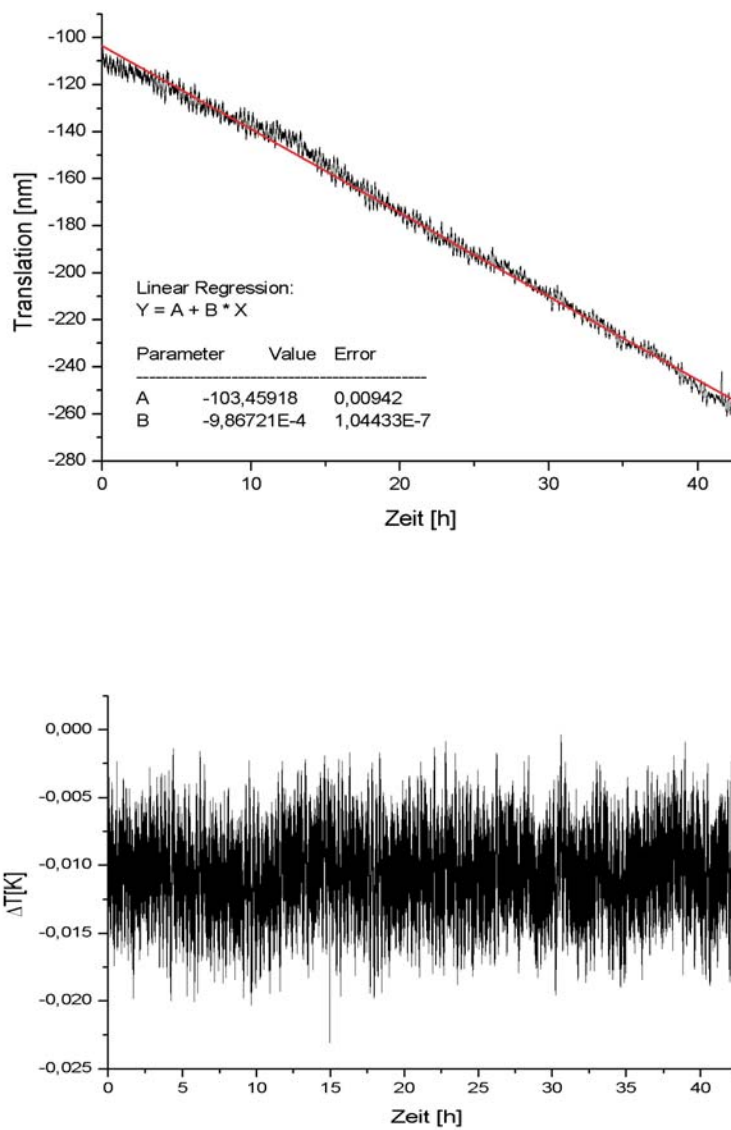


Abbildung 5.3: Verlauf des Translationssignals über einen Zeitraum von 43 Stunden. Das Signal wurde mit 3 Samples pro Sekunde aufgenommen, und die Temperaturregelung war eingeschaltet. Es ist eine lineare Drift des Signals zu erkennen, die Temperaturunabhängig ist. Unten: Temperaturverlauf während der Translationsmessung. Die Temperatur ist auf 15 mK stabil.

Nachdem die lineare Drift von dem Translationssignal abgezogen wurde, ist die Korrelation zwischen der Translation und der Temperatur wieder zu

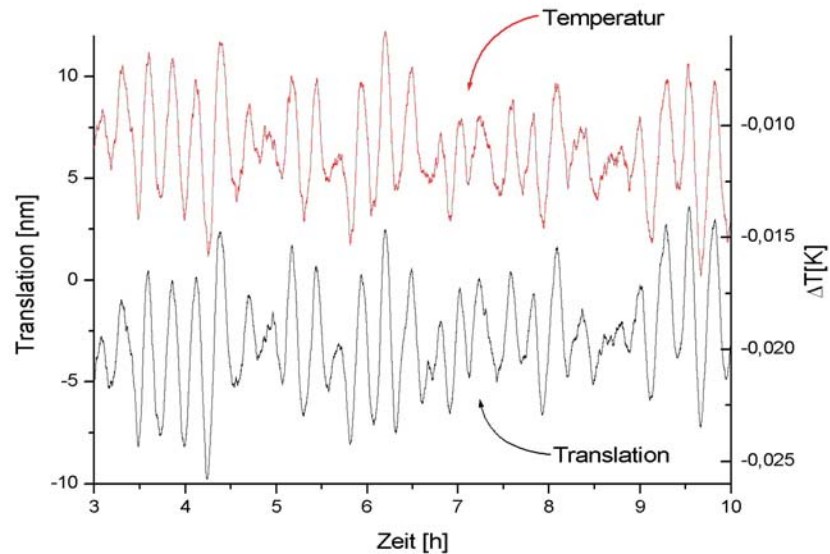


Abbildung 5.4: *Translation und Temperatur über einen Zeitraum von sieben Stunden. Die Daten der dargestellten Kurve wurden über 200 Punkten der Originaldaten gemittelt.*

erkennen (Abbildung 5.4). In dem Graphen ist der Verlauf der Translation und der Temperatur über einen Zeitraum von sieben Stunden dargestellt.

Um einen Vergleich zu den LISA-Anforderungen an eine optische Positionsmessung (Translation) (Abbildung 5.5) zu haben, wurde von einem gemessenen Stabilitätssignal die Spektrale Leistungsdichte berechnet (Abbildung 5.6). Es ist zu erkennen, dass unser gemessenes Signal noch gut zwei Größenordnungen über den Anforderungen liegt. Bei dieser Messung wurde auch die Temperatur aufgezeichnet und die spektrale Leistungsdichte berechnet.

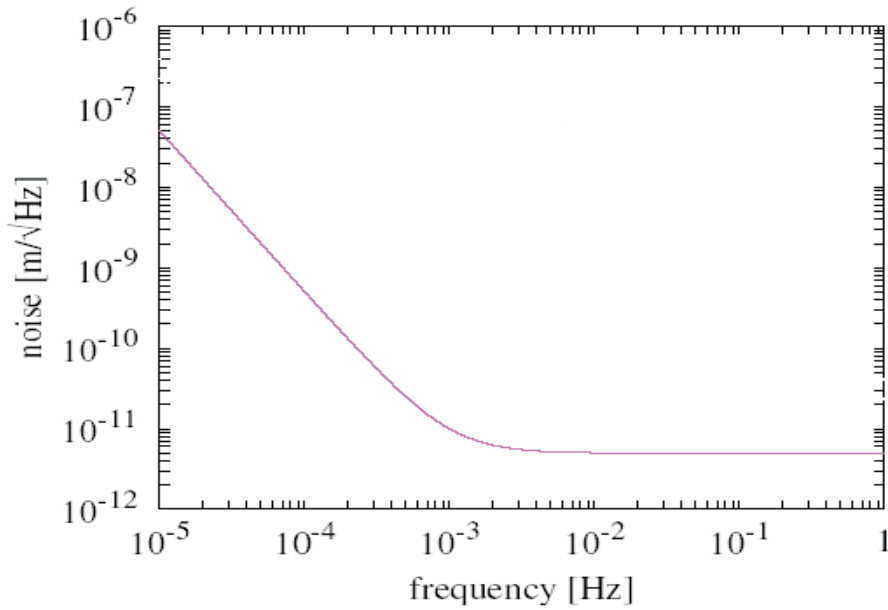


Abbildung 5.5: Die Kurve zeigt das maximale Rauschen das für die optische Positionsmessung erlaubt ist.

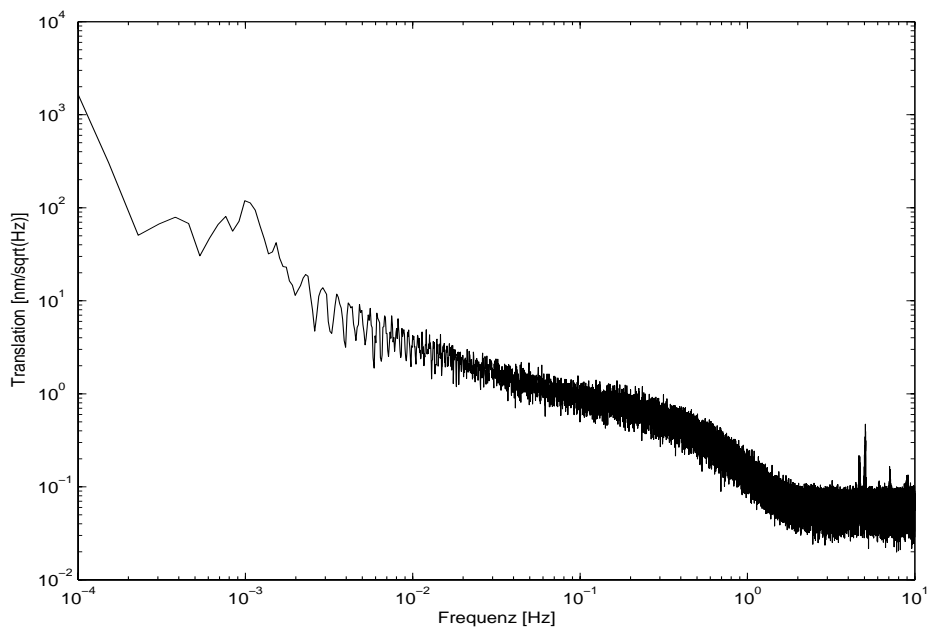


Abbildung 5.6: Spektrale Leistungsdichte der Translationsmessung.

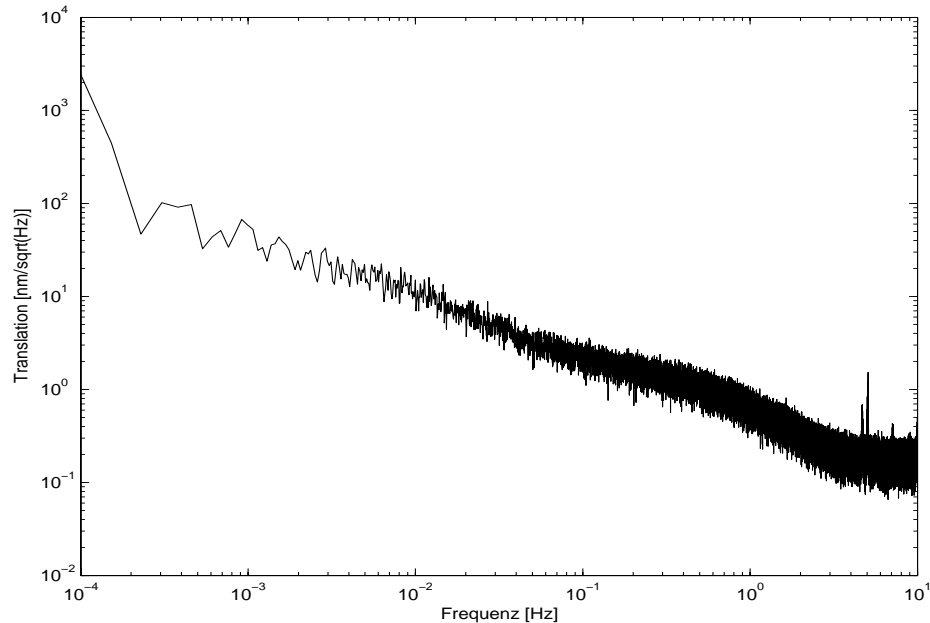


Abbildung 5.7: *Spektrale Leistungsdichte der Temperatur, die mit dem Kalibrierungsfaktor 1000nm/K, der sich aus Abbildung 5.2 ergibt, umgerechnet in eine Translation.*

Zu dieser Messung wurde auch die spektrale Leistungsdichte der Temperatur ausgerechnet, und durch den Kalibrierungsfaktor 10000 nm/K auf die entsprechende Translation umgerechnet (Abbildung 5.7). Vergleicht man die Graphen der spektralen Leistungsdichte der Translation (Abbildung 5.6) mit diesem Graphen, ist zu erkennen, dass unser Messsignal hauptsächlich von der Temperatur beeinflusst ist.

Winkelmessung

Um von dem gemessenen Phasensignal auf den Winkel schließen zu können, muss man das Signal durch einen Kalibrierungsfaktor teilen. Der Faktor lässt sich wie in Kapitel 4.4 theoretisch berechnen oder aus der in Kapitel 4.3 beschriebenen Kalibrierung des TipTilt-Aktuators herleiten. Dafür errechnet man zuerst anhand der Formel (4.4) und der an den Piezo angelegten Spannung den erwarteten Winkel für das Signal. Für eine angelegte Spannung von 200 mV ergibt sich ein Winkel von 47 μ rad. Teilt man die Amplitude

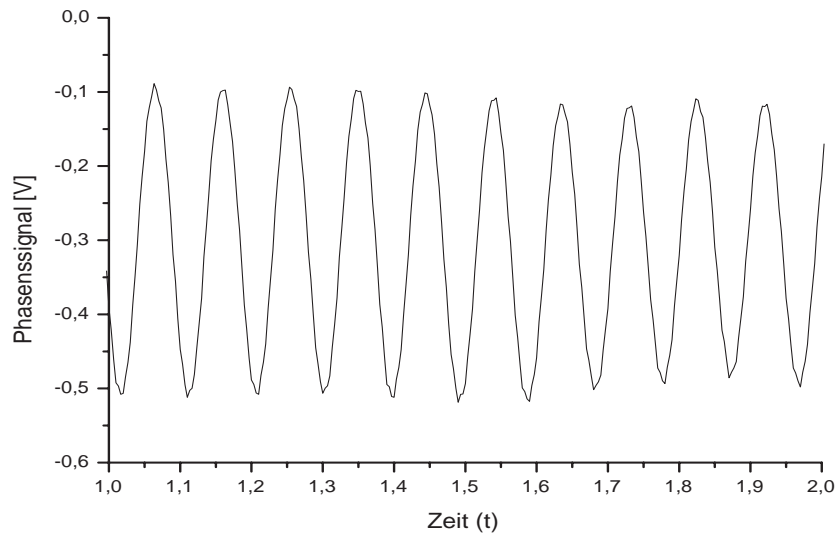


Abbildung 5.8: *Signal einer Winkelmessung. Auf der y-Achse ist das Phasensignal in Volt aufgetragen. Um auf den Winkel zu schließen, muss das Signal durch den Normierungsfaktor geteilt werden. Die Ansteuerung des TipTilt-Aktuators erfolgte durch ein 10 Hz Signal mit 200 mVPP. Das Signal wurde durch einen 100 Hz Tiefpassfilter gefiltert und es wurden 300 Samples pro Sekunde aufgezeichnet.*

des gemessenen Signals (Abbildung 5.8) durch den berechneten Wert, erhält man den Kalibrierungsfaktor für die Beziehung zwischen gemessener Phase und Verkippungswinkel. In unserem Aufbau ergibt sich somit ein Kalibrierungsfaktor von $\frac{0,4V}{47\mu rad} = 8510 \frac{V}{\mu rad}$

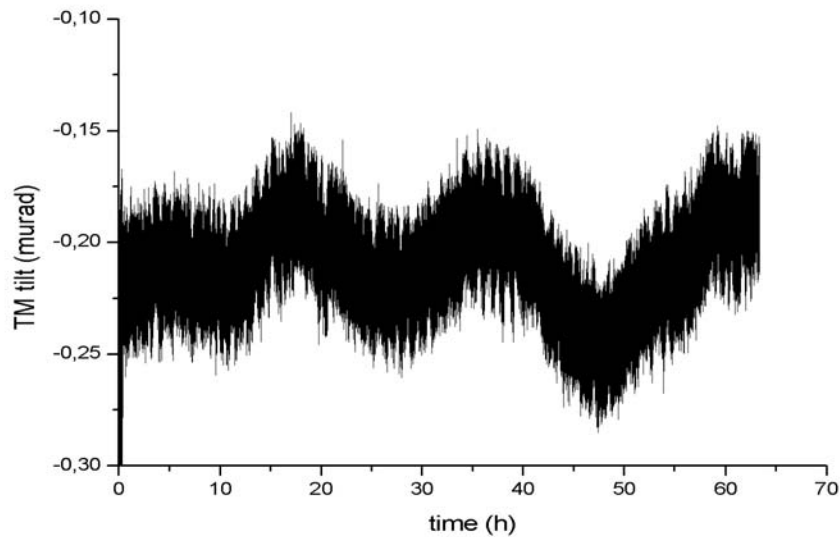


Abbildung 5.9: Messung der Winkelstabilität über 60 Stunden. Das Signal wurde mit 20 Samples pro Sekunde aufgezeichnet. Die Temperaturstabilisierung war eingeschaltet.

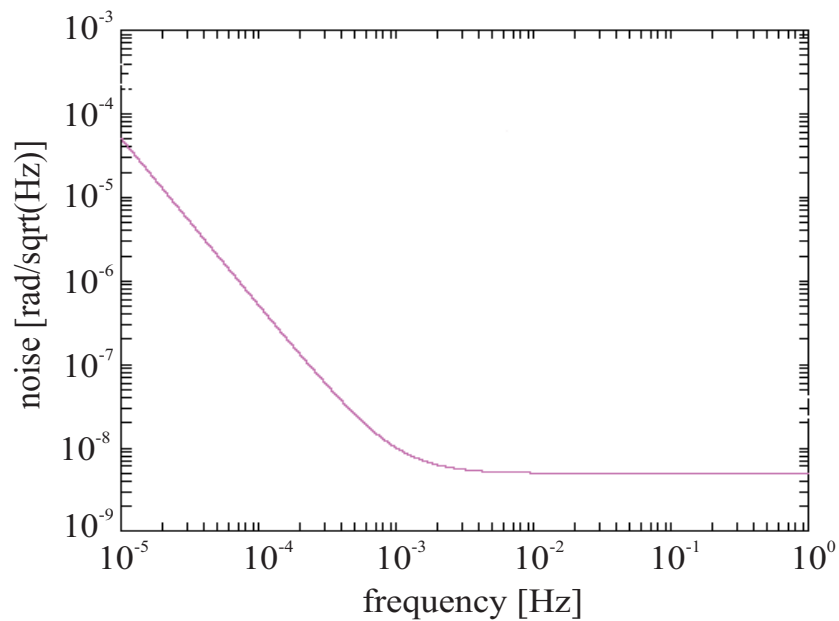


Abbildung 5.10: Die Kurve zeigt das maximale Rauschen des Winkel das für die Winkelmessung erlaubt ist.

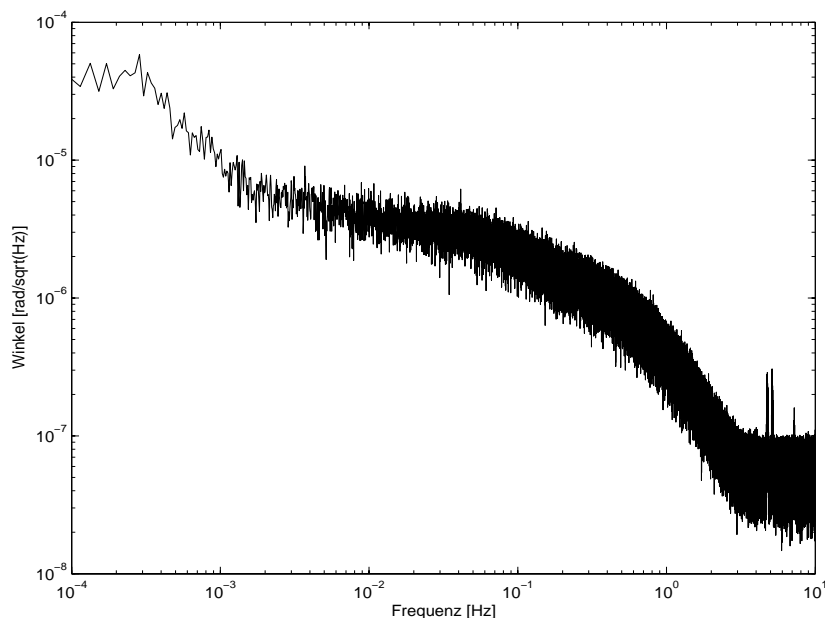


Abbildung 5.11: *Spektrale Leistungsdichte der in Abbildung 5.9 gezeigten Winkelmessung.*

Abbildung 5.9 zeigt das Rauschen des Winkels über einen Zeitraum von 60 Stunden. Die Temperaturstabilisierung war während der Messung eingeschaltet und es wurden 20 Samples in der Sekunde aufgezeichnet. Das Signal aus den Mischern wurde mit einem 3 Hz Tiefpassfilter gefiltert.

5.1 Diskussion

Die starke Korrelation der Translation mit der Temperatur hängt ab von den unterschiedlichen Wegstrecken von Referenzarm und Messarm. Der Referenzarm ist durch die Position der Quadrantendiode um etwa 8 mm länger als der Messarm, womit sich mit einem Ausdehnungskoeffizienten (AK) von $23,8 \cdot 10^{-6}/K$ für Aluminium und einer Temperaturänderung von 1 K, ein Weglängenunterschied von 190,4 nm ergibt. D.h. der Messarm wird um diesen Wert kürzer als der Referenzarm. Ein weiterer Punkt, der in die Temperatur bedingte Längenänderung berücksichtigt werden muss, ist, dass das Gehäuse des TipTilt Aktuator aus Stahl ($AK=16,5 \cdot 10^{-6}/K$) besteht und etwa 50 mm

lang ist. Das Stahlgehäuse geht jedoch nur mit 20 mm in die Messung ein. Die weiteren 30 mm werden mit dem Ausdehnungskoeffizienten der Piezos ($\text{AK}=8,2 \cdot 10^{-6}/K$) gerechnet, die innerhalb des Gehäuses 30 mm lang sind. Des Weiteren muss hier noch die Ausdehnung des Spiegels ($\text{AK}=9 \cdot 10^{-6}/K$, $l=6$ mm) direkt auf dem TipTilt Aktuators und des Piezos für die Translationsverstellung ($\text{AK}=8,2 \cdot 10^{-6}/K$, $l=8$ mm) mit eingerechnet werden. Mit der Aluminium Grundplatte über diese Weglänge verteilt ergibt sich eine Wegverlängerung des Messarms gegenüber dem Referenzarm von:

$$\begin{aligned}\Delta l(1K) &= \Delta l_{Alu} - \Delta l_{Stahlg.} - \Delta l_{PiezoTipTilt} - \Delta l_{Spiegel} - \Delta l_{PiezoTrans} \\ &= 827 \text{ nm.}\end{aligned}$$

Die Längenänderung des TipTilt Piezos muss hier dazu addiert werden, da sie entgegen den anderen genannten Längenänderungen wirkt. Werden beide Ergebnisse kombiniert erhält man die gesamte Temperaturbedingte Änderung von $+634 \text{ nm}/K$. Vergleicht man diesen Wert mit dem Wert aus der Messung in Abbildung 5.1 (etwa $1000 \text{ nm}/K$), so ist dies ein erster Ansatz für eine Erklärung, aber dennoch ungenügend. Für eine genauere Betrachtung müsste man den inneren Aufbau des TipTilt Aktuators besser kennen.

Um einen Effekt des TipTilt Aktuators in der Messung auszuschließen, ist eine Messung denkbar, in der beide Strahlen (Referenz- und Messstrahl) auf den Spiegel treffen. Dadurch würde sich nur die Längenänderung durch die unterschiedlichen Armlängen auf das Signal auswirken.

Die lineare Drift die in Abbildung 5.3 oben zu erkennen ist, ist aller Voraussicht nach auf ein Kriechen der Piezos (piezo-creep) zurückzuführen. Auch ein Kriechen der Werkstoffe in dem Aufbau ist nicht auszuschließen.

Kapitel 6

Ausblick

Um bessere Ergebnisse zu erzielen, gibt es einige Möglichkeiten die im aktuellen Aufbau wahrgenommen werden können, oder die in späteren Iterationen des Aufbaus erfolgen können. In diesem Kapitel werden Vorschläge gemacht, die die Leistungsfähigkeit des Aufbaus verbessern und zu besseren Ergebnissen führen könnten.

6.1 Möglichkeiten im aktuellen Aufbau

Eine Möglichkeit das Rauschen des Signals zu verringern, besteht darin eine höhere Heterodynfrequenz zu wählen (vgl. 3.2). In unserem Aufbau war dies nicht möglich, da bei höheren Frequenzen die Signale durch die Verstärkerschaltung verzerrt wurden. Es müsste eine neue Verstärkerschaltung entwickelt werden, die Frequenzen größer 1 MHz verarbeiten kann. Ein weiterer Aspekt der bedacht werden sollte, ist die Schaltung in ein Gehäuse einzubauen, um sie vor störender Elektromagnetischer Strahlung abzuschirmen.

Durch Messungen im Vakuum könnten weitere Störquellen, wie sie durch Konvektion entstehen, im Signal verhindert werden.

Es besteht weiterhin die Möglichkeit, die Laserleistung im Interferometer zu stabilisieren. Zu diesem Zweck sind die Monitordioden eingebaut, deren Signal als Regelgröße für die RF-Leistung an den AOMs benutzt werden

können, um so die Laserleistung zu stabilisieren.

Ein weiterer Punkt der zu einer Signalverbesserung führen könnte, ist es die Vakuumkammer auf Schwingungsisolierungen zu stellen. Eine Möglichkeit hierbei ist es den Tisch zu floaten.

Durch Messungen mit den drei verschiedenen Interferometer (vgl. 4.13) kann man eventuell auf vorhandene Fehlerquellen in dem Aufbau schließen.

6.2 Verbesserungen in einem zukünftigen Aufbau

Während des Aufbau des Interferometers, und vor allem während der Justage haben sich Schwierigkeiten herausgestellt, für die hier einige Ansätze gegeben werden um diese zu Umgehen.

Eines dieser Probleme war, dass durch die ungünstige Position der Strahl-aufspalterwürfel, viele Freiheitsgrade für die Justage des Interferometers weggefallen sind. Eine Verbesserung wäre es den Strahl-aufspalterwürfel direkt hinter der Faserauskopplung zu plazieren. Anschließend hätte man durch die justierbaren Spiegel wieder mehrere Freiheitsgrade für die Justage zur Verfügung.

Desweiteren haben sich die Strahlteilerwürfelhalter als sehr ungenau erwiesen. Das äußerte sich darin, dass bei einer Verdrehung des Strahlteilerwürfels auch die Verkippung des Würfels verändert wurde. Ein Ersatz für die aktuellen Halter sollte insgesamt etwas stabiler sein. Eine xy-Verschiebbarkeit wäre ebenfalls sehr hilfreich bei der Justage.

Die Halterungen für die Quadrantendioden, vor allem die vertikale und horizontale Verschiebung, sind ungenügend. Es werden Halterungen benötigt, die die Quadrantendiode verschieben können, ohne diese dabei zu verdrehen, und in denen die Quadrantendiode einen festen Halt hat.

Während der Justage stellte sich heraus das der von uns verwendete nicht polarisierende Strahlteilerwürfel ein Teilungsverhältnis von 70:30 hat. Diese

Aufteilung war nicht polarisationsabhängig.

Sollte sich herausstellen, dass mit dem Interferometer die für LISA benötigte Performance erreicht werden kann, wird das Interferometer auf Zerodur gebondet. Der Aufbau aus Zerodur hätte dann den Vorteil dass sich Temperaturänderungen nicht im Signal widerspiegeln, da Zerodur eine Temperaturexpansion hat die beinahe Null ist. Desweiteren wird durch das Bonden die mechanische Stabilität des Interferometers erhöht.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben und ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ich möchte mich bedanken bei Prof. Dr. Claus Braxmaier für die interessante Aufgabenstellung und für die Betreuung von Seiten der EADS Astrium GmbH.

Prof. Achim Peters, PhD, danke ich, dass er die Betreuung an der Humboldt Universität übernommen hat. Er war es, der einem bei jedem Problem, das auftrat, mit seinen Ratschlägen weiterhelfen konnte.

Bei Prof. Dr. Axel Donges möchte ich mich für die Betreuung von Seiten der Fachhochschule während der Diplomarbeit und während des gesamten Studiums bedanken.

Thilo Schuldt möchte ich dafür danken, dass er mir tagtäglich mit Rat und Tat zur Seite stand. Er hat mich in das Thema der Arbeit eingeführt und mir geholfen mich schnell zurechtzufinden. Ich habe ihm in meiner Diplomarbeit viel zu verdanken.

Ein ganz besonderes Dankeschön gehört Sven Herrmann, der jedes Mal, wenn ich Thilo nicht zur Hand hatte, in die Bresche gesprungen ist und ausgeholfen hat. Nicht zuletzt möchte ich ihm dafür danken, dass er in den letzten Tagen meiner Diplomarbeit seine Wohnung mit mir geteilt hat.

Vielen Dank möchte ich auch Klaus Palis sagen, der immer zur Stelle war, wenn Fragen zu elektronischen Problemen auftraten. Außer der Befürchtung,

die Mittagspause zu spät zu beginnen, konnte ihn nichts aus der Ruhe bringen.

Den Diplomanden Björn Lauritzen, Alexander Senger und Gesine Steudle möchte ich für die sehr angenehmen gemeinsamen Stunden und für die spannenden (manchmal auch sehr bizarren) Diskussionen danken.

Ein Dank gilt auch Evgeny Kovalchuk, Wojciech Levoczko-Adamczyk und Malte Schmidt für ihre Unterstützung während dieser Arbeit.

Ich möchte mich auch bei den Doktoranden und Diplomanden der Nanos und AMOs für die angenehme Zeit, die ich mit ihnen verbringen durfte, bedanken.

Ein ganz besonders großes Dankeschön gilt meinen Eltern, die mich während meines gesamten Studiums auf wunderbare Art und Weise unterstützt haben, und mir immer ein Rückhalt waren.

Literaturverzeichnis

- [Ace05] F. Acernese: *An optical readout system for the drag-free control of LISA*, Class. Quantum Grav. **22**, 179 (2005)
- [Cav01] A. Cavalleri: *Progress in the development of a position sensor for LISA drag-free control*, Class. Quantum Grav. **18**, 4133 (2001)
- [Che90] C. Chen: *Frequency Noise Measurement of Diode-Pumped Nd:YAG-Ring Lasers*, IEEE Photonics Technology Letters **2**, No. 11 (1990)
- [Cos04] S. Cosijns: *Displacement laser interferometry with sub-nanometer uncertainty*, Dissertation, Technische Universitat Eindhoven (2004)
- [Don93] A. Donges: *Lasermesstechnik, Grundlagen und Anwendungen*, Huthig (1993)
- [Gro02] H. Grote: *The automatic alignment system of GEO600*, Class. Quantum Grav. **22**, 1849 (2002)
- [Hei03] G. Heinzel: *Interferometry for the LISA technology package (LTP) aboard SMART-2*, Class. Quantum Grav. **20**, 153 (2003)
- [Hei05] G. Heinzel: *Successful testing of the LISA technology package (LTP) interferometer engineering model*, Class. Quantum Grav. **22**, (2005)
- [LISA98] LISA Mission Concept Study, JPL Publication (1998)
- [LISA00] *LISA - Final Technical Report*, Astrium (2000)
- [LISA05] <http://www.srl.caltech.edu/lisa/graphics/store/> (12.2005)

- [Mor94] E. Morrison: *Automatic alignment of optical interferometers*, Appl. Optics **33**, 5041 (1994)
- [Mue05] H. Müller: *Active sub-Rayleigh alignment of parallel or antiparallel laser beams*, Optics Letters, in press (2005)
- [Sch03] T. Schuldt: *Frequenzstabilisierter Nd:YAG-Laser für Weltraumwendungen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2003)
- [Spe05] C. C. Speake: *An interferometric sensor for satellite drag-free control*, Class. Quantum Grav. **22**, 269 (2005)
- [Tan89] M. Tanaka: *Linear interpolation of periodic error in a heterodyne laser interferometer at subnanometer levels*, IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**, 552 (1989)
- [Tay94] J. H. Taylor: *Binary pulsars and relativistic gravity*, Reviews of Modern Physics **66**, 711 (1994)
- [Web69] J. Weber: *Evidence for discovery of gravitational radiation*, Physical Review Letters **22**, 1320 (1969)
- [Wu98] C. M. Wu: *Analytical modeling of the periodic nonlinearity in heterodyne interferometry*, Appl. Optics **37**, 6696 (1998)
- [Wu99] C. M. Wu: *Heterodyne interferometer with subatomic periodic nonlinearity*, Appl. Optics **38**, 4089 (1999)
- [Wu02] C. M. Wu: *Heterodyne interferometer with two spatial-separated polarization beams for nanometrology*, Opt. and Quant. Electronics **34**, 1267 (2002)

Anhang

Tiefpassfilter

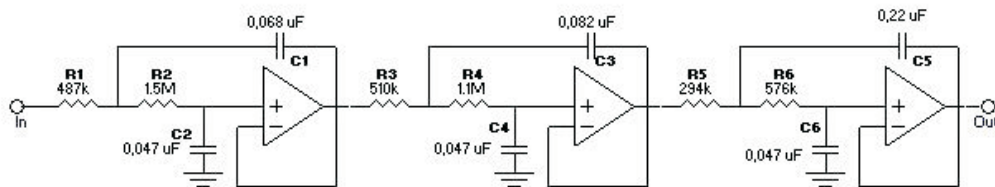


Abbildung 2: Bessel-Tiefpassfilter 6. Ordnung. Der Filter hat eine Grenzfrequenz von 2 Hz.

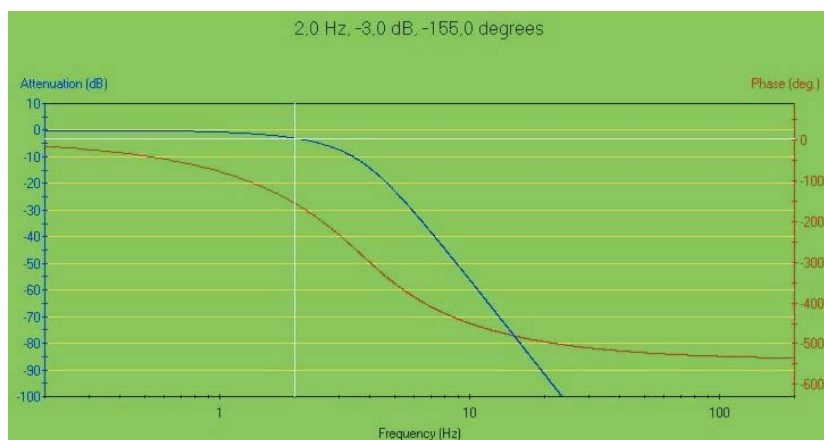


Abbildung 3: Das Diagramm zeigt den Amplituden- und Phasengang des in Abbildung 2 Bessel-Tiefpassfilters 6. Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 2 Hz.

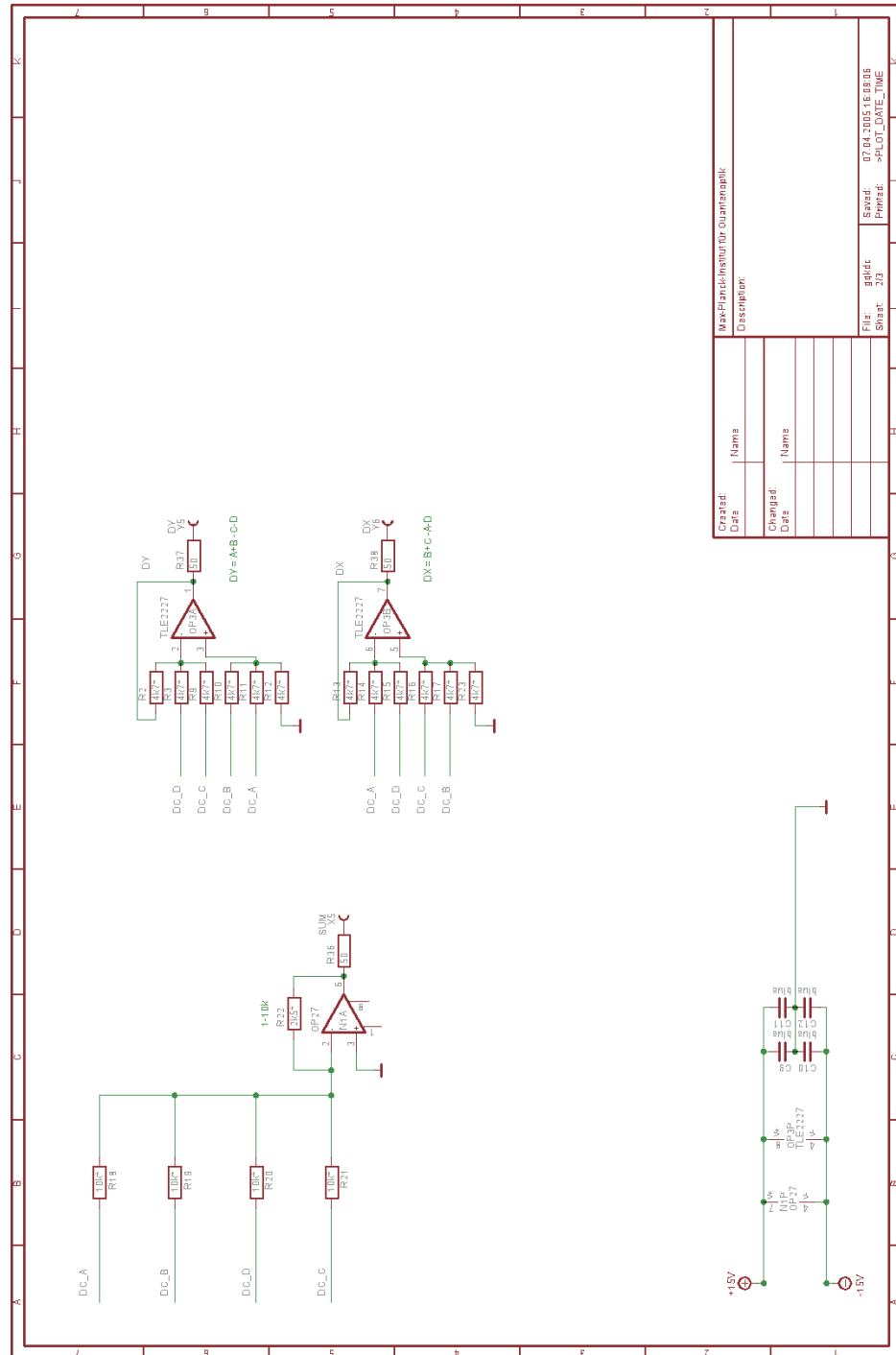


Abbildung 5: Schaltbild des Differenzierers und Summierers.

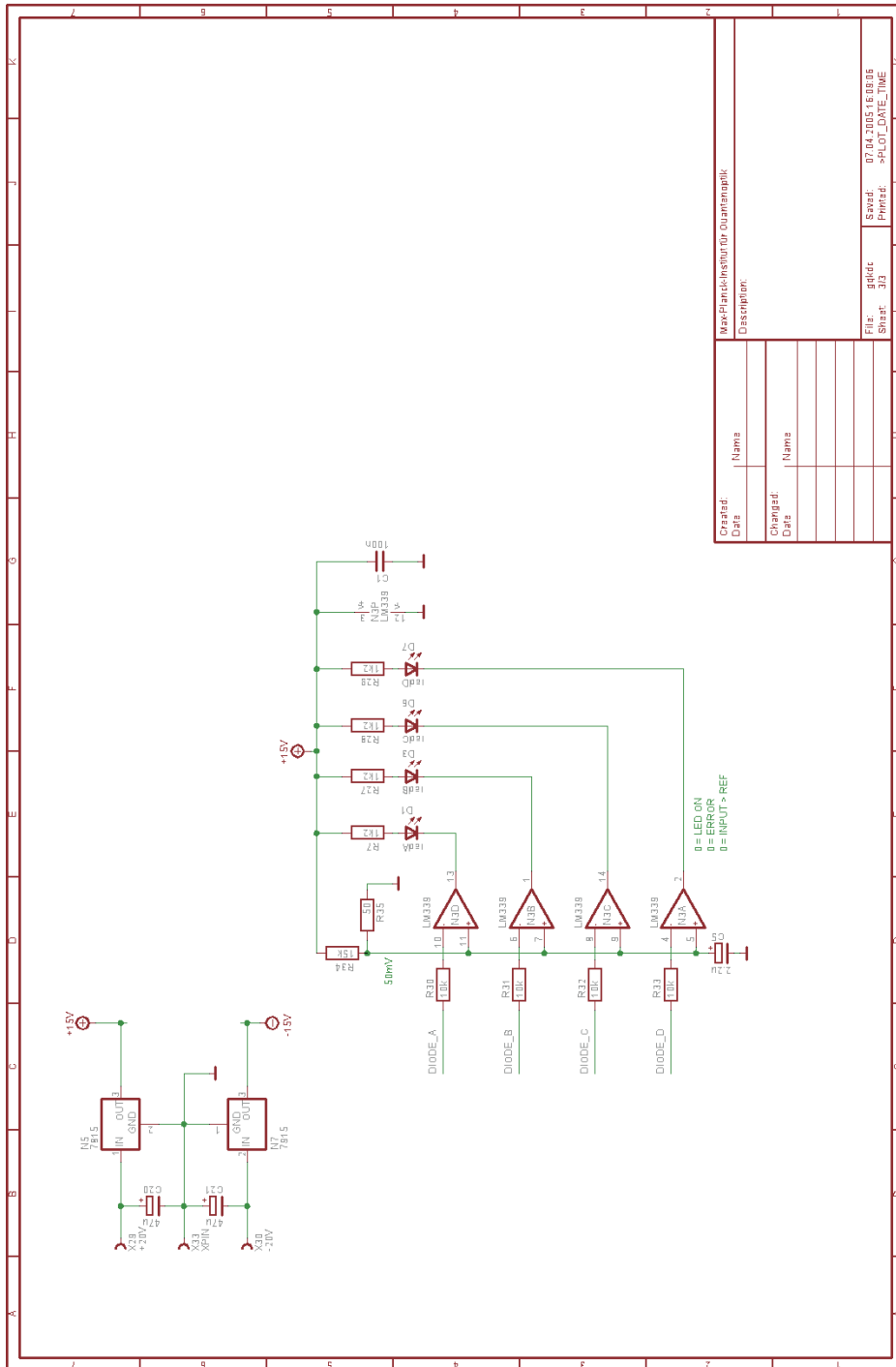


Abbildung 6: Schaltung für die Kontrolle der Diodenströme.