

Dissertation

Homodyninterferometer zur berührungslosen Schwingungsanalyse

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

eingereicht bei der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Ilmenau

von Dipl. Ing. Denys Dontsov,
geboren am 29.07.1971 in Kiev, Ukraine

Gutachter : Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. G. Jäger, TU Ilmenau
Prof. Dr.-Ing. habil. K. Hasche, PTB Braunschweig
Prof. Dr.-Ing. habil. U. Bahrs, AUCOTEAM GmbH Berlin

eingereicht: 25. September 2002

verteidigt: 05. Mai 2003

Verfahrensnummer: MB89

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Prozeßmeß- und Sensortechnik der Technischen Universität Ilmenau.

Herzlich danken möchte ich den Herren Prof. Dr.-Ing. habil. Gerd Jäger, Leiter des Institutes für Prozeßmeß- und Sensortechnik und Prof. Dr.-Ing. habil. Rainer Grünwald. Sie ermöglichten mir die Bearbeitung des Themas und gaben mir wertvolle Anregungen. Sie haben ein optimales Umfeld für die Entwicklung des Systems und die Forschung geschaffen. Die Erstellung der Dissertation wurde vom Prof. Jäger hervorragend betreut.

Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Zidelko Wladislaw Dmitriewitsch, Leiter des Lehrstuhls für Informationsmesstechnik in KPI, Kiew, dessen Unterstützung ich immer hatte.

An dieser Stelle möchte ich allen Kollegen des Institutes für die gute und konstruktive Zusammenarbeit danken. In zahlreichen wissenschaftlichen Gesprächen und Diskussionen wurden mir immer neue Ideen bei der Lösung der Probleme meiner Forschung vermittelt. Mein besonderer Dank gebührt Herrn Dr. Hans – Joachim Büchner für seine Ideen und konstruktive Unterstützung.

Ilmenau, September 2002

INHALT

Abkürzungen und Formelzeichen	4
1. Einleitung	6
2. Grundlagen der Schwingungslehre	8
3. Etablierte optische Verfahren zur berührungslosen Schwingungsmessung	13
3.1 Faseroptische Systeme	13
3.2 Speckle - Interferometer	14
3.3 Laser – Doppler Interferometer/Vibrometer	15
3.4 Homodyninterferometer	17
3.5 Kapitelzusammenfassung.....	18
4. Theoretische Grundlagen	19
4.1 Theoretische Grundlagen der Interferometrie	19
4.2 Antastung optisch rauher Oberflächen	24
4.2.1 Betrachtungen der mittleren Specklegröße	27
4.2.2 Überlagerung des Speckle – Musters mit einer ebenen Welle.....	36
4.3 Kapitelzusammenfassung.....	39
5. Polarisationsoptischer Interferometeraufbau	40
5.1 Entstehung des Interferenzbildes	40
5.2 Betrachtungen der optischen Offsetkompensation	47
5.3 Aufbaukonzept bei spiegelnden Messoberflächen	54
5.4 Aufbaukonzept bei rauhen Messoberflächen.....	57
5.5 Kapitelzusammenfassung.....	66
6. Modulare Auswerteeinheit.	68
6.1 Auswertung von Interferenzsignalen in der Einfrequenzinterferometrie	69
6.2 Analoge Signalaufbereitung	75
6.3 Digitale Signaldemodulation	84
6.3.1 Digitale Signaldemodulation mit Korrekturtabellen	91
6.3.2 Digitale hochauflösende Signaldemodulation	94
6.4 Kapitelzusammenfassung.....	97
7. Analyse der Messunsicherheit	98
7.1 Die Laserwellenlänge als Messnormal	98
7.2 Messunsicherheit eines Messwertes	99
7.3 Kapitelzusammenfassung.....	104
8. Schwingungsanalysesoftware	105

9. Praktische Anwendungen	108
9.1 Messung an einem Piezo- Bimorph	108
9.2 Messung an einer Komparatorwaage.....	109
9.3 Messung der Oberwellen eines Mikroantriebes.....	110
10. Zusammenfassung	112
11. Anhang	114
11.1 Wellengleichung und Intensität ebener Wellen.....	114
11.2 Gaußscher Strahl.....	118
11.3 Technische Daten des Messsystems.....	122
12. Literaturverzeichnis	123

Abkürzungen und Formelzeichen

A_x	Amplitude einer Funktion
A_s, A_c	Amplituden der Interferometersignale
A/D, D/A	Analog/Digital, Digital/Analog Wandler
\vec{B}	Komplexe Funktionsmatrix optischer Bauelemente
CCD	<i>Charge Coupled Device</i> ladungsgekoppeltes Speicherelement
c	Dämpfungskonstante (Kapitel 2), Lichtgeschwindigkeit (Kapitel 4)
D_{Bl}	Blendendurchmesser
\vec{E}	Vektor der elektrischen Feldstärke
I	Lichtintensität
i_d	Diodenstrom
K_{sp}	Veränderung der Specklegrösse
K_L	Linsenimpulsantwort
K_{xy}	Verhältnis der Amplituden der elektrischen Feldstärken in Interferometerarmen
K_s	Abschwächung der Interferometersignale
k	Wellenlängenabhängige Parameter $2 \cdot \pi / \lambda$
L_z	Abstand zwischen der Aufnahmeebene und einem Objekt
L_{z1}	Abstand zwischen dem Messobjekt und der Linsenhauptebene
L_{z2}	Abstand zwischen der Linsenhauptebene und der Aufnahmeebene
LWL	Lichtwellenleiter
ΔL	Längenänderung
m	Masse
NTW	Neutraler Strahlteiler
n_s, n_c	Rauschen in Interferometersignalen
O_s, O_c	Offset der Interferometersignale
$P(x_p)$	Pupillenfunktion der Linse
PF	Polarisationsfilter
PTW	Polarisierender Strahlteiler
μP	Mikroprozessor
\vec{r}	Ortpositionsvektor
SNR	Signal/Rausch Verhältnis (Signal/Noise Ratio)
Δs	Mittlere Specklegrösse
t	Zeit
x_0	Anfangsposition
\dot{x}_0	Anfangsgeschwindigkeit
$x(t)$	Zeitliche Positionsänderung
$w_{\mathfrak{R}}$	Strahlradius auf einer Fläche \mathfrak{R}
z_R	Rayleighlänge des Laserstrahls
α	Kippwinkel eines Messobjektes
χ_e	Elliptizität
δ	Phasenglied einer Funktion

$\Delta\delta$	Phasendifferenz der Wellenfronten
ϕ_E	Phasenfehler der Interferometersignale
γ_{12}	Normierte komplexe Kohärenzfunktion
$\varphi(t_i)$	Phase zum Zeitpunkt t_i
$\Delta\varphi$	Phasendifferenz der Interferometersignale
$\Gamma(\)$	Kohärenzfunktion
λ	Wellenlänge
θ_{PF}	Eingestellter Winkel der aktiven Ebene eines Polarisationsfilters zu der X-Achse
$\theta_{\lambda/4}$	Eingestellter Winkel der aktiven Ebene einer $\lambda/4$ Platte zu der X-Achse
ω_n	Eigenfrequenz
ξ	Dämpfung
ψ	Azimut der Polarisationsellipse

1. Einleitung

Die rasante Entwicklung der Halbleiterindustrie, Fortschritte in der Mikrosystemtechnik und intensive Forschungen auf dem Gebiet der Nanotechnologien stellen in den letzten Jahren sehr hohe Anforderungen an die Messverfahren und Messsysteme. Die mechanischen Abläufe von Systemen und Objekten müssen untersucht und mit einer hohen Präzision erfasst werden. Der allgemein anhaltende Trend zur Miniaturisierung erfordert Sub-Nanometer Auflösung von Positioniersystemen und Einrichtungen. Einen wichtigen Faktor stellt das dynamische Verhalten von mechanischen Systemen dar, mit ihren Resonanzfrequenzen und Formschwingungen bis in Nanometerbereiche, die jetzt beherrscht werden müssen, um neue Fortschritte auf diesen Gebieten zu erzielen. Es werden die Messmittel benötigt, die Schwingungen und Bewegungen von kleinen und miniaturisierten Objekten berührungslos und hochgenau erfassen und analysieren.

Die Analyse der Schwingungen höherer Ordnungen bis in den MHz Bereich soll mit modernen Messsystemen ermöglicht werden, wobei es sich oft um erzwungene Bewegungen wie z.B. piezokeramisch angetriebenen Systemen handelt. Eine große Rolle spielt dabei die räumliche Zugänglichkeit zum untersuchten Objekt bzw. der mechanischen Anordnung. Als zwangsläufige Konsequenz aus diesem Entwicklungsprozess ergibt sich die Anforderung an die Miniaturisierung der Messmittel.

Seit Jahren werden im Institut für Prozeßmeß – und Sensortechnik (PMS) der TU Ilmenau auf dem Gebiet der miniaturisierten lichtwellenleitergekoppelten Laserinterferometer Forschungsarbeiten zur hochpräzisen Längenmessung durchgeführt. Zur quasi punktgenauen Antastung einer *optischen* Oberfläche des Messobjektes wurde ein Interferometer mit dem Planspiegelreflektor entwickelt [49]. Das Interferometer basiert auf dem Homodynprinzip (Einfrequenzverfahren), bei dem nur eine Laserfrequenz verwendet wird und stellt eine klassische Anordnung von Michelson dar. Die Vorteile des Homodynverfahrens liegen vor allem in der Möglichkeit, eine störungsfreie Einkopplung des Laserstrahls und die faseroptische Abtastung des Interferenzbildes zu realisieren, ohne dass eine Frequenzmischung im Interferometer auftritt, die die Linearitätseigenschaften des Systems bestimmen würde. Außerdem sind wärmeerzeugende Elemente im Sensor nicht vorhanden, so dass keine thermische Beeinflussung der Messumgebung durch den Laser stattfinden kann. Deshalb zeichnet sich das Interferometer durch eine hohe Linearität und eine ausgezeichnete Präzision aus. Diese Eigenschaften waren die Voraussetzung für eine Weiterentwicklung des gesamten Interferometersystems für Anwendungen zur berührungslosen Schwingungsanalyse. Die Empfindlichkeit eines klassischen Homodyninterferometers für Intensitätsschwankungen stellte die

Herausforderung für das Vorhaben dar, Oberflächen beliebiger Qualität berührungslos anzutasten. Außerdem mussten theoretische Grundlagen für den Aufbau eines derartigen Systems aufgestellt werden, um die Vorstellung der Interferenz als eine Überlagerung von ebenen Wellenfronten mit der an rauen Prüflingsoberflächen gestreuten Strahlung anwenden zu können.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

Das Kapitel 2 gibt einige Definitionen der Schwingungstheorie. Exemplarisch wird der Unterschied zwischen gedämpften und ungedämpften Schwingungen gezeigt.

Kapitel 3 befasst sich mit derzeit etablierten optischen Messverfahren zur berührungslosen Schwingungsanalyse. Die Vor- und Nachteile jedes Verfahrens werden im einzelnen erläutert. Die aktuelle Position der Homodyninterferometrie wird gezeigt.

Im Kapitel 4 werden theoretische Grundlagen für den im Kapitel 5 vorgestellten Interferometeraufbau erläutert. Eine besondere Bedeutung kommt dabei dem Problem der optischen Antastung der rauen Prüflingsoberflächen vom Standpunkt der Homodyninterferometrie zu. Die Theorie der Speckleentstehung bildet hierzu die Grundlage für diese theoretischen Betrachtungen.

Im Kapitel 5 wird der polarisationsoptische Aufbau des Interferometers erklärt. Die besondere Bedeutung kommt dabei der optischen Offsetkompensation zu. Durch eine optimierte Anordnung der optischen Komponenten wurde es möglich, eine Eliminierung der Signalgleichanteile zu realisieren. Es wird hiermit möglich, ähnlich wie bei der Heterodyninterferometrie, eine hohe Verstärkung der Signale in der Auswertelektronik zu realisieren.

Das Konzept der Signalverarbeitung wird in Kapitel 6 vorgestellt. Besonders wird auf die Varianten der entwickelten schnellen Demodulationsschaltungen eingegangen. Es werden zwei Konzepte der Signaldemodulation gezeigt und nachweisbare Grenzen der Auflösung ermittelt.

Eine Analyse der Messunsicherheit findet im Kapitel 7 statt. Eine komplette Gleichung für die interferometrische Messung berücksichtigt die Einflüsse der Umweltparameter. Bei kleineren Bewegungen wird die Systemgenauigkeit von Nichtlinearitäten bestimmt. Deshalb kommt der vorgestellten Betrachtung von Nichtlinearitätseinflüssen eine besondere Bedeutung zu.

Die Kapitel 9 und 11.3 stellen die erreichten Messeigenschaften des Systems vor. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und einem Ausblick.

2. Grundlagen der Schwingungslehre

Die moderne Schwingungstheorie entstand als eine natürliche Folge der Entwicklung von Mathematik und Mechanik auf der Suche nach konkreten Zusammenhängen zwischen Objektbewegungen und mechanischen Objekteigenschaften. Der griechische Historiker Herodot (ca. 485 – 425 v. Chr.) berichtete über einen Vibrationssensor, der in der nordafrikanischen Stadt Barca (heute El-Megr, Lybia) schon im 6. Jahrhundert v. Chr. eingesetzt wurde. Der Sensor stellte eine mit Bronze angestrichene Platte dar, die man auf die Erde legte und durch den unterschiedlichen Klang dieser Bronzeplatte das Fortschreiten des Tunnelbaus bei der Belagerung von Persern feststellen konnte. Ähnliche Systeme waren zur gleichen Zeit auch im alten China bekannt [1]. Das erste Laboratorium zu Schwingungsuntersuchungen wurde von Pythagoras (5. Jahrhundert v. Chr.) gegründet. Er hat mit Hammer, Röhren, Schallen und Saiten experimentiert. Das „Monochord“, das erste rein wissenschaftliche Instrument, wurde von ihm zu Untersuchungen der Schwingungen von gespannten Saiten und zur Standardisierung der Schwingungsmessungen entwickelt.

Der Begriff „Schwingung“ bezeichnet eine zeitliche Zustandsänderung des Objektes, die auftritt, wenn bei Störungen eines mechanischen, elektrischen oder auch thermischen Gleichgewichts Kräfte wirksam werden, die den Gleichgewichtszustand wiederherzustellen versuchen [1].

Alle Schwingungen werden nach der Art dieser Störungen klassifiziert. Im allgemeinen spricht man von *freien* Schwingungen, wenn ab dem Zeitpunkt $t = 0$ keine Außenkräfte auf das Objekt wirken. Anderenfalls liegt eine *erzwungene* Schwingung vor. *Erzwungene* Schwingungen werden nach der Art der Erregung als *periodische*, *nichtperiodische* und *zufällige* klassifiziert. Alle Schwingungen werden außerdem in *gedämpfte* und *ungedämpfte* Schwingungen aufgeteilt.

Ein mechanisches Objekt stellt ein System mehrerer Feder – Masse – Dämpfungsglieder dar. Für ein einfaches Feder – Masse – Dämpfungsglied (Abbildung 2.1) können die Gleichungen einer Schwingung theoretisch aufgestellt werden.

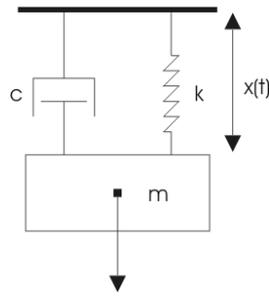


Abbildung 2.1: Ein Feder – Masse - Dämpfungsglied

Die Gleichung (2.1) gibt eine Lösung für den Fall der ungedämpften und die Gleichung (2.2) für den Fall der gedämpften Schwingung an.

$$x(t) = x_0 \cdot \cos(\omega_n t) + \frac{v_0}{\omega_n} \cdot \sin(\omega_n t) \quad (2.1)$$

$$x(t) = e^{\xi \omega_n t} \cdot \left(x_0 \cdot \cos(\sqrt{1-\xi^2} \omega_n t) + \frac{\dot{x}_0 + x_0 \cdot \xi \cdot \omega_n}{\sqrt{1-\xi^2} \omega_n} \cdot \sin(\sqrt{1-\xi^2} \omega_n t) \right) \quad (2.2)$$

Dabei ist c die Dämpfungskonstante, x_0 die Anfangsverschiebung, $\omega_n = \sqrt{k/m}$ die Eigenfrequenz des Gliedes und $\xi = c/2m\omega_n$ die Dämpfung. In Abbildung 2.2 sind die entsprechenden Schwingungsverläufe dargestellt.

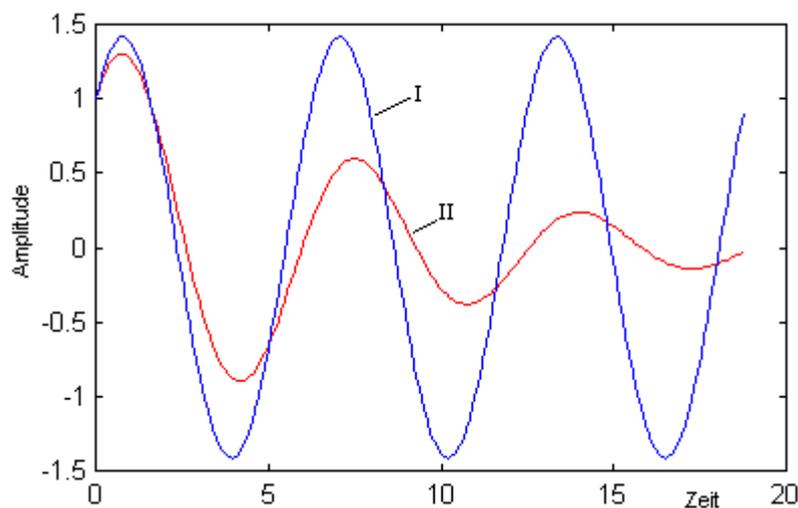


Abbildung 2.2: I – ungedämpfte, II – gedämpfte Schwingung

Daraus folgt, dass der Schwingung eines Feder – Masse – Dämpfungsgliedes eine harmonische Funktion zugrunde liegt. Es sei $F(t)$ eine periodische Funktion der Krafteinwirkung auf ein mechanisches System (Abbildung 2.3).

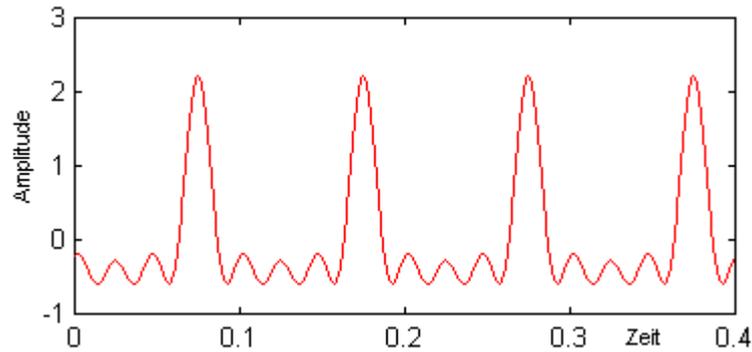


Abbildung 2.3: Periodische Funktion der Krafteinwirkung

Wie jede periodische Funktion kann sie in eine Fourier - Reihe zerlegt und mit bestimmter Genauigkeit durch eine begrenzte Anzahl harmonischer Funktionen dargestellt werden [2]. Das Ergebnis der Zerlegung sieht man in Abbildung 2.4.

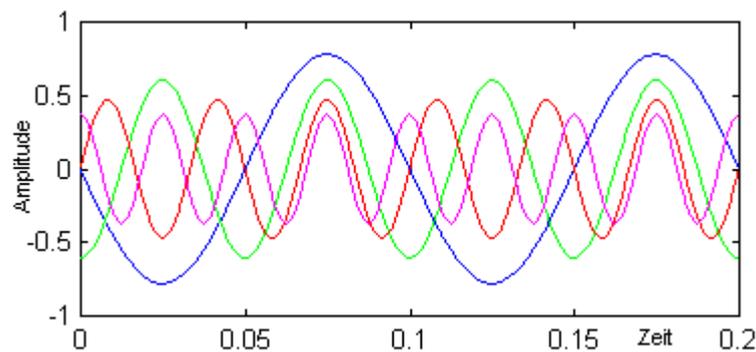


Abbildung 2.4: Zerlegung der Funktion in eine Fourier - Reihe

Ein Objekt, das aus mehreren Feder – Masse – Dämpfungsgliedern besteht, verstärkt alle diese Frequenzen oder schwächt sie ab. *Die Aufgabenstellung* zur Schwingungsmessung an einem solchen Objekt sieht in der Regel nicht nur eine Ermittlung der zeitlichen Änderung der Schwingungsamplitude oder Schwingungsgeschwindigkeit vor, sondern auch die Durchführung der Spektralanalyse. Eine mit der konstanten Geschwindigkeit rotierende Turbine stellt ein klassisches Beispiel für die Schwingung solcher Art dar.

Nichtperiodische Schwingungserreger sind entweder begrenzt in der Wirkungszeit (wie z.B. ein Impuls oder ein Sprung) oder haben einen nicht periodischen Charakter. Das sind Schwingungen bei Schalt – und Anlaufvorgängen oder schlagartigen Anregungen. Es ist üblich, dabei Signalverläufe und somit eine Systemantwort auf die gegebene Erregung aufzuzeichnen. Eine weitere Analyse hängt jedoch von der Aufgabenstellung ab. Nehmen wir zum Beispiel einen Kraftwandler, der schlagartig belastet wird. Die aufgenommene Schwingung des Wandlers wird durch eine Frequenzanalyse untersucht, wobei sowohl die Amplituden als auch die Frequenzen der Bewegung von großer Bedeutung sind. Ein mechanisches System, das eine hohe Belastung überstehen muss (wie z.B. beim Start einer Rakete), kann mittels eines Antwortspektrums charakterisiert werden. Man stellt sich das zu untersuchende System als einen aus mehreren Feder – Masse – Dämpfungsgliedern bestehenden „Schwarzen Kasten“ vor. Es wird angenommen, dass alle Glieder die gleiche Dämpfung besitzen und sich lediglich durch die Eigenfrequenzen unterscheiden. Da die Erregung für alle Glieder gleich ist, können die Ausgänge für jede Eigenfrequenz theoretisch berechnet werden. Für jede definierte Erregung bilden die maximalen Werte der Schwingungsbeschleunigung ein Antwortspektrum (Abbildung 2.5).

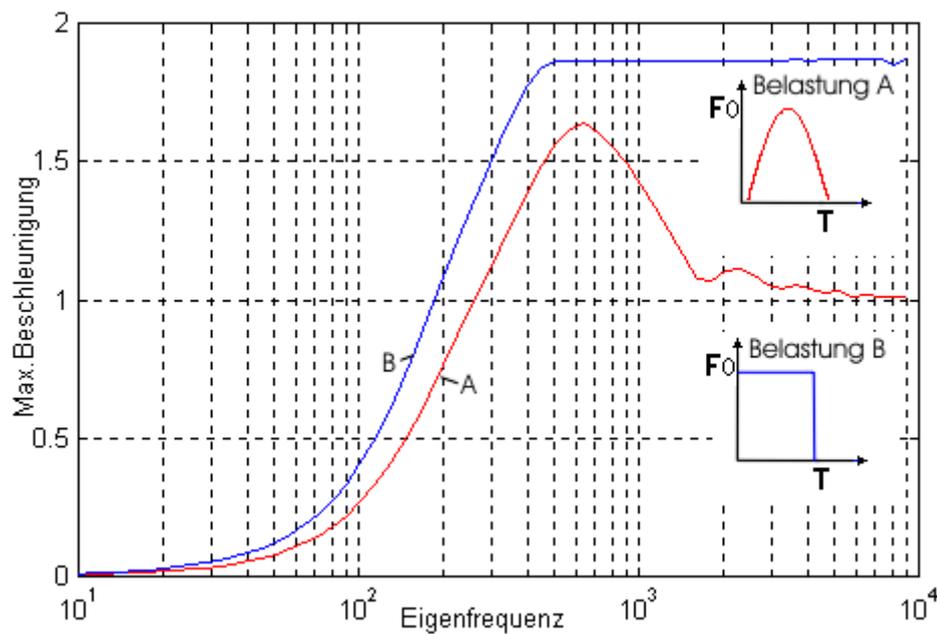


Abbildung 2.5: Antwortspektren eines mechanischen Systems bei unterschiedlichen Belastungsvorgängen

Dieses Analyseverfahren ist ein Mittel zur Einschätzung der potentiellen Schäden des Systems nach dem mechanischen Stress und wird für das Militär und in der Raumfahrt durch entsprechende Standards unterstützt [3], [4].

Seit einiger Zeit definiert man einen Typ der Schwingungserreger, dessen Wirkung durch keine analytische Zeitfunktion beschrieben werden kann. Man spricht dann von *zufälligen* Schwingungen und analysiert sie sowohl durch solche in der Statistik übliche Größen wie Standardabweichung, Wahrscheinlichkeitsdichte, Verteilungsfunktion, Korrelationsfunktion und Spektraldichte, sowie durch weitere moderne Verfahren wie Wavelets - Analyse [2].

Zur Analyse von Schwingungsvorgängen ist eine Vielfalt verschiedener Sensoren entwickelt worden, die aufgrund ihres Funktionsprinzips an dem zu untersuchenden Messobjekt befestigt werden müssen. Hierzu gehören z.B. Beschleunigungsaufnehmer unterschiedlichster Art (piezoelektrische, piezoresistive, differenzial-kapazitive u.s.w.) [5]. Problematisch wird der Einsatz solcher Aufnehmer bei der Schwingungsanalyse kleiner Objekte, da entweder das Messergebnis durch die Eigenmasse des Sensors verfälscht wird oder die Messung aufgrund der Sensorgröße gar nicht durchgeführt werden kann. Technologische Fortschritte in der Industrie in den letzten Jahren machten dieses Problem ganz aktuell, deshalb gewinnen *berührungslose* Verfahren zunehmend an Bedeutung. Insbesondere die Objekte der Mikro- und Nanotechnik erfordern eine berührungslose Bewegungs- und Schwingungsanalyse mit Nanometerauflösung

3. Etablierte optische Verfahren zur berührungslosen Schwingungsmessung

Alle Verfahren zur berührungslosen Erfassung der zeitlichen Positionsänderung eines Objektes können grob in elektromagnetische, akustische und optische Messverfahren aufgeteilt werden. Elektromagnetische Sensoren basieren vorwiegend auf dem Hall - Effekt und funktionieren nur an Oberflächen aus einem leitenden Material. Akustische Meßsysteme werden oft zur Schwingungsmessung an rotierenden Turbinen und Maschinen eingesetzt, sind aber zur punktgenauen direkten Messung ungeeignet. Eine weitere Beschreibung dieser Systeme ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht möglich, es sei deshalb auf [5] verwiesen.

Alle optischen Messverfahren – und Messsysteme, die zur Schwingungsmessung eingesetzt werden, kann man durch ihre von der Objektbewegung abhängende Messgröße unterscheiden. Es wird kurz auf den Aufbau folgender Meßsysteme eingegangen:

- Faseroptische Systeme
- Speckle – Interferometer
- Laser – Doppler Interferometer/Vibrometer
- Homodyninterferometer

3.1 Faseroptische Systeme

Das Messprinzip basiert auf der Intensitätsmessung des von vibrierenden Oberflächen reflektierten Lichtes. Ein einfaches Meßsystem ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

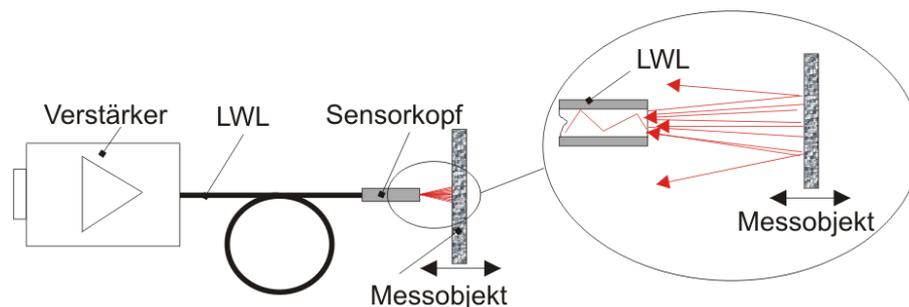


Abbildung 3.1: Faseroptisches Messsystem

Das Licht einer Lichtquelle wird in eine Faser oder ein Faserbündel eingekoppelt, von der Faser auf das Messobjekt gerichtet und vom Messobjekt wieder in die Faser reflektiert. Es ist dabei zu erwarten, dass das reflektierte Licht von der Leistung der Lichtquelle, von den Reflexionseigenschaften der Oberfläche, der Konfiguration der Faser und der Optik abhängt. Es

lässt sich ein direkter Zusammenhang zwischen dem Abstand eines Objektes vom Sensor und der gemessenen Intensität herstellen. Diese Funktion weist einen linearen Verlauf nur in einem begrenzten Bereich auf und definiert somit den Messbereich der Systeme. Die Funktionskurven werden vom Hersteller angegeben [9]. Eine Kalibrierung zur Anpassung an die Reflexionseigenschaften der Oberflächen ist oft erforderlich. Auf die Kalibrierung kann aber verzichtet werden, wenn der Sensor über eine interne Kompensation verfügt [8]. Die Wahl der Lichtquellen ist prinzipiell durch die optische Konfiguration nicht eingeschränkt. In [8] wird über den Einsatz eines He-Ne Lasers als Lichtquelle berichtet. Bei dem in [10] beschriebenen System wird durch eine Impulslichtquelle der Aufbau eines faseroptischen Sensorarrays ermöglicht.

Die Sensoren zeichnen sich vorteilhaft vor allem durch ihre kleinen geometrischen Abmessungen aus und können unter rauen Bedingungen eingesetzt werden. Bei Arbeitsabständen von 0.03 bis 5 mm erreicht man eine Wegauflösung im Bereich von einigen nm bis zu einigen μm mit einer Linearitätsabweichung von 1% [8], [9], [11]. Dieses Verfahren bietet zwar eine relativ preiswerte Lösung, ist aber für präzise Messungen ungeeignet.

3.2 Speckle - Interferometer

Electronic Speckle Pattern Interferometrie (ESPI) ist ein auf dem Lichtgranulationseffekt (Speckle-Effekt) basierendes Verfahren, das oft als TV Holografie oder Elektronikholografie bezeichnet wird. Die Bewegung des Messobjektes ruft eine Phasenänderung jedes einzelnen Speckle hervor. Diese Phasenänderung stellt somit ein Maß für die Messgröße dar [12]. Die Anordnung für ein ESPI - System ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

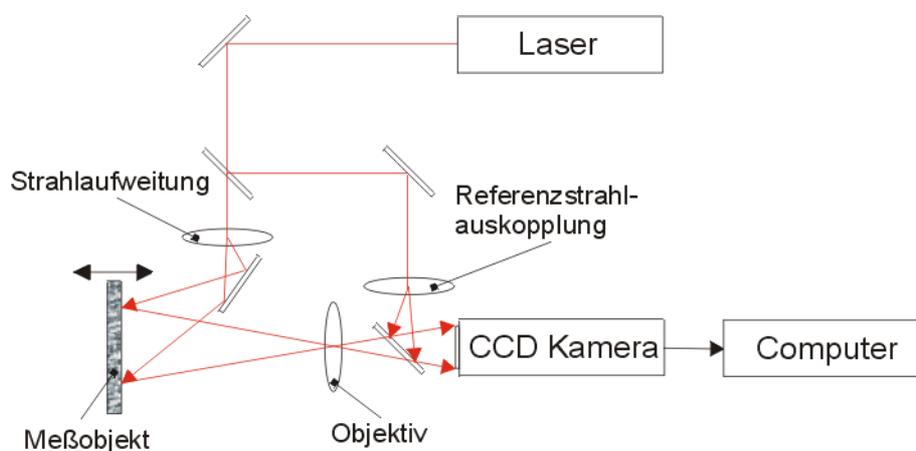


Abbildung 3.2: ESPI System

Die Oberfläche des Messobjektes wird mit einem aufgeweiteten Strahl beleuchtet. Durch Reflexion des Laserstrahls an der rauhen Objektoberfläche entsteht ein Specklemuster (s. Kapitel 4), das mittels eines Objektivs auf die CCD Kamera abgebildet wird. Bei einer Verschiebung der Messfläche ändert sich auch das Specklemuster. Um diese Änderung auswerten zu können, wird das Specklemuster zusätzlich mit einem Referenzstrahl überlagert und die Phasenunterschiede zwischen jedem Punkt des Specklebildes und der Phase des Referenzstrahles ermittelt. Anstelle der CCD Kamera kann auch ein speicherndes Medium eingesetzt werden [14]. Es sind mehrere Verfahren zur Auswertung aufgenommener Specklebilder bekannt [12], [18], [19] und eine aufwendige Bildverarbeitungssoftware ist stets ein Bestandteil eines ESPI Systems. Amplituden – und Phasenverteilungen der Bewegungen bzw. Schwingungen von Flächen werden dargestellt und stehen zur Weiterverarbeitung zur Verfügung. Die maximalen zu messenden Amplituden liegen im Bereich einiger μm . Die Abmessungen der Messfläche werden durch die Strahlaufweitungsoptik und die Laserleistung bestimmt und können von einigen cm bis zu wenigen m betragen [13], [15], [16].

Der Hauptvorteil solcher Geräte liegt in der Möglichkeit, eine flächenförmige Bewegung des Messobjektes zu messen. Die Funktionsweise des Systems gewährleistet eine gleichzeitige Abtastung aller Punkte der Messfläche und ermöglicht somit eine Aufnahme der Schwingungsformen unter nicht stationären Bedingungen. Zu Nachteilen zählen ein komplizierter Aufbau, begrenzter Messbereich und eine vom Kontrast des Speckle – Bildes abhängende Auflösung.

3.3 Laser – Doppler Interferometer/Vibrometer

Das Laser Doppler Verfahren (Laser Doppler Vibrometer, LDV) ist eines der am weitesten verbreitetsten Messverfahren zur berührungslosen Schwingungsanalyse. Vom Messprinzip her stellen diese Systeme eine Variante der Laser Doppler Anemometer (LDA) dar. Der zugrunde liegende Doppler Effekt wird genutzt, um die Bewegung des Messobjektes zu erfassen. Der Informationsparameter bei diesem Verfahren ist die Dopplerfrequenz. Der vereinfachte Aufbau ist Abbildung 3.3 dargestellt.

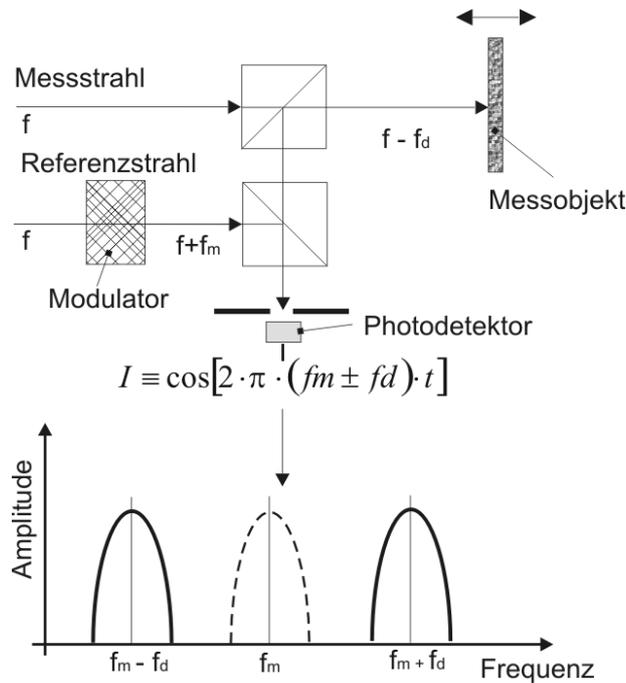


Abbildung 3.3: Laser Doppler Vibrometer

Der Referenzstrahl wird im Gerät moduliert und erhält damit eine feste Frequenzverschiebung um die Modulationsfrequenz f_m . Bewegt sich die Messoberfläche, so wird die Frequenz des Messstrahls um einen Betrag f_d verschoben, der durch den Dopplereffekt bestimmt wird und der Objektgeschwindigkeit proportional ist. Die beiden Strahlen werden an einer Photodiode zur Überlagerung gebracht. Bei einem still stehenden Messobjekt liefert die Photodiode einen Wechselstrom mit der Modulationsfrequenz f_m . Bei einer Objektbewegung ändert sich die Stromfrequenz um f_d (s. Abbildung 3.3). Ein Frequenzdemodulator kann eingesetzt werden, um dieses Signal in eine der Bewegung proportionale Spannung umzuwandeln [17].

Durch jahrelange Entwicklungen entstand eine Reihe unterschiedlichster Konfigurationen der LDV Systeme. Sie weichen voneinander im Aufbau des Modulators, in der Anordnung der optischen Elemente und in der Signalauswertung ab. Für den Aufbau eines Frequenzmodulators wird sehr oft eine Bragg - Zelle benutzt [21], [22], [23], wobei es auch möglich ist, für diese Aufgabe eine rotierende Scheibe [30] oder ein Piezoelement [31] einzusetzen. Eine frequenzmodulierte Laserdiode als Lichtquelle ersetzt den Modulator im System auf Kosten der Messgenauigkeit und stellt hiermit eine Low - Cost Variante im Systemaufbau dar [20], [25]. Eine Möglichkeit der Kopplung des Sensorkopfes mit einer Auswerteeinheit über einen Lichtwellenleiter ist in [24] präsentiert. Zur Erfassung mehrerer Koordinaten der Schwingungen können die Detektoren vom Sensor räumlich getrennt werden [26]. Die LDV Systeme sind in der Lage, Schwingungen mit

Nanometerauflösung zur erfassen, wobei das Messobjekt Geschwindigkeiten bis zu 10 m/s erreichen kann [27], [28], [29].

Die Vorteile solcher Systeme liegen vor allem darin, dass eine vollständige Trennung der Gleichanteile in den zu verarbeitenden Signalen erfolgt, was eine hohe Verstärkung ermöglicht. Außerdem kann man die Demodulationselektronik auf ein definiertes Frequenzband um die Modulationsfrequenz herum abstimmen und damit das Signal/Rausch Verhältnis vom Ausgangssignal erhöhen. Das ist besonders wichtig bei Messungen an schlecht reflektierenden Mesoerflächen oder bei großen Entfernungen bis zum Messobjekt. Das Hauptproblem bei einer Betrachtung der Systemeigenschaften kann unter anderem der Effekt der Frequenzmischung im Sensor sein. Dies führt bei hochauflösenden Systemen zu Nichtlinearitäten, die sich im Ausgangssignal bemerkbar machen. Der Einsatz von Modulatoren erhöht die Anforderungen an die Frequenzeigenschaften der optoelektrischen Bauelemente und macht unter anderem eine Anwendung von Lawinenphotodioden unverzichtbar. Das spiegelt sich in den Preisen der Meßsysteme wider.

3.4 Homodyninterferometer

Die Grundlagen für das den Homodyninterferometern zugrunde liegende Einfrequenzverfahren wurden im 19. Jahrhundert durch Experimente von Michelson, Fresnel und Arago gebildet. In einem Interferometer wird ein Laserstrahl in zwei kohärente Teilbündel gespalten und nach Durchlaufen unterschiedlicher Wegstrecken wieder zur Interferenz gebracht. Der Phasenunterschied zwischen den Wellenfronten beider Teilbündel stellt den zu messenden und auf die Wellenlänge rückführbaren Informationsparameter dar. Bei diesem Verfahren handelt es sich um ein Inkrementalverfahren, so dass keine absoluten Abstandsmessungen, sondern nur relative Messungen von Wegdifferenzen möglich sind. Es sind optische Anordnungen sowohl mit Trippelprismen als auch mit Planspiegelreflektoren bekannt [12]. Die Vorteile der Einfrequenzinterferometer liegen im einfachen Aufbau, verbunden mit der Möglichkeit der Rückführbarkeit der Messergebnisse auf das Längennormal. Die Empfindlichkeit bezüglich der Intensitätsschwankungen und der Gleichanteile des Lichtes ist der Grund für einen geringen Anteil dieser Interferometer auf dem Markt. Ein Einsatz eines Homodyninterferometers zur Schwingungsanalyse erfordert in der Regel eine Befestigung des Reflektors auf der Mesoerfläche [32]. Die neuesten Entwicklungen zeigen jedoch [33], dass es durchaus Möglichkeiten gibt, ein hochauflösendes System auf dieser Basis zu konzipieren, das in der Lage ist, ein breites Spektrum von Aufgaben der Schwingungsmesstechnik zu lösen.

3.5 Kapitelzusammenfassung

Wie der Überblick des Standes der Technik zeigt, gibt es viele Möglichkeiten, die Schwingung eines Objektes berührungslos zu erfassen. Faseroptische Sensoren zeichnen sich durch geringe Abmessungen aus. Speckle- und Hologramminterferometer sind in der Lage, die Messung von Flächenschwingungen durchzuführen. Laser Doppler Systeme haben eine sehr gute Streulichtempfindlichkeit. Die Motivation für diese Arbeit ist es, ein etabliertes Homodyninterferometer für den Einsatz in der berührungslosen Schwingungsanalyse weiterzuentwickeln. Aufgrund von Erfahrungen, die auf dem Gebiet der Homodyninterferometrie im Laufe der letzten Jahre gesammelt wurden, ist damit zu rechnen, dass das für Präzisionslängenmessungen am Institut PMS entwickelte Planspiegelinterferometer auch zur Schwingungsmessung an nicht kooperativen Oberflächen einsetzbar ist.

4. Theoretische Grundlagen

4.1 Theoretische Grundlagen der Interferometrie

Die theoretischen Grundlagen der Interferometrie werden ausführlich in [12], [35], [36], [37] behandelt. In diesem Kapitel wird auf die Begriffe eingegangen, die für das Verständnis der vorliegenden Arbeit von Bedeutung sind.

Die Anwendung der Maxwell'schen Wellentheorie für homogene und isotrope Medien bildet die mathematische Grundlage für die Beschreibung des Wellencharakters des Lichtes [34]. Eine Lichtwelle kann als eine harmonische fortlaufende Welle mit der elektrischen Feldstärke E

$$E(\vec{r}, t) = A \cdot e^{\frac{i2\pi}{\lambda}(\vec{e}_k \vec{r} - ct + \delta)} \quad (4.1)$$

dargestellt werden .

Dabei ist A die Amplitude, δ die Anfangsphase, t die Zeit und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Der Vektor \vec{e}_k definiert die Ausbreitungsrichtung und \vec{r} bestimmt die Ortsposition. Die Gleichung (4.1) stellt eine der Lösungen der Wellengleichung dar (s. Anhang 11.1). Aufgrund der Linearität der Maxwell'schen Gleichungen wird *das Superpositionsprinzip* zur Bestimmung der Feldstärke für einen im Raum gegebenen Punkt $M(x,y,z)$ (Abbildung 4.1) angewendet. Es besagt, dass mehrere Lichtwellen zur Überlagerung gebracht werden können, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen.

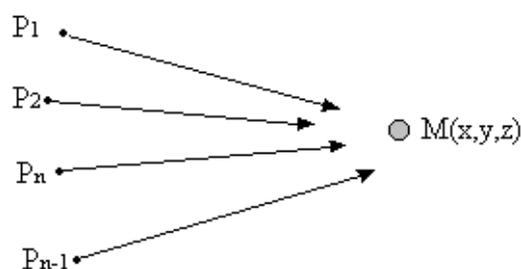


Abbildung 4.1: Superposition der Lichtwellen in einem Punkt

Der Feldstärkevektor ergibt sich aus der Addition der Vektoren der einzelnen Lichtquellen P_i .

$$\vec{E}_{M_ges}(x, y, z; t) = \vec{E}_1(x, y, z; t) + \dots + \vec{E}_n(x, y, z; t) \quad (4.2)$$

Die Genauigkeit, mit der eine Lichtwelle als eine stetige Funktion dargestellt werden kann, wird durch die Kohärenz dieser Welle beschrieben. Die zeitliche Kohärenz misst die Kohärenz zwischen zwei Werten des Feldes $\vec{E}(\vec{r}, t_1)$ und $\vec{E}(\vec{r}, t_2)$ an der gleichen Stelle, aber zu verschiedenen Zeiten. Die maximale zeitliche Entfernung, bei der ein funktionaler Zusammenhang noch besteht, definiert eine Kohärenzzeit τ_c der Lichtquelle. Die räumliche Kohärenz misst die Kohärenz zwischen zwei Werten des Feldes $\vec{E}(\vec{r}_1, t)$ und $\vec{E}(\vec{r}_2, t)$, an verschiedenen Punkten zur gleichen Zeit. Die maximale räumliche Entfernung, bei der ein funktionaler Zusammenhang besteht, definiert die Kohärenzlänge χ_c einer Lichtquelle. Man führt beide Konzepte durch die Definition einer gemeinsamen Kohärenzfunktion zusammen, die auf der Idee der Korrelation basiert. Es wird angenommen, dass die Kohärenzeigenschaften sich im Laufe der Zeit nicht ändern und nur von der Differenz $\tau = t_1 - t_2$ abhängen. Die gemeinsame Kohärenzfunktion ist definiert als:

$$\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \langle \vec{E}(\vec{r}_1, t) \cdot \vec{E}^*(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle. \quad (4.3)$$

Es ist oft einfacher, die normierte komplexe Kohärenzfunktion

$$\gamma_{12}(\tau) = \gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)}{\sqrt{\langle |\vec{E}(\vec{r}_1, t)|^2 \rangle} \cdot \sqrt{\langle |\vec{E}(\vec{r}_2, t)|^2 \rangle}} \quad (4.4)$$

zu benutzen, wobei stets gilt :

$$0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1. \quad (4.5)$$

Die Bedeutung der Funktion $|\gamma_{12}(\tau)|$ wird klar, wenn man beide Grenzfälle betrachtet. Wenn für die Raum - Zeitpunkte (\vec{r}_1, t) und $(\vec{r}_2, t + \tau)$ die Beziehung $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$ gilt, dann gibt es keine Korrelation zwischen den Werten des Wellenfeldes in diesen zwei Punkten. Und wenn dies für alle Raum - Zeitpunkte der Fall ist, dann ist dieses Wellenfeld vollkommen inkohärent. Wenn diese Funktion für zwei Raum-Zeitpunkte den Wert Eins annimmt, dann haben die Phasen dieser Punkte eine feste Differenz, sie sind streng korreliert und es gilt :

$$\gamma_{12}(\tau) = e^{i\alpha_{12}(\tau)}. \quad (4.6)$$

Dabei ist $\alpha_{12}(\tau)$ eine feste Phasendifferenz. Das Thema „Kohärenz“ wird ausführlicher in [35], [37] und [40] behandelt.

Um die Beschreibung bestimmter optischer Experimente, wie z. B. von Young und Fresnel zu vereinfachen, wurde versucht, eine vektorielle Darstellung der elektrischen Feldstärke zu finden, die diesen Untersuchungen gerecht wird. Der Vektor der elektrischen Feldstärke mit der Z-Achse als Ausbreitungsrichtung kann in kartesischen Koordinaten (X, Y, Z) durch seine X und Y Komponenten dargestellt werden .

$$\vec{E}(z,t) = \begin{bmatrix} E_x(z,t) \\ E_y(z,t) \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

Diese Gleichung kann nach der Substitution von (4.1) folgendermaßen umgeschrieben werden.

$$\vec{E}(z,t) = \begin{bmatrix} A_x \cdot e^{\frac{i2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta_x} \\ A_y \cdot e^{\frac{i2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta_y} \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

Nehmen wir jetzt an, dass ein Fall der vollständigen Kohärenz vorliegt. Ein Einfrequenz He – Ne Laser entspricht in erster Näherung dank seiner hervorragenden Kohärenzeigenschaften diesen idealen Vorstellungen. Die Zeitabhängigkeit der Wellenbewegung kann dann aus dem Vektor extrahiert werden. Ein zeitabhängiger Vektor wird durch einen zeitunabhängigen Vektor ersetzt, dessen Amplituden – und Phasenverhältnisse die Polarisations-eigenschaften einer Lichtwelle bestimmen. Man bezeichnet den entstandenen Vektor als Jonesvektor [36].

$$\vec{E}_z = \begin{bmatrix} A_x \cdot e^{i\delta_x} \\ A_y \cdot e^{i\delta_y} \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

Die Feldstärke E kann nicht beobachtet werden, deshalb geht man zu messbaren Größen wie der Lichtintensität über. Im Anhang 11.1 wird gezeigt, dass die Lichtintensität I dem Quadrat des Feldstärkevektors proportional ist.

$$I \cong |\vec{E}_z|^2 \quad (4.10)$$

Für eine komplexe Größe gilt dann folgendes :

$$I \cong \vec{E}_z \cdot \vec{E}_z^* \quad (4.11)$$

Das Verhältnis der Amplituden A_x/A_y und die Phasendifferenz $\delta_{x,y} = \delta_x - \delta_y$ charakterisieren die Polarisationsart des Lichtes. Es gilt für linearpolarisiertes Licht $\delta_{x,y} = 0, \pi$ und $\delta_{x,y} = -\pi/2, \pi/2$, $A_x = A_y$ für zirkularpolarisiertes Licht. Im allgemeinen beschreibt man die Polarisation des vollständig polarisiertes Lichtes durch den Azimut ψ und die Elliptizität χ_e (Abbildung 4.2).

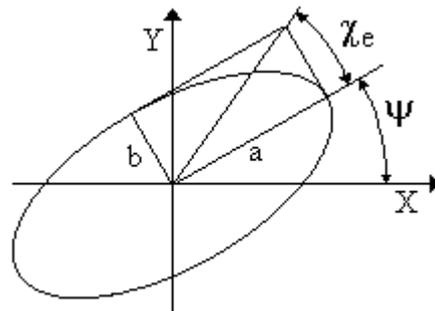


Abbildung 4.2: Polarisationsellipse

Der Azimut definiert den Neigungswinkel der Polarisationsellipse zur X – Achse und die Elliptizität beschreibt das Verhältnis der Ellipsenachsen. Es gilt:

$$\psi = \arctan\left(\frac{A_y}{A_x}\right) \quad (4.12)$$

$$\chi_e = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (4.13)$$

Die Interferenzbildung wird jetzt anhand der dargestellten Gleichungen gezeigt. Es werden Vektoren \mathbf{E}_1 und \mathbf{E}_2 für zwei linear in der X Ebene polarisierte Lichtwellen mit der Z – Achse als Ausbreitungsrichtung aufgestellt.

$$\vec{E}_{1z} = \begin{bmatrix} A_{1x} \cdot e^{i\delta_{1x}} \\ 0 \end{bmatrix} \quad \vec{E}_{2z} = \begin{bmatrix} A_{2x} \cdot e^{i\delta_{2x}} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.14)$$

Nach dem Superpositionsprinzip (4.2) wird der Gesamtvektor durch Addition der einzelnen Komponenten gebildet.

$$\vec{E}_{ges_z} = \begin{bmatrix} A_{1x} \cdot e^{i\delta_{1x}} + A_{2x} \cdot e^{i\delta_{2x}} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

Jetzt kann die Gesamtintensität der Lichtstrahlung nach Gleichung (4.11) berechnet werden.

$$\begin{aligned} I_{ges} &\cong \vec{E}_{ges_z} \cdot \vec{E}_{ges_z}^* = & (4.16) \\ &= \begin{bmatrix} A_{1x} \cdot e^{i\delta_{1x}} + A_{2x} \cdot e^{i\delta_{2x}} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{1x} \cdot e^{-i\delta_{1x}} + A_{2x} \cdot e^{-i\delta_{2x}} \\ 0 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Nach der Matrizenmultiplikation und dem weiteren Umformen erhalten wir eine Gleichung, die die Gesamtintensität eines Interferenzbildes für den Fall der Gleichheit der Polarisations - und Ausbreitungsrichtungen zweier Lichtwellen darstellt.

$$I \cong A_{1x}^2 + A_{2x}^2 + 2 \cdot A_{1x} \cdot A_{2x} \cdot \cos(\delta_{1x} - \delta_{2x}) \quad (4.17)$$

Es lässt sich aus dieser Gleichung erkennen, dass die gemessene Lichtintensität eines Interferenzbildes aus einem Gleichanteil und einem Wechselanteil besteht, wobei die Amplitude des Wechselanteils durch einen Phasenunterschied beider Strahlen moduliert wird. Nehmen wir jetzt an, dass die zur Überlagerung gebrachten Lichtstrahlen senkrecht zueinander polarisiert sind. Das kann mit der folgenden Gleichung ausgedrückt werden.

$$\vec{E}_{1z} = \begin{bmatrix} A_{1x} \cdot e^{i\delta_{1x}} \\ 0 \end{bmatrix} \quad \vec{E}_{2z} = \begin{bmatrix} 0 \\ A_{2y} \cdot e^{i\delta_{2y}} \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

Aus der Substitution der Gleichung (4.18) in (4.11) ergibt sich:

$$I \cong A_{1x}^2 + A_{2y}^2 \quad (4.19)$$

Die senkrecht zu einander polarisierte Lichtstrahlen sind also nicht interferenzfähig.

Die zeitunabhängige abstrakte Darstellung der Lichtwellen durch Jones - Vektoren ist vorteilhaft zur Analyse der Gesamtwirkung optischer Bauteile auf die komplexen Amplituden der Lichtwellen und sehr gut geeignet für Berechnungen vor allem von polarisationsoptischen Zusammenhängen. Die Wirkung der optischen Funktionselemente wird als eine lineare und homogene Operation angesehen (Abbildung 4.3).

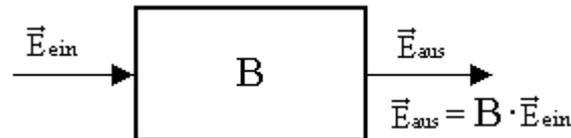


Abbildung 4.3: Lineare Wirkung optischer Funktionselemente

Man stellt eine komplexe 2x2 Matrix **B** auf, die auf einen eintretenden Vektor \mathbf{E}_{ein} wirkt. Der austretende Vektor \mathbf{E}_{aus} wird durch die folgende Gleichung berechnet:

$$\vec{E}_{\text{aus}} = \vec{B} \cdot \vec{E}_{\text{ein}} \quad (4.20)$$

Die Matrix **B** wird als Jonesmatrix bezeichnet. Dieser Ansatz wird im Kapitel 4 zu Berechnungen am Planspiegelinterferometer herangezogen. Verschiedene Bauteilmatrizen findet man unter anderem in [35], [36].

4.2 Antastung optisch rauher Oberflächen

Als optisch glatt wird eine Oberfläche bezeichnet, deren kurzwellige Höhendifferenzen des Oberflächenprofils wesentlich kleiner als die Lichtwellenlänge sind [38]. Anderenfalls handelt es sich um optisch rauhe Oberflächen. Fällt ein Lichtstrahl auf eine rauhe Oberfläche auf, wird er im Gegensatz zur gerichteten Reflexion an spiegelnden Oberflächen diffus reflektiert (Abbildung 4.4).

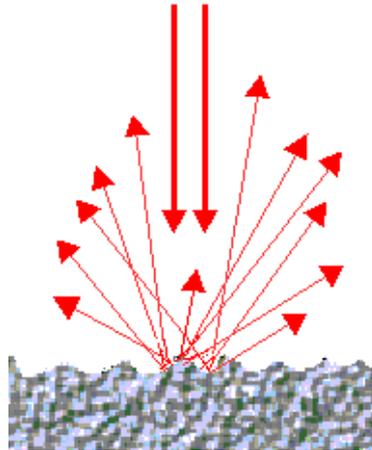


Abbildung 4.4: Reflexion an einer optisch rauhen Oberfläche

Schon bei ersten Anwendungen der He-Ne Laser wurde der Effekt beobachtet, dass bei einer Beleuchtung von rauhen Oberflächen mit kohärentem Licht im reflektierten Licht eine Granulation entsteht, die in keinem offensichtlichen Zusammenhang mit den makroskopischen Eigenschaften der Oberfläche steht, sondern eher einen chaotischen, ungeordneten Charakter hat. Dieser Granulationseffekt wird auch als Speckle - Effekt bezeichnet und vorwiegend mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitstheorie und Statistik beschrieben. Die Ursache für das Entstehen der Speckle ist in der hohen räumlichen Kohärenz der Laserstrahlung zu sehen. Beim Auftreffen der Wellenfronten auf die raue Oberfläche werden diese in Elementarwellen zerhackt und in unterschiedliche Richtungen reflektiert. Dabei kommt es zur Überlagerung entstandener Teil – Wellenfronten und zur Interferenz. Ein Speckle – Muster ist also das Ergebnis der Interferenz gebeugter Wellenfronten einer Laserstrahlung. Mikroskopische Oberflächeneigenschaften beeinflussen den Kontrast des entstandenen Speckle – Musters. Diese Abhängigkeit kann genutzt werden, um z.B. Rauheitskenngrößen wie den Mittenrauhwert R_a zu bestimmen [39]. Die Betrachtung des Speckle – Effektes wird grundsätzlich für zwei unterschiedliche Anordnungen vorgenommen. Man spricht von objektiven Speckle im Falle der freien Ausbreitung eines Speckle – Musters. Wird dieses Speckle – Muster durch ein optisches System abgebildet, so entsteht ein subjektives Speckle – Muster, weil dabei die optische Auflösung des System mitberücksichtigt werden muss. In Abbildung 4.5 ist der Unterschied zwischen objektiven und subjektiven Speckle deutlich zu sehen. Aufgenommene Bilder der Speckle – Muster mit und ohne Optik weisen schon auf den ersten Blick ungleiche Körnigkeiten auf, obwohl sie unter denselben Bedingungen aufgenommen wurden. Die mathematische Beschreibung dieses Problems wird im Kapitel 4.2.1 gegeben.

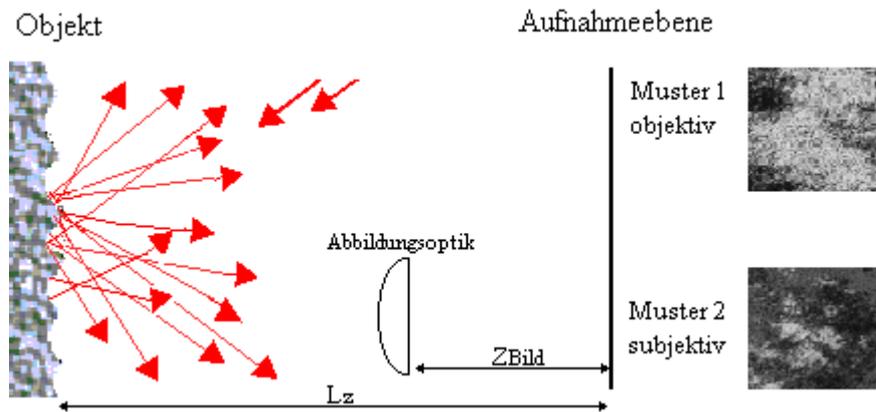


Abbildung 4.5: Objektive und subjektive Speckle – Muster.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass folgende Faktoren den direkten Einfluss auf ein entstandenes Speckle – Muster haben :

- Kohärenz der Lichtquelle,
- Oberflächenbeschaffenheit,
- Optisches System.

Es ist jetzt wichtig, die Randbedingungen für den diffus reflektierten Lichtstrahl vom Standpunkt der Interferometrie zu bestimmen, um wieder an die Vorstellungen der Interferenzbildung aus dem Kapitel 4.1 anzuschließen. Theoretische Betrachtungen zur mathematischen Beschreibung der Speckleerscheinungen sowie zu deren experimentellen Untersuchungen werden seit langem durchgeführt [42], [43]. Es ist notwendig, einen Bereich im diffus reflektierten Lichtfeld zu bestimmen, in dem die Phasenverhältnisse zwischen Zeit – Raumpunkten als konstant angesehen werden können (Gleichung (4.6)). In einem solchen Bereich kann die Überlagerung eines diffusen Lichtbündels mit einer homogenen Wellenfront (Referenzwelle) gleich der Überlagerung zweier kohärenter Strahlen behandelt werden. Die Gleichungen (4.14) - (4.17), die die Bedingungen für das Zustandekommen von Interferenz beschreiben, haben dann in einem solchen Gebiet wieder Gültigkeit.

4.2.1 Betrachtungen der mittleren Specklegröße

Wir betrachten jetzt den Fall der objektiven Speckle (Abbildung 4.6).

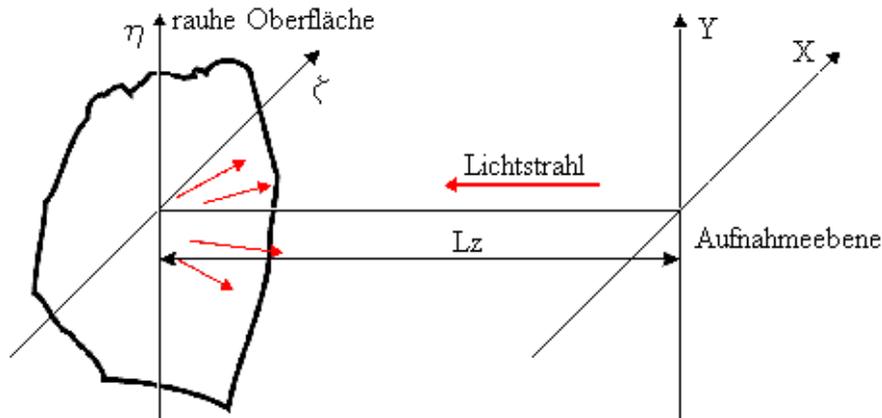


Abbildung 4.6: Freie Ausbreitung des Streulichtes

Es wird eine raue Oberfläche \mathfrak{R} , die in η, ξ Koordinaten beschrieben werden kann, mit einem Laserstrahl beleuchtet. Die Aufgabe ist, die mittlere Specklegröße in einer Entfernung L_z zu bestimmen. Die auf die Oberfläche auftreffenden Wellenfronten der Laserstrahlung werden an der rauhen Oberflächenstruktur gebeugt und in verschiedene Richtungen reflektiert. Die Beugungstheorie bildet die Grundlage zur Beschreibung dieser Erscheinungen. Der zugrunde liegende Ansatz basiert auf dem Huygensschen Prinzip der Aussendung skalarer Elementarwellen von jedem Punkt einer beugenden Oberfläche. Die mathematische Darstellung der Beugungstheorie in einer strengeren Weise erfolgte durch Kirchhoff [37]. Im Gegensatz zum Kapitel 4.1 geht man davon aus, dass Amplitude und Phase der elektromagnetischen Wellen ausreichend durch skalare Größen beschrieben werden können, um die Beugungsphänomene zu erklären. Dieser Ansatz wird auch als Näherung skalarer Wellen bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen den komplexen Amplituden in jedem Punkt des Lichtfeldes in der η - ξ Ebene und den komplexen Amplituden in der X-Y Aufnahmeebene wird mittels des Kirchhoffschen Beugungsintegrals ausgedrückt. Die X-Y Aufnahmeebene befindet sich in der Entfernung L_z von der η - ξ Beugungsebene. Damit ergibt sich das Kirchhoffsche Integral zu:

$$E(x, y) = -\frac{i}{\lambda \cdot L_z} \cdot e^{\left(\frac{i \cdot k}{2 \cdot L_z}\right)} \iint_{\mathfrak{R}} E_{\mathfrak{R}}(\xi, \eta) \cdot e^{\left(\frac{i \cdot k \cdot (x - \xi)^2}{2 \cdot L_z}\right)} \cdot e^{\left(\frac{i \cdot k \cdot (y - \eta)^2}{2 \cdot L_z}\right)} d\xi d\eta \quad (4.21)$$

Die Funktion $E_{\mathfrak{R}}(\xi, \eta)$ beschreibt das Lichtfeld auf der Oberfläche. $k = 2 \cdot \pi / \lambda$ ist die Wellenzahl. Es wird über die Fläche \mathfrak{R} integriert. Die räumliche Kohärenz des entstandenen Lichtfeldes kann

aus der Kohärenzgleichung (4.4) abgeleitet werden. Zur Vereinfachung wird der Zusammenhang (4.10) zwischen der Intensität und der elektrischen Feldstärke berücksichtigt.

$$\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y) = \frac{E(x, y) \cdot E^*(x + \Delta x, y + \Delta y)}{\sqrt{I(x, y)} \cdot \sqrt{I(x + \Delta x, y + \Delta y)}} \quad (4.22)$$

Eine direkte Substitution der Gleichung (4.21) in (4.22) führt zu einem komplizierten Ausdruck, der die komplexe Kohärenz dieses Lichtfeldes beschreibt. Es wird in [42] gezeigt, dass die Gleichungen sich vereinfachen, wenn die Mikrostruktur der Oberfläche als fein genug angenommen wird, um die Abhängigkeit zwischen zwei auflösbaren Punkten auf der Oberfläche zu vernachlässigen. Die gemeinsame Kohärenzfunktion in η - ξ Koordinaten nach der Gleichung (4.3) wird dann mit Hilfe der Delta – Funktion ausgedrückt.

$$\Gamma(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2) \cong E(\xi_1, \eta_1) \cdot E^*(\xi_2, \eta_2) \cdot \delta(\xi_1 - \xi_2, \eta_1 - \eta_2) \quad (4.23)$$

Die Oberfläche kann dann als eine monochromatische, nicht kohärente und ausgedehnte Lichtquelle betrachtet werden. Das van Cittert – Zernike Theorem verbindet die Kohärenz einer Lichtquelle mit ihren geometrischen Eigenschaften. Wenn der Leuchtfleck auf der Oberfläche durch eine Funktion der Intensitätsverteilung beschrieben wird, kann die komplexe Kohärenz $\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y)$ durch eine Fourier – Transformation dieser Intensitätsverteilung berechnet werden [40], [45]. Diese Beziehung wird durch die folgende Gleichung ausgedrückt.

$$\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\mathfrak{R}}(\xi, \eta) \cdot e^{i \frac{k}{L_z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y)} d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\mathfrak{R}}(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad (4.24)$$

$I_{\mathfrak{R}}(\xi, \eta) = E_{\mathfrak{R}}(\xi, \eta) \cdot E_{\mathfrak{R}}^*(\xi, \eta)$ ist die Intensitätsverteilung auf der Oberfläche. Es ist keine Intensität außerhalb der Fläche \mathfrak{R} vorhanden, deshalb wird das Ergebnis nicht fehlerhaft, wenn die Integration von $-\infty$ bis $+\infty$ erfolgt.

Die Beleuchtung der Oberfläche mit einem Gaußstrahl hat zufolge, dass auf der Oberfläche wiederum eine Gaußsche Intensitätsverteilung entsteht (s. Anhang 11.2), die in den Koordinaten der η - ξ Beugungsebene beschrieben werden kann.

$$I_{gr}(\xi, \eta) = e^{-2 \frac{\xi^2 + \eta^2}{w0_{gr}^2}} \quad (4.25)$$

Die Größe $w0_{gr}$ ist der Tailenradius des beleuchtenden Strahls auf der Oberfläche. Die Gleichung (4.25) stellt eine gerade Funktion dar. Deshalb beschränkt man sich bei der Berechnung der Fourier – Transformierten auf eine Kosinus – Transformation [48], die in diesem Fall ein Grundintegral ist. Es gilt dann nach der Integration der Gleichung (4.24):

$$|\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y)| = \exp\left(-\frac{w0_{gr}^2 \cdot k^2 \cdot [\Delta x^2 + \Delta y^2]}{8 \cdot L_z^2}\right) \quad (4.26)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Man benutzt die Beziehung $|\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y)| = e^{-2}$ zur Bestimmung der Grenzen des Kohärenzbereiches und somit der mittleren Specklegröße.

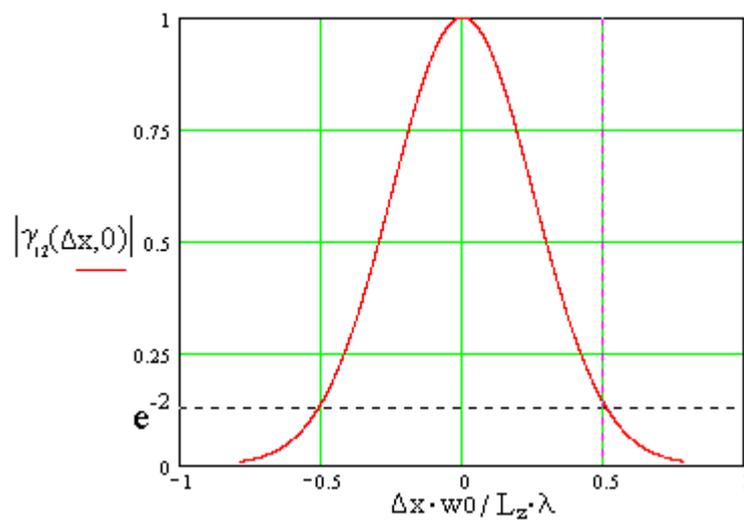


Abbildung 4.7: Verlauf der normierten Kohärenzfunktion

Die Lösungen der Gleichung (4.26) für Δx und Δy sind gleich. Man kann also eine Variable $\Delta s = \Delta x = \Delta y$ für die Bezeichnung der mittleren Specklegröße einführen. Dann lautet die Lösung:

$$\Delta s = \frac{2 \cdot \lambda \cdot L_z}{\pi \cdot w0_{gr}} \quad (4.27)$$

Die mittlere Größe eines objektiven Speckle steigt linear mit der Entfernung der Aufnahmeebene von der beleuchteten Oberfläche und ist umgekehrt proportional dem Radius des Leuchtflecks.

Nehmen wir jetzt an, dass eine Oberfläche mit einem Laserstrahl durch eine Linse beleuchtet wird und das entstandene Speckle – Muster über eine Beobachtungslinse auf die Aufnahmeebene abgebildet wird. Es handelt sich dann um den Fall der subjektiven Speckle. Diese optische Anordnung ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Der auftreffende Laserstrahl beleuchtet das Objekt, wobei auf seiner Oberfläche eine Gaußsche Intensitätsverteilung mit dem Radius $w_{0\xi\eta}$ entsteht (s. Anhang). Die raue Objektoberfläche kann als eine beugende Struktur betrachtet werden. L_{z1} und L_{z2} beschreiben die Abstände zu den Hauptebenen der Betrachtungslinse.

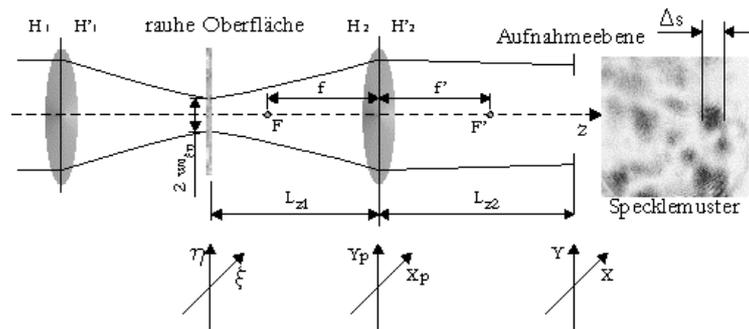


Abbildung 4.8: Aufgeklappter Strahlengang zur Bestimmung der geometrischen Größe der subjektiven Speckle

Die grundlegende Idee bei der Betrachtung optischer Systeme vom wellenoptischen Standpunkt besteht darin, dass die komplexe Amplitude $E(x, y)$ jedes Punktes der Aufnahmeebene durch die lineare Superposition (Gleichung (4.2)) der komplexen Amplituden jedes Punktes des vom Objekt reflektierten Lichtfeldes $E(\xi, \eta)$ berechnet wird [18]. Bei einem linearen System lässt sich diese Superposition durch das Integral über das Produkt aus der eingehenden Größe und der Systemimpulsantwort ausdrücken. Die folgende Gleichung beschreibt diesen Zusammenhang für das in Abbildung 4.8 dargestellte optische System.

$$E(x, y) = D \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(\xi, \eta) \cdot e^{i \cdot k \cdot \frac{\xi^2 + \eta^2}{2 \cdot L_{z1}}} \cdot K_L(x, y, \xi, \eta) d\xi d\eta \quad (4.28)$$

Dabei ist $K_L(x, y, \xi, \eta)$ die Systemimpulsantwort, und D ist eine komplexe Konstante. Die Zusammensetzung der Systemimpulsantwort kann folgendermaßen verstanden werden. Das in der $\xi - \eta$ Ebene gebeugte Licht trifft in die Linseneintrittspupille und seine Ausbreitung wird mittels des Kirchhoffschen Beugungsintegrals (Gleichung (4.21)) beschrieben. Eine Linse besitzt die Eigenschaft, sphärische Wellen zu erzeugen und ruft eine quadratische Phasenänderung des Lichtfeldes hervor [45]. Es kommt also zu einer zusätzlichen Phasenänderung von

$\exp[-i \cdot k \cdot (x_p^2 + y_p^2)/2 \cdot f]$, wobei dieser quadratische Term sich bei $L_{z1} = f$ mit dem quadratischen Term der Gleichung (4.28) aufhebt. Die Austrittspupille der Linse kann als eine Lichtquelle aufgefasst werden. Die Lichtverteilung in der Aufnahmeebene kann mittels des Kirchhoffschen Beugungsintegrals beschrieben werden. Wir führen quadratische Terme des Beugungsintegrals zusammen. Aus Symmetriegründen und zur Vereinfachung der Gleichungen wird in den weiteren Betrachtungen nur der eindimensionale Fall dargestellt. Dann kann die eindimensionale Impulsantwort einer Linse für die in Abbildung 4.8 dargestellten Parameter folgendermaßen beschrieben werden:

$$K_L(x, \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} P(x_p) \cdot e^{i \cdot k \cdot \frac{x_p^2}{2} \cdot \Delta G} \cdot e^{-i \cdot k \cdot x_p \cdot \left(\frac{\xi}{L_{z1}} + \frac{x}{L_{z2}} \right)} dx_p \quad (4.29)$$

Dabei ist $P(x_p)$ die Pupillenfunktion der Linse. ΔG wird wie folgt definiert :

$$\Delta G = \frac{1}{L_{z1}} + \frac{1}{L_{z2}} - \frac{1}{f} \quad (4.30)$$

Gleichung (4.30) stellt eine wichtige Beziehung dar. Sie wird als Gaußsche Abbildungsbedingung bezeichnet. Wird diese Abbildungsbedingung erfüllt ($\Delta G = 0$) und die Wirkung der Pupillenfunktion vernachlässigt, dann ist das Bild in der Aufnahmeebene die Fourier – Transformierte der Objektebene.

Um die mittlere Specklegröße in der X – Y Ebene mit Linse zu berechnen, kann wieder das oben genannte van Cittert – Zernike Theorem angewendet werden. Die Gleichung für die komplexe Kohärenz des Lichtfeldes in der Aufnahmeebene ergibt sich bis auf einen konstanten Faktor aus dem Integral der Intensitätsverteilung der η - ξ Ebene unter Berücksichtigung der Linsenimpulsfunktion [45].

$$\gamma_{12}(\Delta x) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(\xi) \cdot K_L(x, \xi) \cdot K_L^*(x + \Delta x, \xi) d\xi}{I(x)} \quad (4.31)$$

In [44] wurde die Berechnung der Kohärenz zu einer Schätzung des Speckledurchmessers unter der Annahme vorgenommen, dass die Linsenpupillenfunktion durch eine Gauß – Funktion ersetzt werden kann $P(x_p) = \exp(-x_p^2/R_p^2)$. R_p ist der Radius der Linsenpupille. Die Gaußsche

Intensitätsverteilung auf der Objektoberfläche wird genauso wie in der Gleichung (4.25) beschrieben.

$$I(\xi) = e^{-2 \cdot \frac{\xi^2}{w_{\xi\eta}^2}} \quad (4.32)$$

$w_{\xi\eta}$ ist der Strahlradius des Laserstrahls auf der Oberfläche. Nach der Integration der Gleichung (4.31) und der Berechnung des Absolutwertes ergibt sich die folgende Beziehung [44]:

$$|\gamma_{12}(\Delta x)| = \exp\left(-\frac{2 \cdot \Delta x^2 \cdot (2 + d_3^2)}{d_1^2 \cdot (1 + d_2^2 + d_3^2)}\right) \quad (4.33)$$

Wobei gilt:

$$d1 = 4 \cdot L_{z2} / (k \cdot R_p)$$

$$d2 = k \cdot R_p^2 \cdot \Delta G / 2$$

$$d3 = k \cdot w_{\xi\eta} \cdot R_p / (2 \cdot L_{z1})$$

Die Lösungsgleichung $|\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y)| = e^{-2}$ kann auch für die subjektiven Speckle verwendet werden, um die mittlere Specklegröße abzuschätzen. Aus Symmetriegründen sind die Gleichungen (4.29) - (4.33) eindimensional. Genauso wie bei der Betrachtung der objektiven Speckle kann für die bezeichnung der mittleren Specklegröße eine Variable $\Delta s = \Delta x = \Delta y$ eingeführt werden. Die allgemeine Gleichung (4.33) wird zu :

$$\Delta s = \frac{4 \cdot L_{z2}}{k} \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot L_{z1}^2 + (k \cdot R_p^2 \cdot \Delta G \cdot L_{z1})^2 + (k \cdot w_{\xi\eta} \cdot R_p)^2}{8 \cdot L_{z1}^2 + (k \cdot w_{\xi\eta} \cdot R_p)^2}} \quad (4.34)$$

Nehmen wir zuerst an, dass die Gaußsche Abbildungsbedingung erfüllt wird ($\Delta G = 0$). Dann lautet die Lösung der Gleichung (4.34):

$$\Delta s = \frac{2 \cdot \lambda \cdot L_{z2}}{\pi \cdot R_p} \quad (4.35)$$

Die mittlere Specklegröße in der Gaußschen Bildebene stellt somit das bekannte Ergebnis der Beugung des Lichtfeldes an der Öffnungsblende der Linse dar [35]. Diese Beziehung ist für die Speckle – Interferometrie von großer Bedeutung.

Nehmen wir jetzt an, dass die raue Oberfläche sich genau in der objektseitigen Brennebene der Abbildungslinse befindet ($L_{z1} = f$). Dann gilt $\Delta G = 1/L_{z2}$. Die Beobachtung ist in dieser Konfiguration ortsunabhängig. In diesem Fall lautet die Lösung der Gleichung (4.34) :

$$\Delta s = \frac{2 \cdot \lambda \cdot f}{\pi \cdot w_{\xi\eta}} \quad (4.36)$$

Die Gleichungen (4.27) und (4.36) stimmen überein. In (4.27) steigt die Specklegröße proportional mit L_z . Das Specklebild im Abbildungsraum der Abbildungslinse entspricht aber dem der objektiven Speckle, wenn die Entfernungen $L_z = L_{z1} = f$ und die Größen der Beleuchtungsflecke $w_{\xi\eta}$, w_{0R} gleich sind. Da sich das Objekt in der Linsenbrennebene befindet, bleibt das Specklebild nach der Abbildung durch die Linse im Abbildungsraum unverändert. Die Gleichung (4.36) stellt ein wichtiges Ergebnis dar.

Wir können jetzt annehmen, dass die Beleuchtung der Oberfläche und die Abbildung des Speckle – Musters über dasselbe optische System erfolgen. Eine Trennung der auftreffenden und reflektierten Strahlen wird durch die polarisierenden Bauelemente gewährleistet (s. Kapitel 5). Der optische Aufbau, der diesen Vorstellungen entspricht, ist in Abbildung 4.9 zu sehen.

Der auftreffende Laserstrahl besitzt eine Taille w_0 , die durch die abbildende Linse auf die Oberfläche zu einer Taille $w_{0\xi\eta}$ transformiert wird. Die Transformationsgleichungen sind im Anhang 11.2 zu finden. Wir leiten nur die Gleichung für den Fall ab, dass die Strahltaile w_0 in den Linsenbrennpunkt abgebildet wird und setzen $L_{z1} = f$ ein.

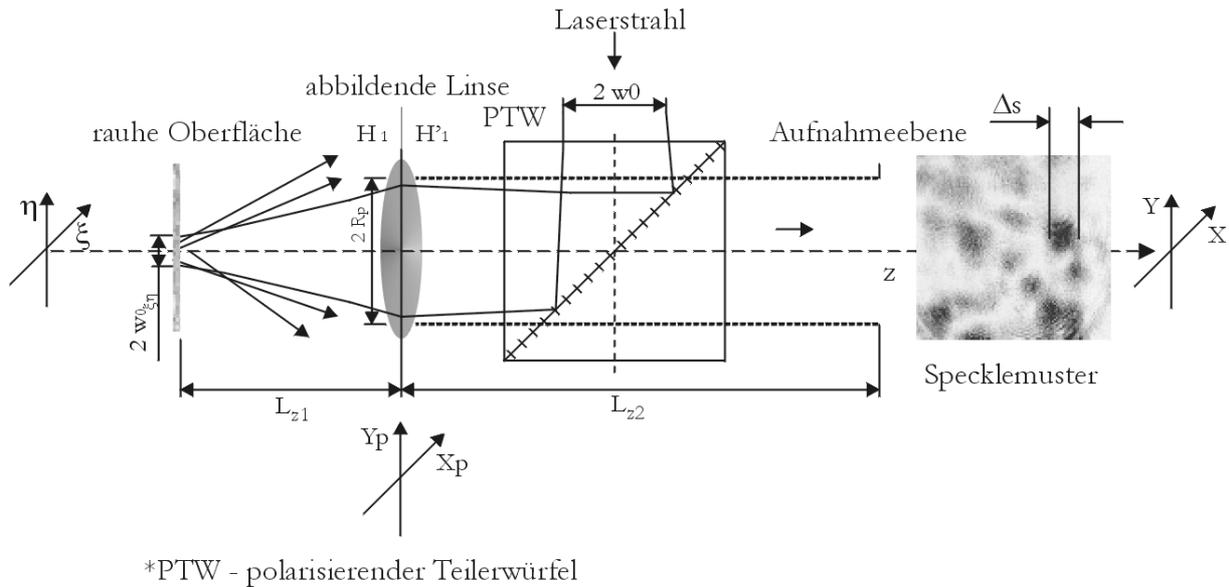


Abbildung 4.9: Experimentelle Untersuchung der mittleren Specklegröße

Die Strahltaile auf der Objektfläche berechnet sich zu:

$$w0_{\xi\eta} = \frac{\lambda \cdot L_{z1}}{\pi \cdot w0} \quad (4.37)$$

Aus der Substitution der Gleichung (4.37) in (4.36) ergibt sich:

$$\Delta s = 2 \cdot w0. \quad (4.38)$$

Die Beziehung (4.38) drückt aus, dass es möglich ist, durch die Fokussierung des Laserstrahls die mittlere Specklegröße in der Aufnahmeebene allein von den geometrischen Parametern des auftreffenden Strahls abhängig zu machen. Dies wird auch durch eine Rechnersimulation der kompletten Gleichung (4.34) deutlich. Es wird von der Abbildung eines aus einer Monomodefaser mit einem Kerndurchmesser von $3,7 \mu\text{m}$ austretenden Laserstrahl ausgegangen. Die Taille des aus der Faser austretenden Strahls liegt in der Austrittsebene der Monomodefaser und wird mit einer Linse mit der Brennweite von $f' = 9 \text{ mm}$ abgebildet. Es wurden Abbildungslinsen mit Brennweiten von 40 bis 120 mm simuliert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.10 zu sehen.

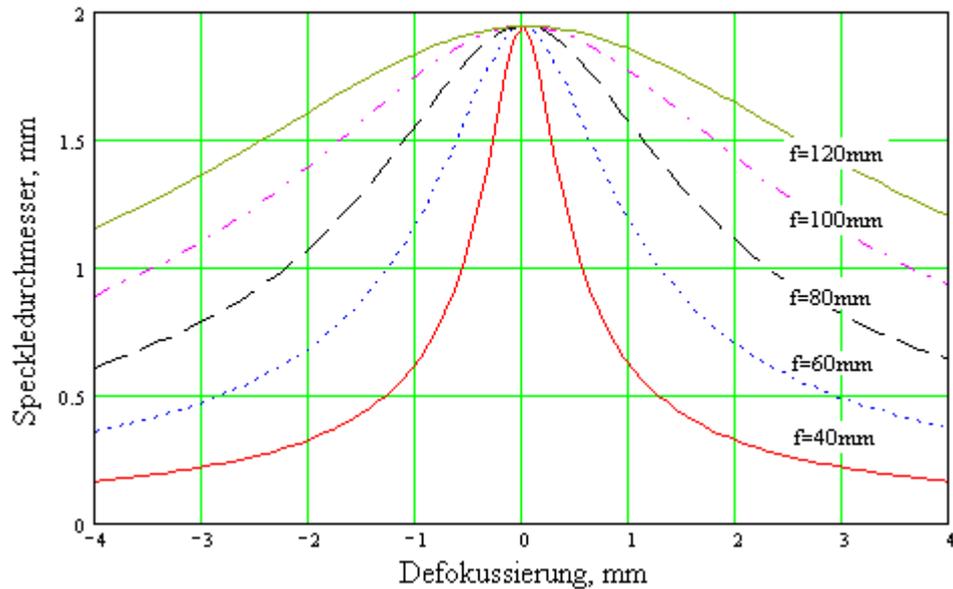


Abbildung 4.10: Ergebnisse der Rechnersimulation

Der Sonderfall, der durch die Gleichung (4.38) beschrieben wird, kommt in Abbildung 4.10 deutlich zum Ausdruck. Bei der Gültigkeit der Beziehung $L_{z1} = f$ ist die Unabhängigkeit des Speckledurchmessers von der Brennweite der Abbildungsoptik gegeben. Die mittlere Specklegröße ist dann genau $\Delta s = 2 \cdot w_0 = 1.92 \text{ mm}$.

Die Ergebnisse der Rechnersimulation können auch experimentell bestätigt werden, wenn eine CCD Kamera in der Aufnahmeebene (Abbildung 4.9) positioniert wird. Bei jeder Positionsänderung der Messoberfläche in z Richtung erfolgten entsprechende Aufnahmen des Specklebildes. Bei einer Nachbearbeitung wurde die 2-D Autokorrelationsfunktion berechnet und die mittlere Specklegröße im Bild bestimmt. Das Ergebnis für die Abbildungslinse mit der Brennweite von 40 mm ist in Abbildung 4.11 zu sehen.

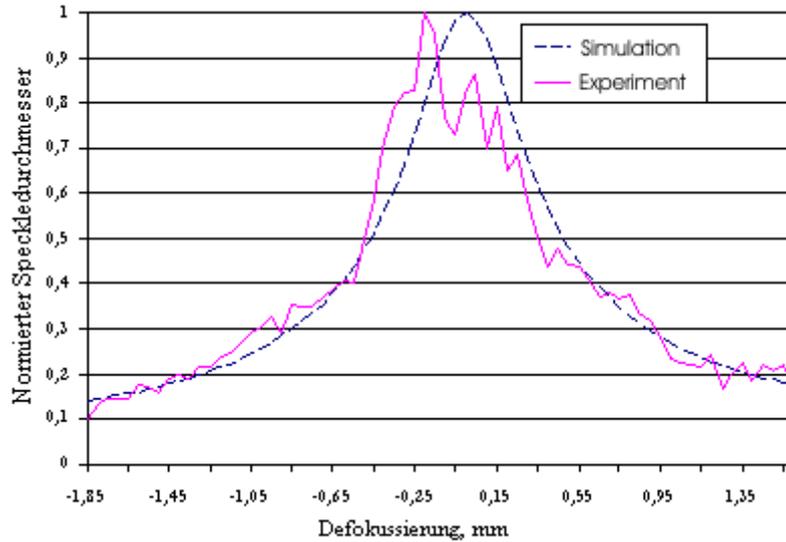


Abbildung 4.11: Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten Specklegröße

Die experimentell ermittelte Kurve korreliert mit der berechneten Kurve zu 97%.

4.2.2 Überlagerung des Speckle – Musters mit einer ebenen Welle.

Es wird der Fall betrachtet, in dem die Überlagerung einer ebenen Welle mit nur einem Speckle des Specklefeldes stattfindet. Da die Speckle - Definition im Kapitel 4.2.1 auf der Kohärenztheorie basiert und die mittlere Specklegröße als eine Lösung der Gleichung für die normierte Kohärenzfunktion bestimmt wird, kann man wieder zu den Vorstellungen der Interferenzbildung aus dem Kapitel 4.1 zurückkehren. Die Gleichung (4.17) für die Gesamtintensität eines Interferenzbildes wird wie folgt umgeschrieben:

$$I \cong A_{EW}^2 + A_S^2 + 2 \cdot A_{EW} \cdot A_S \cdot \cos(\delta_{EW} - \delta_S) \quad (4.39)$$

Dabei stehen A_{EW} , δ_{EW} für die Amplitude und Phase der ebenen Welle und A_S , δ_S für die Amplitude und Phase eines Speckle. Die resultierende Intensität nach Gleichung (4.39) wird von einem Photoempfänger in einen elektrischen Strom umgewandelt. Eine praktische Realisierung dieser Gleichung für interferometrische Messungen ist streng genommen nur für eine Objektposition möglich, da sich die mittlere Specklegröße mit der Objektbewegung ändert. Dadurch fallen mehr als ein Speckle in die Eintrittspupille des optischen System. Die aufgenommene Leistung wird somit auf alle diese Speckle verteilt, wobei jedes der Speckle eine zufällige Amplitude und Phase besitzt. Die Speckle - Statistik wurde ausführlich in [42] behandelt.

Eine Grundlage dafür bildet die Vorstellung der streuenden Oberfläche als eine Gruppe von N Punktlichtquellen wobei $N \rightarrow \infty$. Es wurde angenommen, dass :

- Die Amplituden und Phasen der einzelnen Punktlichtquellen statistisch voneinander unabhängig sind,
- Die Phasen der einzelnen Punktlichtquellen eine Gleichverteilung im Intervall $[-\pi, \pi]$ besitzen.

Aus diesen Bedingungen ergeben sich die statistischen Eigenschaften der Speckle in einem Specklefeld, wobei in [42] gezeigt wurde, dass die Gleichverteilung für die Phasen der Speckle beibehalten wird. Die Überlagerung mehrerer Speckle mit einer Referenzwelle hat somit zufolge, dass nach der Integration durch eine Photodiode mehrere statistisch voneinander unabhängige Strombeiträge entstehen. Zu Analyse solcher Vorgänge kann die Aufnahmeebene des optischen Systems auf $M=N_x \times N_y$ unabhängige Zellen aufgeteilt werden, wie es in Abbildung 4.12 gezeigt ist. Die Intensität und die Phase innerhalb jeder Zelle werden als konstant angenommen.

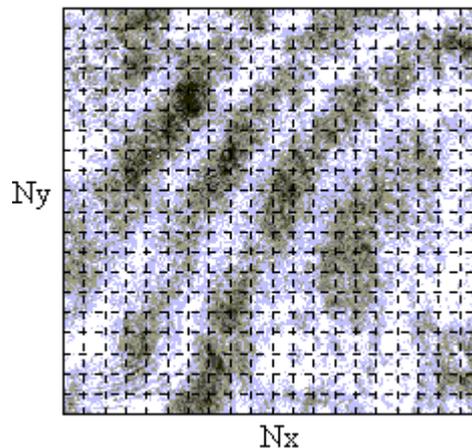


Abbildung 4.12: Überlagerung des Speckle – Musters mit einer ebenen Welle

Die gemessene Lichtintensität ergibt sich dann aus einer Summe der Beträge jeder Zelle.

$$I_{\Sigma} \cong \sum_{j=1}^M \left[A_{EW,j}^2 + A_{S,j}^2 + 2 \cdot A_{EW,j} \cdot A_{S,j} \cdot \cos(\delta_{EW,j} - \delta_{S,j}) \right] \quad (4.40)$$

Da die Amplituden und Phasen jedes Speckle die Zufallsvariablen darstellen, werden die Gesamtintensität und die mittlere Phase des Specklefeldes durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen beschrieben. Für praktische Anwendungen bringt aber auch eine numerische Simulation nach dem in Abbildung 4.12 dargestellten Ansatz die ausreichende

Genauigkeit [41]. Es ist davon auszugehen, dass aufgrund der Defokussierung mehr als ein Speckle zu Überlagerung mit einer ebenen Welle kommt. Es wurde eine Rechnersimulation durchgeführt, bei der von zwei Speckle ausgegangen wurde, deren Phasenlagen Gleichverteilungen aufwiesen. Die Wahrscheinlichkeit, mit der sich eine Auslöschung des Ausgangssignals der Photodiode ergeben wird, wenn gleichzeitig zwei Speckle unterschiedlicher Intensitäten in die Eintrittspupille fallen, ist in Abbildung 4.13 zu sehen und in Abhängigkeit von den Intensitätsverhältnissen beider Speckle dargestellt. Als ein Schwellenwert wurde der Amplitudenabfall um 20 % genommen.

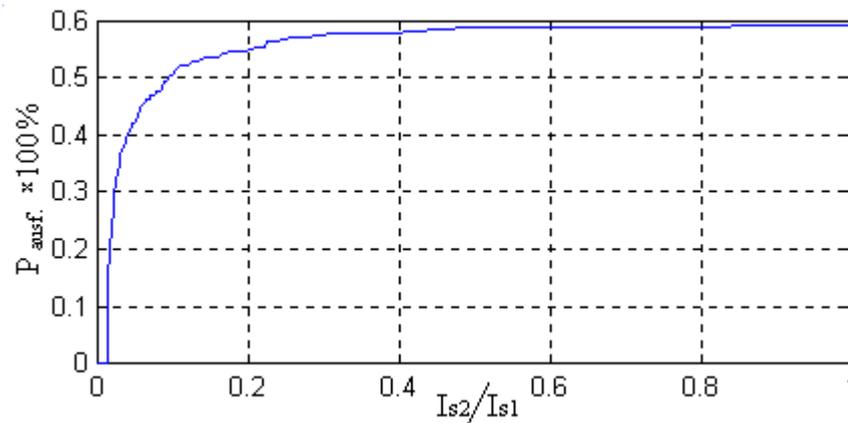


Abbildung 4.13: Wahrscheinlichkeit der Auslöschung eines Interferenzbildes bei der Intensitätszunahme eines zweiten Speckle

Bei $I_{s2}/I_{s1} = 0$ kommt nur ein Speckle zur Überlagerung und bei $I_{s2}/I_{s1} = 1$ haben beide Speckle gleiche Intensitäten. Es ist leicht zu sehen, dass die steigende Intensität des zweiten Speckle I_{s2} zu einer steigenden Wahrscheinlichkeit der Signalausfälle führt. Das ist leicht zu erklären, wenn man bedenkt, dass die Amplitude des Wechselsignals (Gleichungen (4.39), (4.40)) nicht nur durch Speckle – Intensitäten, sondern auch durch das Phasenverhältnis zwischen den Speckle bestimmt wird. Mit steigender Intensität des zweiten Speckle nimmt auch der Einfluss der Phase dieses Speckle zu und das kann wiederum zu einer Auslöschung des Wechselanteils führen. Wie in [44] gezeigt wird, lässt die Empfindlichkeit mit Anzahl der Speckle nach, wenn die Integration über mehrere Speckle erfolgt (z.B. 100 Speckle).

4.3 Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurde auf die Begriffe der interferometrischen Technik eingegangen, die für diese Arbeit von großer Wichtigkeit sind. Definitionen der Kohärenz und der Jones – Vektoren sind in Abschnitt 4.1 gegeben. Mit Hilfe der Kohärenztheorie war es möglich, bei der Betrachtung der Eigenschaften des gestreuten Lichtes und des Speckle – Effektes an die Gleichungen dieses Abschnittes anzuknüpfen. Als erstes wurde der einfache Fall der freien Speckleausbreitung betrachtet. Die gleiche Vorgehensweise wurde bei der Betrachtung der Speckleabbildung (subjektive Speckle) angewendet. Die theoretischen Darlegungen sind durch die experimentell ermittelten Ergebnisse und die Rechnersimulation unterstützt. Es wurde eine Aussage zur Signalstabilität der interferometrischen Messungen mit Speckle getroffen. Die Ergebnisse aus diesem Kapitel werden bei der Beschreibung des Planspiegelinterferometers im nächsten Kapitel herangezogen.

5. Polarisationsoptischer Interferometeraufbau

5.1 Entstehung des Interferenzbildes

Der Grundaufbau des Planspiegelinterferometers nach Abbildung 5.1 ist in [49] beschrieben.

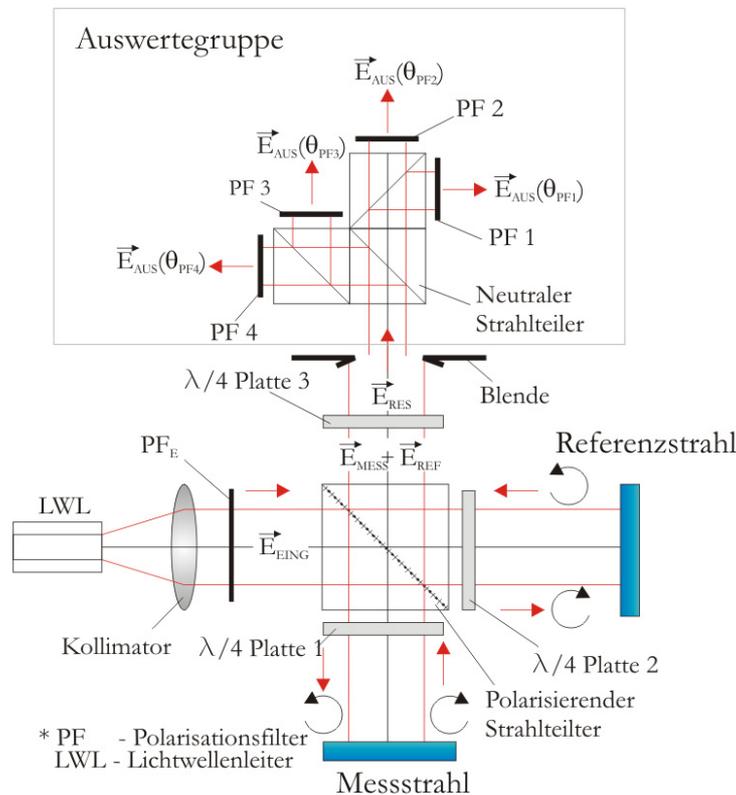


Abbildung 5.1: Grundaufbau des Planspiegelinterferometers

Der über einen Lichtwellenleiter eingekoppelte linearpolarisierte Laserstrahl, dessen Polarisationsrichtung durch das Polarisationsfilter PF_E bestimmt wird, trifft auf den polarisierenden Teilerwürfel und wird in Meß – und Referenzstrahl geteilt. Um das Zustandekommen der Interferenz mathematisch beschreiben zu können, definieren wir ein Koordinatensystem, in dem diese Beschreibung erfolgen soll. Dabei gelten folgende Voraussetzungen:

- Die Meß - und Referenzspiegel stehen senkrecht zueinander
- Die Krümmung der Wellenfronten kann vernachlässigt werden

In Abbildung 5.2 ist das gewählte kartesische Koordinatensystem dargestellt. Die Z – Achse zeigt in die Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahles. Es wird davon ausgegangen, dass die Funktionsachsen der Bauelemente mit den X und Y Achsen zusammenfallen. Anderenfalls ist die Eingabe eines Winkels θ erforderlich.

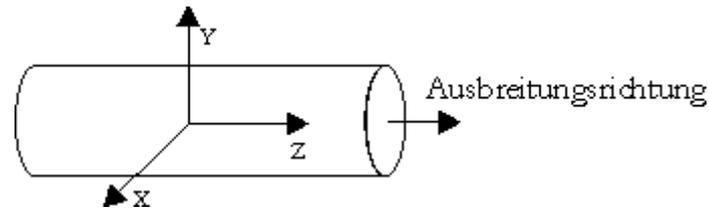


Abbildung 5.2: Das Koordinatensystem der Strahlausbreitung

In der nachfolgenden Tabelle sind die Bauteilmatrizen der idealen Funktionselemente angegeben.

Tabelle 5.1 Bauteilmatrizen idealer optischer Funktionselemente

Funktionselement	Ideale Matrix
Polarisierender Strahlteiler (Y - Ebene) 	$B_{PTW_Y} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Polarisierender Strahlteiler (X - Ebene) 	$B_{PTW_X} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
$\lambda/4$ Platte 	$B_{\lambda/4}(\theta) = \sqrt{2} \cdot \begin{bmatrix} 0.5 + i \cdot (0.5 - \sin^2(\theta)) & i \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) \\ i \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) & 0.5 - i \cdot (0.5 - \sin^2(\theta)) \end{bmatrix}$
Spiegel 	$B_{SP} = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Polarisationsfilter 	$B_{PF}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos^2(\theta) & \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) \\ \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) & \sin^2(\theta) \end{bmatrix}$
Neutraler Strahlteiler 	$B_{NTW} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

Der ankommende Laserstrahl wird vom Polarisationsfilter PF_E polarisiert und kann durch einen Jonesvektor (Kapitel 4) beschrieben werden:

$$\vec{E}_{EING} = \begin{bmatrix} A_x \cdot e^{i \cdot \delta_E} \\ A_y \cdot e^{i \cdot \delta_E} \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Der Strahl ist somit linearpolarisiert ($\delta_{x,y} = \delta_E - \delta_E = 0$). Das Teilungsverhältnis zwischen dem Messstrahl und dem Referenzstrahl wird durch die Einstellung der Polarisationsrichtung des PF_E

Filters festgelegt, die das Verhältnis $K_{xy} = A_x/A_y$ bestimmt. Die X Komponente des Vektors \vec{E}_{EING} wird vom polarisierenden Strahlteiler in den Messarm abgelenkt. Die $\lambda/4$ Platte 1 erzeugt nach dem ersten Durchgang des Messtrahls zirkularpolarisiertes Licht. Durch die Reflexion des Messtrahls am Messspiegel ist die Polarisations Ebene des Messtrahls nach dem zweiten Durchgang durch die $\lambda/4$ Platte 1 um 90° in die Y – Ebene gedreht. In dieser Polarisation kann der Messtrahl die polarisierende Teilerschicht vollständig passieren. Die Phasenänderung dieses Teilstrahles ist dabei proportional der Messarmlänge L_{mess} :

$$\delta_{mess} = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot L_{mess} \quad (5.2)$$

Die Y Komponente des Vektors \vec{E}_{EING} wird im polarisierenden Strahlteiler in den Referenzstrahl durchgelassen. Die polarisationsoptische Behandlung des Referenzstrahls gleicht der des Messtrahls. Nach Rückkehr zur Teilerschicht ist die lineare Polarisation des Referenzstrahls um 90° in die X-Ebene gedreht und der Strahl wird an der polarisierenden Teilerschicht vollständig reflektiert. Für einen Referenzarm der Länge L_{ref} ist die Phasenänderung dieses Teilstrahls :

$$\delta_{ref} = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot L_{ref} \quad (5.3)$$

Wie im Kapitel 3.1 beschrieben, kann man die Teilvektoren vor der $\lambda/4$ Platte 3 analytisch durch eine Multiplikation des Eigengansvektors \vec{E}_{EING} mit den Jonesmatrizen der Bauteile darstellen.

$$\vec{E}_{mess} = B_{PTW_Y} \cdot B_{\lambda/4} \left(-\frac{\pi}{4} \right) \cdot B_{SP} \cdot B_{\lambda/4} \left(\frac{\pi}{4} \right) \cdot B_{PTW_X} \cdot \vec{E}_{EING} \quad (5.4)$$

$$\vec{E}_{ref} = B_{PTW_X} \cdot B_{\lambda/4} \left(-\frac{\pi}{4} \right) \cdot B_{SP} \cdot B_{\lambda/4} \left(\frac{\pi}{4} \right) \cdot B_{PTW_Y} \cdot \vec{E}_{EING} \quad (5.5)$$

Nach der Multiplikation ergeben sich folgende Vektoren:

$$\vec{E}_{mess} = \begin{bmatrix} 0 \\ A_x \cdot e^{i \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \delta_E + \delta_{mess} \right]} \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

$$\vec{E}_{ref} = \begin{bmatrix} -A_y \cdot e^{i \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \delta_E + \delta_{ref} \right]} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Es kommt somit vor der $\lambda/4$ Platte 3 zur Überlagerung zweier orthogonal zueinander linearpolarisierter Strahlen. Wie im Kapitel 3.1 gezeigt, sind solche Strahlen nicht interferenzfähig. Die $\lambda/4$ Platte 3 wird deshalb so eingestellt, dass aus beiden linearpolarisierten Strahlen ein links und ein rechts zirkularpolarisierter Strahl entstehen. Man berechnet den resultierenden Jonesvektor nach der $\lambda/4$ Platte 3 analog zu (5.4), (5.5), wobei die Vektoren \vec{E}_{mess} und \vec{E}_{ref} nach dem Superpositionsprinzip (Kapitel 4.1) zusammengefasst werden können.

$$\vec{E}_{res} = B_{\lambda/4} \left(\frac{\pi}{4} \right) \cdot (\vec{E}_{mess} + \vec{E}_{ref}) \quad (5.8)$$

Die Substitution der Gleichungen (5.6), (5.7) in (5.8) ergibt :

$$\vec{E}_{res} = \begin{bmatrix} -A_y \cdot e^{i \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \delta_E + \delta_{ref} \right]} + A_x \cdot e^{i \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \delta_E + \delta_{mess} \right]} \\ A_y \cdot e^{i \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \delta_E + \delta_{ref} \right]} + A_x \cdot e^{i \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \delta_E + \delta_{mess} \right]} \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (5.9)$$

Um die Darstellung an dieser Stelle zu vereinfachen, nehmen wir an, dass gilt : $A_x = A_y = 1$. Dann lässt sich der Vektor \vec{E}_{res} durch die folgende Gleichung ausdrücken :

$$\vec{E}_{res} = \begin{bmatrix} -\sin \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\delta_{mess} - \delta_{ref}}{2} \right) \cdot e^{i \cdot \left[\delta_E + \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_{mess} + \delta_{ref}}{2} \right]} \\ \cos \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\delta_{mess} - \delta_{ref}}{2} \right) \cdot e^{i \cdot \left[\delta_E + \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_{mess} + \delta_{ref}}{2} \right]} \end{bmatrix} \cdot \sqrt{2} \quad (5.10)$$

In diesem Sonderfall wird eine wichtige Eigenschaft des Vektors \vec{E}_{res} deutlich. Dieser Vektor beschreibt einen linear polarisierten Lichtstrahl, dessen Polarisationsrichtung von der Phasendifferenz zwischen dem Mess – und Referenzstrahl direkt abhängt. Wir definieren diese Phasendifferenz wie folgt:

$$\Delta\delta = \delta_{mess} - \delta_{ref} = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot (L_{mess} - L_{ref}). \quad (5.11)$$

In Abbildung 5.3 ist die Abhängigkeit der Polarisationsrichtung des resultierenden Strahles von der Phasendifferenz der Vektoren \vec{E}_{mess} und \vec{E}_{ref} dargestellt.

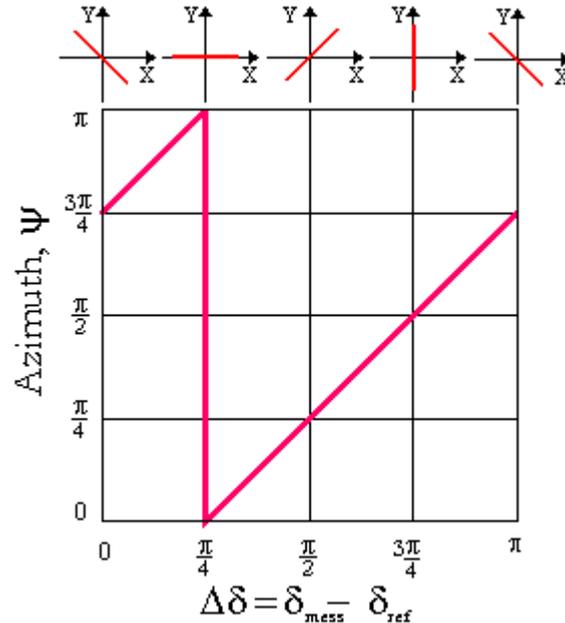


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Polarisationsrichtung von der Phasendifferenz zwischen den Vektoren \vec{E}_{mess} und \vec{E}_{ref} .

Durch die $\lambda/4$ Platte 3 wird die Interferenzfähigkeit der Mess- und Referenzstrahlen hergestellt. Das Ergebnis der Interferenz ist aufgrund der vorausgesetzten Orthogonalität der Strahlen ein streifenfreies Interferenzbild. Eine Auswertung dieser Erscheinung erfolgt in der optischen Auswertegruppe (Abbildung 5.1). Der Strahl wird in 4 Teilstrahlen aufgeteilt. Die Wirkung der neutralen Strahlteiler wird vorerst als ideal angenommen (Tabelle 5.1). Alle ausgehende Teilstrahlen lassen sich dann mit nur einem Vektor \vec{E}_{Aus} beschreiben, der eine Funktion des Winkels der Polarisationsachse des Filters zur X-Achse darstellt.

$$\vec{E}_{Aus}(\theta_{PF}) = B_{PF}(\theta_{PF}) \cdot \vec{E}_{res} \quad (5.12)$$

Die normierte Intensität erhält man nach der Substitution der Gleichung (5.12) in (11.13):

$$I_{Aus}(\theta_{PF}) = 1 + \cos(\Delta\delta - 2 \cdot \theta_{PF}) \quad (5.13)$$

In Abbildung 5.4 sind die Kurven der Ausgangsintensitäten als Funktion der Phasendifferenz zwischen dem Messstrahl und dem Referenzstrahl bei unterschiedlichen Winkeln der Polarisationsfilter dargestellt. Es ist leicht zu sehen, dass jede Drehung eines Polarisationsfilters um $\pi/4$ eine Phasenverschiebung des jeweiligen Interferenzbildes um $\pi/2$ erzeugt.

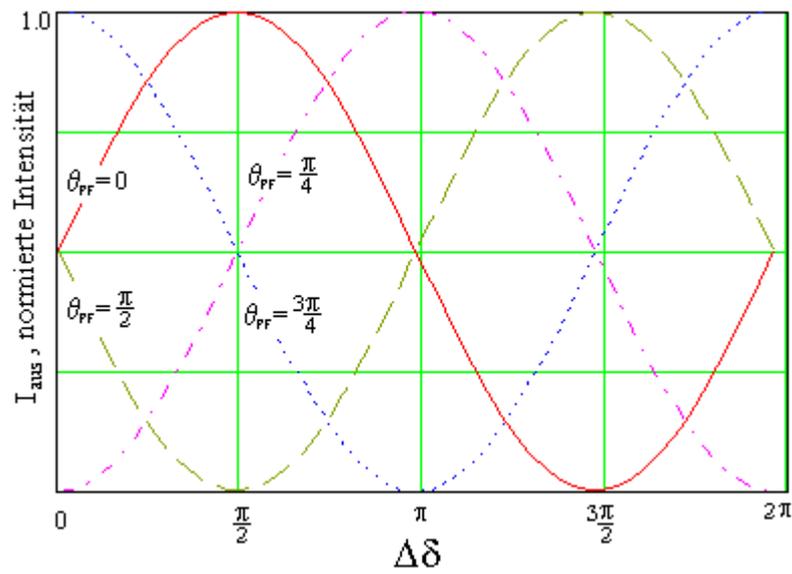


Abbildung 5.4: Normierte Intensitätsverläufe an den Interferometerausgängen.

Nehmen wir jetzt an, dass folgendes gilt: $A_x \neq A_y, A_x < A_y$. Die bereits eingeführte Variable K_{xy} zur Darstellung der Amplitudenverhältnisse zwischen dem Messarm und dem Referenzarm im Interferometer ist dann im Bereich $0 < K_{xy} < 1$ definiert und die Gleichung (5.13) lässt sich folgendermaßen umschreiben :

$$I_{Aus}(\theta_{PF}) = 0.5 \cdot (1 + K_{xy}^2) + K_{xy} \cdot \cos(\Delta\delta - 2 \cdot \theta_{PF}) \quad (5.14)$$

Diese Beziehung stellt einen verallgemeinerten Ausdruck für die Ausgangsintensität dar.

Nach den Polarisationsfiltern PF1 – PF4 werden Photodioden positioniert. Der Photodiodenstrom ist der Intensität des einfallenden Strahls direkt proportional.

$$i_d = k_d \cdot I \quad (5.15)$$

Es lassen sich vier Gleichungen aufstellen, die die Photodiodenströme nach der optoelektrischen Wandlung der Teilstrahlen (Jonesvektoren $\vec{E}_{Aus}(0)$, $\vec{E}_{Aus}(\pi/4)$, $\vec{E}_{Aus}(\pi/2)$, $\vec{E}_{Aus}(3 \cdot \pi/4)$) beschreiben.

$$i_{d1} = i_{const} + i_{wechsel} \cdot \cos(\Delta\delta) \quad (5.16)$$

$$i_{d2} = i_{const} + i_{wechsel} \cdot \cos(\Delta\delta + \pi/2) \quad (5.17)$$

$$i_{d3} = i_{const} + i_{wechsel} \cdot \cos(\Delta\delta + \pi) \quad (5.18)$$

$$i_{d4} = i_{const} + i_{wechsel} \cdot \cos(\Delta\delta + 3 \cdot \pi/2) \quad (5.19)$$

Die Signale i_{d1} , i_{d3} und i_{d2} , i_{d4} haben einen Phasenunterschied von π untereinander. Um die Gleichanteile zu eliminieren, werden sie in der Auswertelektronik voneinander subtrahiert.

$$i_{\cos} = i_{d1} - i_{d3} = 2 \cdot i_{wechsel} \cdot \cos(\Delta\delta) \quad (5.20)$$

$$i_{\sin} = i_{d4} - i_{d2} = 2 \cdot i_{wechsel} \cdot \sin(\Delta\delta) \quad (5.21)$$

In (5.20), (5.21) stellt $\Delta\delta$ die Phasendifferenz zwischen dem Mess und Referenzstrahl dar (5.11). Das Kapitel 6 befasst sich ausführlich mit Fragen der Signalauswertung und Signaldemodulation.

5.2 Betrachtungen der optischen Offsetkompensation

Die Notwendigkeit einer weiteren Verstärkung von Interferometersignalen, besonders bei schwach reflektierenden Messoberflächen, stellt sehr hohe Anforderungen an die Offsetkompensation in den Ausgangssignalen der Einfrequenzinterferometrie. Die optische Offsetkompensation ist deshalb einer der Eckpunkte dieser Interferometeranordnung. Die Ausgangssignale sind nach einer Differenzbildung laut Gleichungen (5.20), (5.21) offsetfrei. Die Abweichungen der realen Bauteilmatrizen von den idealen Voraussetzungen führen zu notwendigen Korrekturen in der Gleichung (5.14) und demnach zu einer Abweichung vom dargestellten Idealbild. Im Gegensatz zum Offset der elektronischen Bauelemente, dessen Änderungen während der Messung vorerst als gering eingestuft werden, kann eine Änderung der optischen Gleichanteile in (5.14) auch während einer Messung stattfinden.

Es können folgende Ursachen für eine Offsetveränderung in den Ausgangssignalen (Gleichungen (5.16) - (5.19)) unterschieden werden:

- Intensitätsschwankungen der Laserquelle
- Intensitätsänderungen im Messarm des Interferometers aufgrund der unterschiedlichen Reflexionseigenschaften des Messobjektes.

Kurzzeitige Änderung der Ausgangsintensität einer Laserquelle sind auf die Instabilität der Laserfrequenz zurückzuführen. Bei einem stabilisierten He-Ne Laser liegen die Schwankungen unter 5 %. Eine Messung an Oberflächen unterschiedlicher Reflexionen führt im Gegensatz dazu jedoch zu wesentlich größeren Änderungen der Intensität.

Man muss im ungünstigsten Falle davon ausgehen, dass der Messstrahl von der Messoberfläche nahezu vollständig absorbiert bzw. zerstreut werden kann.

Die vorgestellten Berechnungen des Kapitels 5.1 erklären die Funktionsweise des Interferometers mit Hilfe idealer Bauteilmatrizen. Zu einer Analyse der realen Bedingungen muss der Einfluss folgender realer Parameter gezeigt werden:

- Nicht ideale Einstellung bzw. Fertigungsabweichung der $\lambda/4$ Platte 3
- Teilweise polarisierende Wirkung der polarisationsneutralen Strahlteiler

Wir führen einen Winkel in die (5.8) ein, der die Einstellung der $\lambda/4$ Platte 3 beschreibt.

$$\vec{E}_{res} = B_{\lambda/4}(\theta_{\lambda/4}) \cdot (\vec{E}_{mess} + \vec{E}_{ref}) \quad (5.22)$$

Das Ergebnis der Multiplikation (5.8) wird symbolisch bis auf den Multiplikator $-\exp(i \cdot \delta_E) / \sqrt{2}$ als eine Superposition der drei Vektoren dargestellt.

$$\vec{E}_{res} = \begin{bmatrix} A_y \cdot e^{i[\frac{\pi}{2} + \delta_{ref}]} \\ A_y \cdot \sin(2 \cdot \theta_{\lambda/4}) \cdot e^{i[\pi + \delta_{ref}]} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_x \cdot \sin(2 \cdot \theta_{\lambda/4}) \cdot e^{i[\delta_{mess}]} \\ -A_x \cdot e^{i[\frac{\pi}{2} + \delta_{mess}]} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_y \cdot \cos(2 \cdot \theta_{\lambda/4}) \cdot e^{i[\pi + \delta_{ref}]} \\ A_x \cdot \cos(2 \cdot \theta_{\lambda/4}) \cdot e^{i[\pi + \delta_{mess}]} \end{bmatrix} \quad (5.23)$$

Die Analyse der Gleichung (5.23) zeigt, dass der Vektor \vec{E}_{res} bei allen Winkeln $\theta_{\lambda/4} \neq \pi/4$ durch die Superposition elliptisch polarisierter Lichtstrahlen gebildet wird. Die ersten zwei Glieder der Gleichung beschreiben elliptischpolarisierte Lichtstrahlen mit unterschiedlichen Azimuten und das dritte Glied beschreibt einen Lichtstrahl, dessen Elliptizität von der Phasendifferenz $\Delta\delta$ (Gleichung (5.11)) abhängt. Wir berechnen jetzt die Ausgangsintensität $I_{Aus}(\theta_{PF})$ für $\theta_{PF} = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ und stellen die Gleichungen für die Intensitätsgleichanteile ohne Berücksichtigung der Wechselanteile auf:

$$I_{Aus_CONST}(0) = 0.5 \cdot (A_y^2 \cdot (1 + \cos(2 \cdot \theta_{\lambda/4}))^2 + A_x^2 \cdot \sin(2 \cdot \theta_{\lambda/4})^2) \quad (5.24)$$

$$I_{Aus_CONST}(\pi/2) = 0.5 \cdot (A_x^2 \cdot (1 + \cos(2 \cdot \theta_{\lambda/4}))^2 + A_y^2 \cdot \sin(2 \cdot \theta_{\lambda/4})^2) \quad (5.25)$$

$$I_{Aus_CONST}(\pi/4) = 0.5 \cdot \left(0.5 \cdot A_y^2 + 1.5 \cdot A_x^2 + (A_y^2 - A_x^2) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} + 2 \cdot \theta_{\lambda/4}\right)^2 \right) \quad (5.26)$$

$$I_{Aus_CONST}(3\pi/4) = 0.5 \cdot \left(1.5 \cdot A_y^2 + 0.5 \cdot A_x^2 + (A_x^2 - A_y^2) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} + 2 \cdot \theta_{\lambda/4}\right)^2 \right) \quad (5.27)$$

Wie aus den Gleichungen (5.24) - (5.27) zu sehen ist, stellt der Gleichanteil der Ausgangsintensität bei $\theta_{\lambda/4} \neq \pi/4$ an allen Ausgängen eine nichtlineare und untereinander ungleiche Funktion dar. Im Folgenden wird der Einfluss der neutralen Bauelemente in die Betrachtungen mit einbezogen.

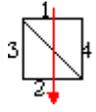
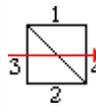
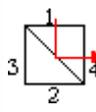
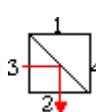
Wie Abbildung 5.1 zeigt, gelangt der mit dem Vektor \vec{E}_{res} beschriebene Lichtstrahl erst nach einer Aufteilung durch die neutralen Strahlteiler zu den Photoempfängern. Wir nehmen jetzt an, dass mit der folgenden Jones Matrix jeder reale polarisationsneutrale Strahlteiler beschrieben werden kann.

$$B_{NTW} = \begin{bmatrix} B_X \cdot \exp(i \cdot \delta_{NTW}) & 0 \\ 0 & B_Y \cdot \exp(-i \cdot \delta_{NTW}) \end{bmatrix} \quad (5.28)$$

Bei $B_X \neq B_Y$ führt die Multiplikation $B_{NTW} \cdot \vec{E}_{res}$ zu einer weiteren Veränderung der Azimute von allen Gliedern der Gleichung (5.23). In dem Fall, dass das dritte Glied dieser Gleichung vernachlässigt werden kann ($\theta \approx \pi/4$), gleicht die Wirkung des neutralen Strahlteilers einer Fehleinstellung der $\lambda/4$ Platte 3. Deshalb muss die Justage jeder $\lambda/4$ Platte 3 in Zusammenhang mit der optischen Auswertegruppe betrachtet werden. Da der mathematische Ausdruck für eine komplette Gleichung zu komplex wird, führen wir die Analyse mit Hilfe der Rechnersimulation durch. Dazu werden reale Bauteilmatrizen genommen, die mit einem RPA2000/IS-POLAR© von Instrument Systems GmbH ermittelt sind.

Untersuchungen zeigen, dass jeder neutrale Strahlteiler vollständig mit vier Bauteilmatrizen B_{12} , B_{14} , B_{34} , B_{32} beschrieben werden kann. Die Jones Matrizen eines typischen neutralen Strahlteiles sind in der Tabelle 5.2 dargestellt.

Tabelle 5.2: Jones Matrizen eines typischen neutralen Strahlteilers

Strahlrichtung	Jones Matrix
	$B_{12} = \begin{bmatrix} 0,96 \cdot \exp\left(i \cdot \frac{\pi}{25}\right) & 0 \\ 0 & 1,00 \cdot \exp\left(-i \cdot \frac{\pi}{25}\right) \end{bmatrix}$
	$B_{34} = \begin{bmatrix} 0,96 \cdot \exp\left(i \cdot \frac{\pi}{25}\right) & 0 \\ 0 & 1,00 \cdot \exp\left(-i \cdot \frac{\pi}{25}\right) \end{bmatrix}$
	$B_{14} = \begin{bmatrix} 1,00 \cdot \exp\left(-i \cdot \frac{\pi}{2,6}\right) & 0 \\ 0 & 0,93 \cdot \exp\left(i \cdot \frac{\pi}{2,6}\right) \end{bmatrix}$
	$B_{32} = \begin{bmatrix} 1,00 \cdot \exp\left(i \cdot \frac{\pi}{2,1}\right) & 0 \\ 0 & 0,91 \cdot \exp\left(-i \cdot \frac{\pi}{2,1}\right) \end{bmatrix}$

In einer Auswertegruppe aus drei Teilerwürfel sind deshalb bis 48 verschiedene Kombinationen möglich und eine davon ist in Abbildung 5.5 zu sehen.

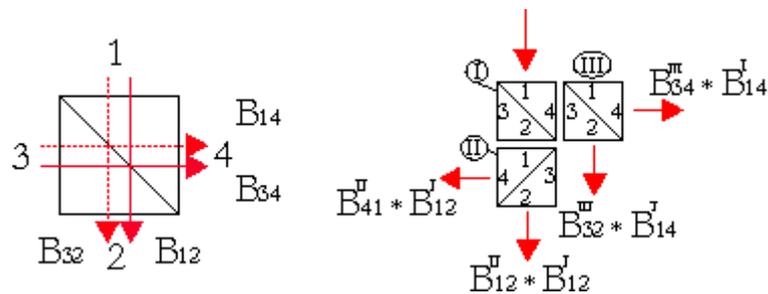


Abbildung 5.5: Zur Beschreibung eines neutralen Strahlteilers

Unterschiedliche Bauteilmatrizen und ihre Kombinationen führen zu abweichenden Polarisationseigenschaften des Lichtes an den Ausgängen der Auswertegruppe. Die Abbildung 5.6 zeigt die Transformation der Elliptizität eines linear polarisierten Strahls durch unterschiedliche Zusammensetzungen der neutralen Teilerwürfel.

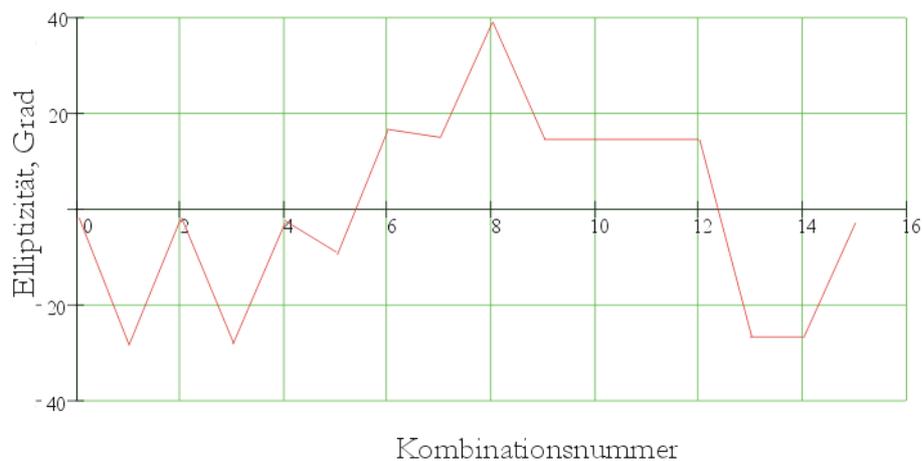


Abbildung 5.6: Unterschiedliche Elliptizität des Lichtes an Interferometerausgängen

Die starken Elliptizitätsunterschiede an den Ausgängen führen zu Unsymmetrien in den Ausgangssignalen des Interferometers. Bei einer Änderung der Strahlintensität im Messarm des Interferometers findet demnach keine symmetrische Änderung der Gleichanteile an den Interferometerausgängen statt. Es wurde bereits im Kapitel 5.1 das Verhältnis der Amplituden von Vektoren der elektrischen Feldstärke in den Interferometerarmen durch K_{xy} beschrieben. Die starken reflexionsbedingten Intensitätsänderungen im Interferometermessarm können deshalb

durch diese Variable definiert werden. Die maximale Reflexion wird bei $K_{xy} = 1$ angenommen und $K_{xy} = 0$ entspricht der vollständigen Auslöschung des Messstrahls an der Objektoberfläche. Die Abbildung 5.7 zeigt eine für diesen Aufbau typische Abhängigkeit der Intensitätsgleichanteile vom Amplitudenverhältnis in Interferometerarmen K_{xy} . Zur Vereinfachung der Darstellung werden die Intensitätsgleichanteile $I_{Aus_CONST}(0) - I_{Aus_CONST}(3\pi/4)$ (Gleichungen (5.24)-(5.27)) als I1 - I4 bezeichnet.

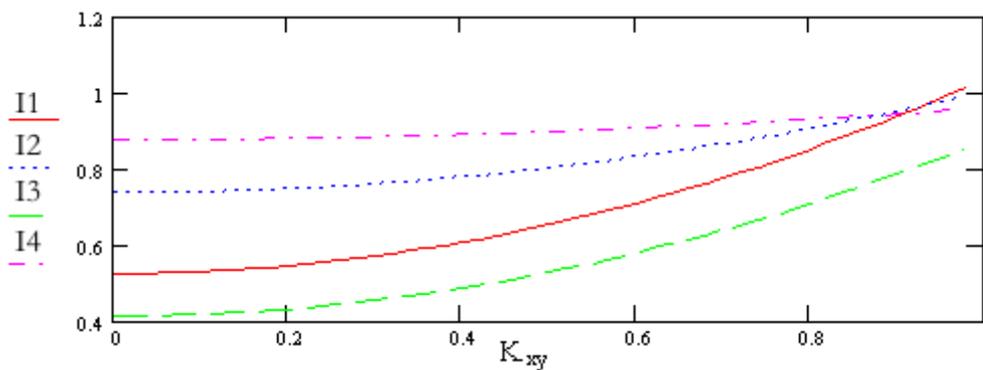


Abbildung 5.7: Änderung der Gleichanteile der Signale als eine Funktion des Amplitudenverhältnisses K_{xy}

Wie in Abbildung 5.7 zu sehen ist, wird eine starke Intensitätsänderung im Messarm eine unsymmetrische Gleichanteilsänderung der Signale an den Ausgängen zufolge haben. Um diesen Effekt zu minimieren kann eine Anpassung der einzelnen Bauelemente zueinander vorgenommen werden. In [50] wurden Untersuchungen zum Auffinden des optimalen Anfangswinkels für die Einstellung von polarisationsoptischen Filter PF1 – PF4 durchgeführt. Eine Optimierung dieser Art ist aufgrund der Vielzahl der Kombinationen sehr aufwendig und kann nicht als die Lösung des Problems für den Fall der berührungslosen Antastung von Oberflächen beliebiger Qualität angesehen werden. Um einen Ausweg aus dieser Problematik zu finden, wird eine andere Lösung für die optische Auswertegruppe vorgeschlagen. Diese Lösung ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Der Strahl \vec{E}_{res} trifft zuerst in einen neutralen Strahlteiler ein, auf den zwei polarisierende Strahlteiler folgen. Die Polarisationsfilter PF1 – PF4 entfallen in dieser Anordnung. Diese Anordnung ist zwar zum Zweck der polarisationsoptischen Auswertung bekannt [19], [90], wurde aber nicht vom Standpunkt der optischen Offsetkompensation betrachtet.

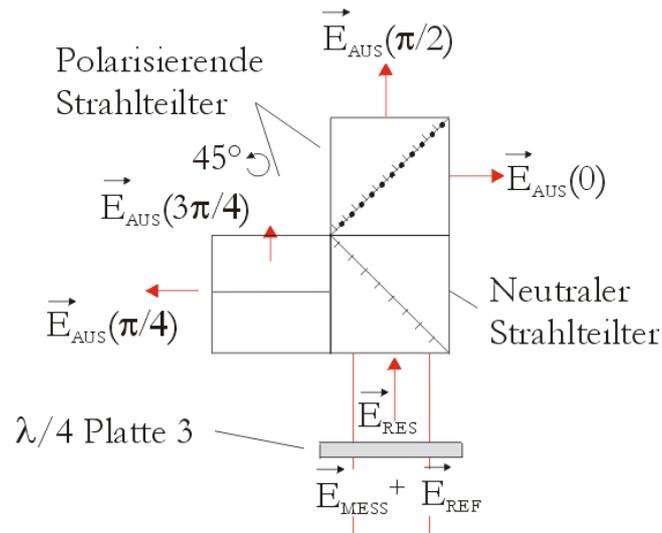


Abbildung 5.8: Die Auswertegruppe mit polarisierenden Strahlteiler

Die Achsen der polarisierenden Teilerwürfel sind in einem Winkel von 90 Grad angeordnet, so dass die Wechselanteile der Intensität in Gegenphase schwingen (Gleichung (5.13)) und deshalb ein Differenzpaar bilden. Die vorliegenden Messergebnisse zeigen, dass sich die Bauteilmatrizen der neutralen Strahlteiler für die ablenkenden Ebene unterscheiden ($B_{14} \neq B_{32}$, Abbildung 5.5). Dieser Unterschied ist auf die Teilerwürfelfertigung zurückzuführen. Ein Teilerwürfel besteht aus zwei einzelnen 90° Prismen, von denen nur eines beschichtet ist. Der abzulenkende Strahl durchläuft zuerst die Kittschicht, wird danach an der Teilerschicht geteilt und geht zum zweiten mal durch die Kittschicht hindurch. Es ist in der Tabelle 5.2 zu sehen, dass die Jones Matrix B_{14} eine Phasenverschiebung in den Vektor \vec{E}_{res} bringt, die deutlicher von π abweicht als die der Matrix B_{32} . Die Elliptizität der ersten zwei Glieder der Gleichung (5.23) nimmt somit ab. Experimentelle Ergebnisse belegen, dass die polarisationsoptische Wirkung der quasi neutralen Bauelemente durch eine bewusste Fehleinstellung der $\lambda/4$ Platte 3 minimiert werden kann. Es lässt sich für diese Auswertegruppe eine Beziehung aufstellen, die in einer verallgemeinerten Form eine Optimierungsvorschrift darstellt.

$$f(\theta_{\lambda/4}, B_{NTW}) = I(\theta_0)_{CONST} - I\left(\theta_0 + \frac{\pi}{2}\right)_{CONST} \rightarrow \min \quad (5.29)$$

Die Gleichung (5.29) zeigt symbolisch eine Minimierung der Differenz der Intensitätsgleichanteile an den Ausgängen eines polarisierenden Teilerwürfels als eine Funktion des eingestellten Winkes

von $\lambda/4$ Platte 3 und der gewählten Jones Matrix eines neutralen Strahlteilers. Die Größe θ_0 steht für einen Anfangswinkel des polarisierenden Teilerwürfels.

Die Abbildung 5.9 zeigt Gleichanteiländerungen der Ausgangsintensität bei einer ideal eingestellten $\lambda/4$ Platte 3 analog zu Abbildung 5.7. Es ist keine Justage vorgenommen worden. Der neutrale Strahlteiler lenkt den Strahl mit der Seite ab, die durch B_{32} beschrieben wird.

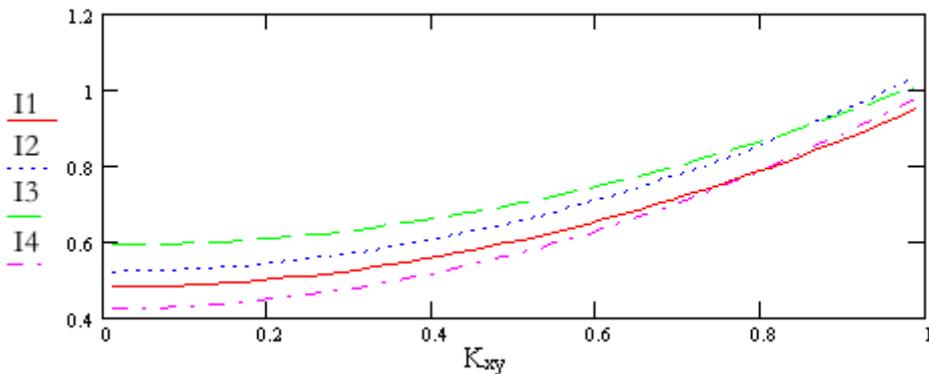


Abbildung 5.9: Änderung der Signalgleichanteile an den Ausgängen bei einer ideal eingestellten $\lambda/4$ Platte 3

Es ist in Abbildung 5.9 zu sehen, dass bei einem abnehmenden Faktor K_{xy} , bzw. immer geringeren Reflexionseigenschaften der Objektoberfläche, eine immer stärker werdende Differenz der Signalgleichanteile an den Interferometerausgängen stattfindet. Die Einstellung der $\lambda/4$ Platte 3 nach dem Optimierungskriterium bringt eine deutliche Verbesserung der Symmetrie im Verlauf der Gleichanteile, wie es in Abbildung 5.10 zu sehen ist.

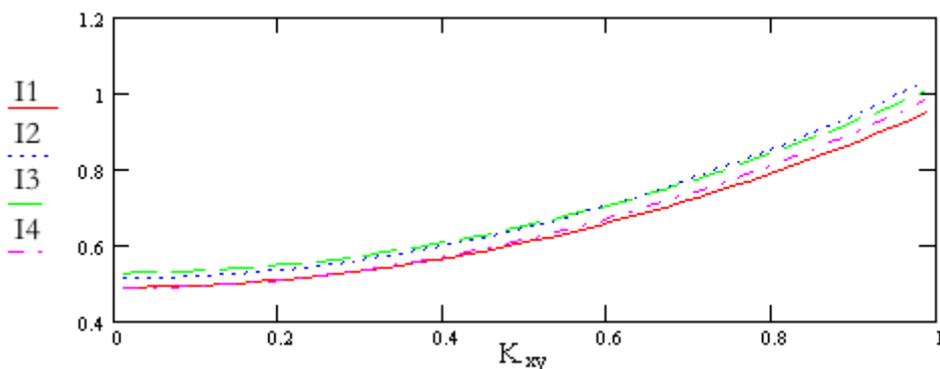


Abbildung 5.10: Änderung der Signalgleichanteile an den Ausgängen nach einer Minimierung laut Gleichung (5.29)

Praktische Messungen zeigen, dass durch die Auswerteanordnung nach Abbildung 5.8 eine Offsetänderung der Differenzsignale über den gesamten Bereich $0 < K_{xy} < 1$ unter 1% gehalten werden kann.

5.3 Aufbaukonzept bei spiegelnden Messoberflächen

Das Planspiegelinterferometer nach Abbildung 5.1 wurde zu Längenmessungen an optisch glatten Oberflächen konzipiert. Der Aufbau eines Sensors zur Schwingungsmessungen an spiegelnden Oberflächen stellt keinen Unterschied dazu dar. Es ist auch möglich, dynamische Messungen mit dieser Anordnung durchzuführen [51]. Die Betrachtungen des Abschnittes 5.2 sollen mitberücksichtigt werden. Der maximale Messbereich einer solchen Anordnung ist nur durch die Kohärenzlänge der Laserstrahlung (Kapitel 4) begrenzt. Die Einsatzmöglichkeiten werden durch die maximale zulässige Verkippung des Messspiegels definiert, die in diesem Abschnitt betrachtet werden.

Bei allen bisher durchgeführten Berechnungen wurde davon ausgegangen, dass die Richtungen der Meß – und Referenzstrahlen am Ausgang des polarisierenden Teilerwürfels zueinander parallel sind. Das ist nur dann möglich, wenn Meß – und Referenzspiegel orthogonal zu den Richtungen der Meß – und Referenzstrahlen stehen. In diesem Fall entsteht nach den Polarisationsfiltern PF1 – PF4 aufgrund der Interferenz zwischen parallelen Wellenfronten ein streifenloses Interferenzbild. Diese Bedingungen sind jedoch praktisch schwer zu realisieren. Das Ergebnis des nicht orthogonalen Auftreffens von Mess– und Referenzstrahlen auf die Meß und Referenzspiegel ist ein Interferenzbild mit Interferenzstreifen. Durch die integrierende Wirkung der Photodioden kann dies zu einer Auslöschung der Signalamplitude führen. Um diesen Effekt zu verringern, ist eine kreisförmige Blende zwischen der $\lambda/4$ Platte 3 und der Auswertegruppe vorhanden (Abbildung 5.1). Die Funktion der Blende ist in diesem Aufbau von entscheidender Bedeutung. Sie verkleinert die Apertur der photoelektrischen Abtastung und definiert gleichzeitig für alle Photoempfänger denselben Punkt des Interferenzbildes als Abtastpunkt, wodurch die Phasenunterschiede der Ausgangssignale (5.16) - (5.19) nur durch die Einstellungen der Polarisationsfilter PF1-PF4 und nicht von der Interferenzstruktur bestimmt werden.

Wir definieren α zur Bezeichnung eines Kippwinkels des Messspiegels gegenüber dem ankommenden Messstrahl. Mit Vergrößerung des Kippwinkels α verringert sich der Streifenabstand im Interferenzbild. Wenn der Streifenabstand kleiner als der Blendendurchmesser wird, integriert der Photoempfänger über eine bzw. mehrere Interferenzordnungen, wodurch die

resultierende Signalamplitude abnimmt. Geht man von ebenen Wellenfronten gleichverteilter Intensität aus, dann wird die Signalamplitude zum ersten Mal Null bei [49] :

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot \arcsin\left(1.22 \cdot \frac{\lambda}{D_{Bl}}\right), \quad (5.30)$$

wobei D_{Bl} der Durchmesser der Blende ist. Dieser Fall darf bei einer Messung nicht eintreten. Aus der Beziehung (5.30) lässt sich die Bedingung für die Dimensionierung des Blendendurchmessers bei einem bekannten maximalen Kippwinkel des Messspiegels ableiten :

$$D_{Bl} = K_s \cdot \left(1.22 \cdot \frac{\lambda}{\sin(2 \cdot \alpha_{\max})}\right) \quad (5.31)$$

Für kleine α gilt $\alpha \approx \sin(\alpha)$. Deshalb wird die Variable K_s ($K_s < 1$) in der Gleichung (5.31) eingeführt, um Bedingungen für die Abschwächung der Ausgangssignalamplitude (Gleichungen (5.16) - (5.19)) festzulegen. Der Blendendurchmesser kann somit bei einer bekannten Verkippung des Messspiegels berechnet werden, wobei durch K_s die zulässige Signalabschwächung ($K_s = 0.1$ entspricht der Abschwächung 10%) berücksichtigt wird. Der Abstand zum Messobjekt wird in dieser Gleichung nicht miteinbezogen. Experimente zeigen, dass bei den Messarmlängen bis zu 500 mm diese Parameter keine wesentliche Rolle spielt. Bei der Modellrechnung in *Matlab (MathWorks Inc.)* wurde allerdings die vollständige Strahlgeometrie parametrisiert. Die Ergebnisse der Computerrechnung sind zusammen mit den Messergebnissen in Abbildung 5.11 dargestellt. Die Signalabschwächung ist bei einem festen Winkel und unterschiedlichen Messarmlängen definiert. In Abbildung ist eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den gemessenen Werten zu sehen.

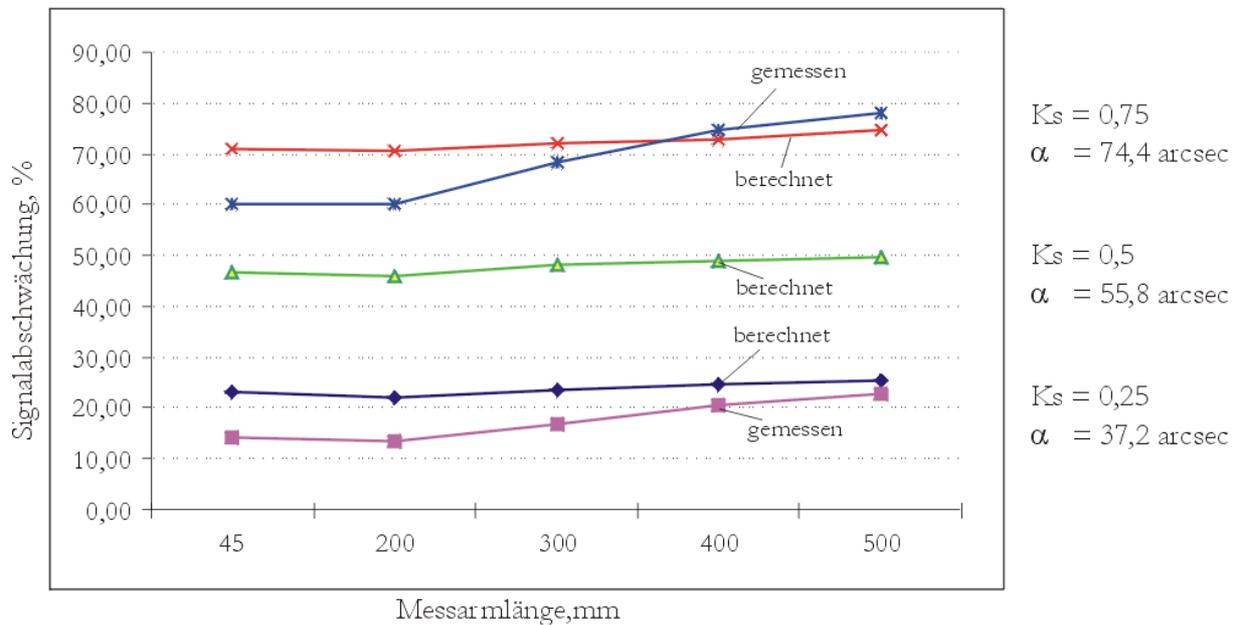


Abbildung 5.11: Abschwächung der Ausgangssignale in Abhängigkeit vom Kippwinkel und von der Messarmlänge

Die gemessenen Winkelwerte für unterschiedliche Blendendurchmesser und Signalabschwächungen sind in Abbildung 5.12 dargestellt.

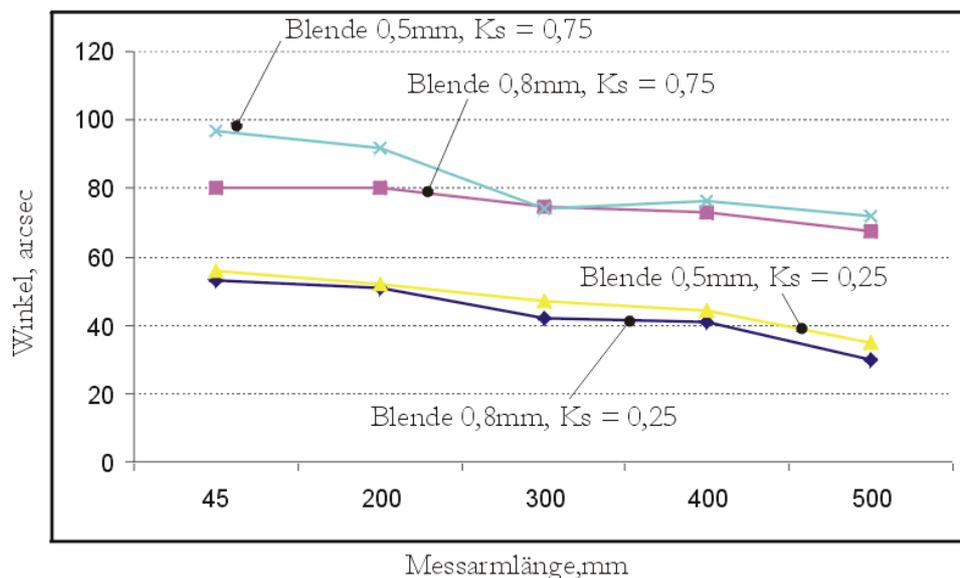


Abbildung 5.12: Maximale Kippwinkel in Abhängigkeit vom Blendendurchmesser und der zugelassenen Signalabschwächung

Die in Abbildung 5.12 dargestellten Kurven zeigen einen deutlicheren Unterschied der Blendewirkung nur bei kleineren Entfernungen zu dem Messobjekt. Bei praktischen Messungen

darf der Blendendurchmesser nicht beliebig verkleinert werden, da sonst die Strahlungsleistung an den Photoempfängern zu gering wird. Bei den grösseren Messarmlängen spielt nicht nur die Verkippung eine Rolle, sondern auch die Veränderung der Signalamplituden aufgrund der ausbreitungsbedingten Intensitätsveränderung des Laserstrahls. Deshalb hat die Gleichung (5.31) nur für kleinere Messarmlängen ihre Gültigkeit. Die genauere Berechnung erhält man nur durch eine vollständige Simulation mit der Berücksichtigung aller Parameter.

5.4 Aufbaukonzept bei rauhen Messoberflächen

Theoretische Betrachtungen zur Antastung optisch rauher Oberflächen sind im Kapitel 4.2 durchgeführt worden. Es wurde bereits gezeigt, dass eine Beleuchtung der Messoberfläche mit einem kohärenten Lichtstrahl zur Speckle - Entstehung führt. Die grundlegenden Interferenzgleichungen können aber angewendet werden, wenn eine Überlagerung der Referenzwelle mit einem einzigen Speckle stattfindet. Gleichung (4.27) beschreibt den Zusammenhang zwischen einer mittleren Specklegröße und dem Abstand zur Messoberfläche, wenn keine Abbildungsoptik vorhanden ist. Die in dieser Gleichung aufgezeigte direkte lineare Abhängigkeit der mittleren Specklegröße von diesem Abstand beschränkt eine mögliche Anwendung des Interferometerkonzeptes nach Abbildung 5.1 nur auf optisch glatte Oberflächen. Das Interferometerkonzept zur Antastung von optisch rauhen Oberflächen ist in Abbildung 5.13 dargestellt.

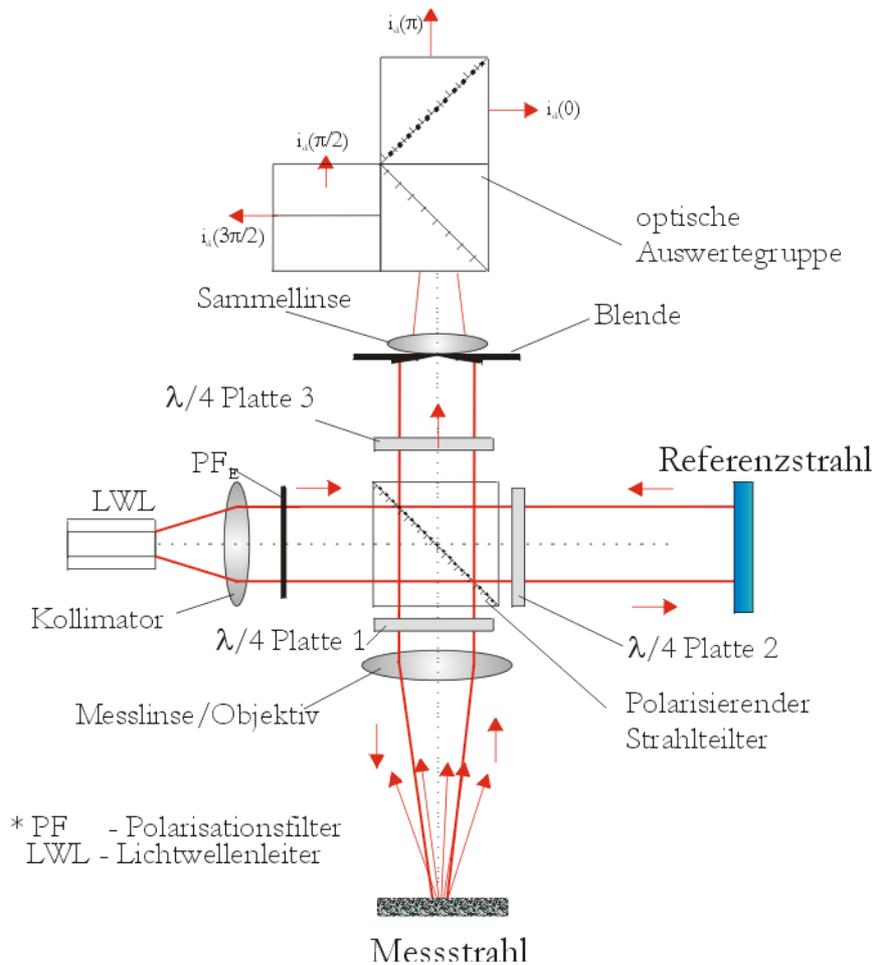


Abbildung 5.13: Interferometeraufbau zur Antastung optisch rauher Oberflächen

Der Messstrahl wird über eine Linse oder ein Objektiv auf die Messoberfläche fokussiert und das entstandene Speckle – Muster wird durch diese Linse wieder abgebildet. Die Blende stellt die Aufnahmeebene für das Speckle – Muster im Interferometer dar. Wie in der Anordnung in Abbildung 5.1 schneidet sie einen kleinen Bereich aus den zur Überlagerung gebrachten Mess - und Referenzstrahlen aus und dient hiermit als ein gemeinsamer Abtastpunkt für alle Kanäle der optischen Auswertegruppe. Im Universalfall wird die Auswertegruppe nach Abbildung 5.8 angewendet. Der Blendendurchmesser wird auf die mittlere Specklegröße abgestimmt. Die Gleichungen (4.33) , (4.35) definieren die Abhängigkeit der Specklegröße von der Kollimatoroptik und demnach von der Strahltaile w_0 des Referenzstrahles. Um eine Justagetoleranz zu gewähren, wird ein Faktor 0.9 in die Gleichung (4.38) zur Berechnung des Blendendurchmessers aufgenommen.

$$D_{Bl} = 1,8 \cdot w_0 \quad (5.32)$$

Bei einem Kerndurchmesser des Monomode-Lichtwellenleiters von $3,7 \mu\text{m}$ erzeugt eine Kollimatorlinse mit der Brennweite $f' = 9 \text{ mm}$ bei idealen Bedingungen eine Taille $w_0 = 0,96 \text{ mm}$. Daraus ergibt sich ein Blendendurchmesser $D_{Bl} = 1,7 \text{ mm}$. Um den Einsatz von kleinflächigen Photoempfängern zu ermöglichen, wird nach der Blende eine Sammellinse angebracht. Man stellt dadurch sicher, dass die abgebildeten Lichtstrahlen immer auf die Photoempfängerfläche gelangen. Eine Verkleinerung des D_{Bl} Wertes bringt eine Verschlechterung des Signal/Rausch Verhältnisses mit sich, weil dadurch ein interferenzfähiger Teil des Speckle – Musters abgeschnitten wird. Durch eine Vergrößerung des Blendendurchmessers wird dieser Parameter nicht erhöht, da zusätzliche Speckle zu Überlagerung kommen und zu einer Auslöschung des Interferenzbildes beitragen (Kapitel 4.2.2). Die Beziehung (5.32) wurde im Kapitel 3 aus der Speckle – Theorie abgeleitet. Diese Abhängigkeit des optimalen Detektordurchmessers von der optischen Systemapertur ist auch in der Laser Doppler Anemometrie als „Antennenbeziehung“ bekannt [52].

Leiten wir die Intensitätsgleichung für diesen Aufbau ab. Die Messoberfläche wird in die Brennebene der Messlinse positioniert. Das Speckle – Muster breitet sich in diesem Fall ohne Veränderungen an der Bildseite der Linse aus (Gleichung (4.34)). Der von der Messoberfläche reflektierte Strahl wird an der Eintrittspupille der Sammellinse gebeugt. Durch diese Beugung ergibt sich die Intensitätsverteilung des Messstrahls am Photoempfänger [35],[42] zu:

$$I_{mess} = I_{o_{mess}} \cdot \left[\frac{2 \cdot J_1 \left(\frac{k \cdot D_{Bl} \cdot r}{f_{SL}} \right)}{\left(\frac{k \cdot D_{Bl} \cdot r}{f_{SL}} \right)} \right]^2 \quad (5.33)$$

Dabei ist f_{SL} die Brennweite der Sammellinse und $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ist die aktuelle Polarkoordinate.

Das erste Intensitätsminimum wird bei

$$r_0 = 0,61 \cdot \frac{\lambda \cdot f_{SL}}{D_{Bl}} \quad (5.34)$$

erreicht [35].

Eine Abbildung des Referenzstrahles mit einer Gaußschen Intensitätsverteilung beschränkt sich auf die Transformation der Strahltaile $w_{ref} = w_0$ zu w_{ref}^t nach den Gleichungen aus dem Anhang 11.2.

$$I_{ref} = I_{o_{ref}} \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{r^2}{w_{ref}^t}\right) \quad (5.35)$$

Die Intensitätsverteilung am Photoempfänger wird deshalb durch die folgende Formel beschrieben, wobei der Krümmungsradius $R_{ref}(z)$ der Wellenfronten und die Rayleighlänge z_R des Referenzstrahles (Anhang 11.2) mitberücksichtigt werden.

$$I(r, \Delta\delta) = I_{mess} + I_{ref} + 2 \cdot \sqrt{I_{mess} \cdot I_{ref}} \cdot \cos\left(\Delta\delta - \frac{k \cdot r^2}{2 \cdot R_{ref}(z)} - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right) \quad (5.36)$$

Da der Blendendurchmesser an die Strahltaile w_0 angepasst ist (Gleichung (5.32)), entspricht die Taille des Referenzstrahles ungefähr dem Radius r_0 (Gleichung (5.34)), wie in Abbildung 5.14 zu sehen ist.

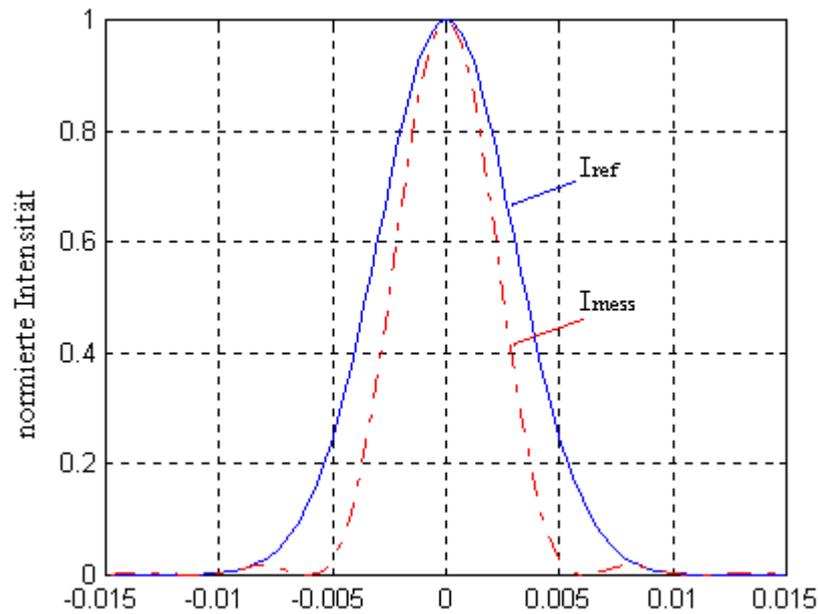


Abbildung 5.14: Intensitätsverteilungen der Interferometerstrahlen am Photoempfänger

Bei einer Sammellinse mit der Brennweite $f_{SL} = 30\text{mm}$ und $w_0 = 0,96\text{mm}$ ergibt sich nach der Transformation des Referenzstrahls eine Taille $w_{ref}^t = 6,2\mu\text{m}$. Die Intensität des abgebildeten Messstrahls wird zu null bei $r_0 = 6\mu\text{m}$ nach Gleichung (5.34), wobei der Blendendurchmesser nach Gleichung (5.32) berechnet wurde. Die beugende Wirkung der Sammellinse kann deshalb vernachlässigt werden.

Durch eine Bewegung der Messoberfläche ändert sich der Speckledurchmesser (Kapitel 4.2.1) und der Referenzstrahl überlagert sich mit mehr als nur einem Speckle. Alle Speckle im Messarm weisen die gleiche Dopplerfrequenz auf. Deshalb rufen Amplituden – und Phasenunterschiede der einzelnen Speckle die so genannte „Pseudo-Vibration“ hervor. Dieser Effekt stellt das Grundrauschen bei Heterodyninterferometern dar [6], [54], [55] und kann durch eine Spezialverarbeitung teilweise verringert werden [56]. Bei dem Einfrequenzverfahren, das der Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist, führt eine Unterbrechung der kontinuierlichen Phasenänderung im Messarm zur Signalunterbrechung, da eine Phasendifferenz den Informationsparameter darstellt (Gleichungen (5.20) - (5.21)). Deshalb muss die Berechnung einer maximal zulässigen Verschiebung des Messobjektes im Gegensatz zu der in [35], [53] definierten optischen Schärfentiefe der Abbildungsoptik auf der Grundlage der Specklegrößendefinition erfolgen.

Die Abbildung 4.13 zeigt den Wahrscheinlichkeitsverlauf möglicher Signalausfälle bei einer Überlagerung der Referenzwelle mit mehr als nur einem Speckle. Die Brennweiten der Messlinsen sind frei wählbar, deshalb findet die Specklebetrachtung in der Blendenebene unter bewusster Verletzung der Gaußschen Abbildungsbedingung statt (Gleichung (4.30)). Die Veränderung der Specklegröße muss durch eine Lösung der kompletten Gleichung (4.34) mit korrekten Angaben der Strecken L_{z1} und L_{z2} und des Öffnungsdurchmessers der Messlinse R_p vorgenommen werden. Eine Begrenzung von R_p führt zu einer Abschwächung des ausgehenden Messstrahls. Nehmen wir deshalb an, dass R_p groß genug ist, um die Beugungswirkung der Messlinsenhalterung zur vernachlässigen ($R_p \rightarrow \infty$ in Gleichung (4.34)). Dann vereinfacht sich die Lösung dieser Gleichung zu:

$$\Delta s = \frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot w_{\xi\eta}} \cdot \left(L_{z1} + L_{z2} - \frac{L_{z1} \cdot L_{z2}}{f} \right) \quad (5.37)$$

Dabei ist $w_{\xi\eta}$ der Strahlradius am Objekt und f die Brennweite der Messlinse. Bei einem konstanten Abstand L_{z2} ist das eine Funktion von f und L_{z1} . Diese Gleichung beschreibt in der vereinfachten Form die Veränderung der Specklegröße durch die Defokussierung infolge einer Objektverschiebung. Ein Speckle hat den maximalen Durchmesser bei $L_{z1} = f$ (Gleichung (4.36)). Wir führen einen Faktor K_{sp} ein, der die Veränderung der Specklegröße definiert.

$$K_{sp} = \frac{\Delta s(L_{z1}, f)}{\Delta s_{MAX}} \quad (5.38)$$

Dann können die Messbereiche des Interferometers durch diesen Faktor bestimmt werden, indem man auf die Betrachtungen aus dem Kapitel 4.2.2 zurückgreift und die Änderung der mittleren Specklegröße in Abhängigkeit von der Messbewegung als Lösungsgleichung nimmt (Abbildung 4.10). Die Abbildung 5.15 stellt Messbereiche des Interferometers für $K_{sp}=0.5$, 0.7 und 0.9 dar.

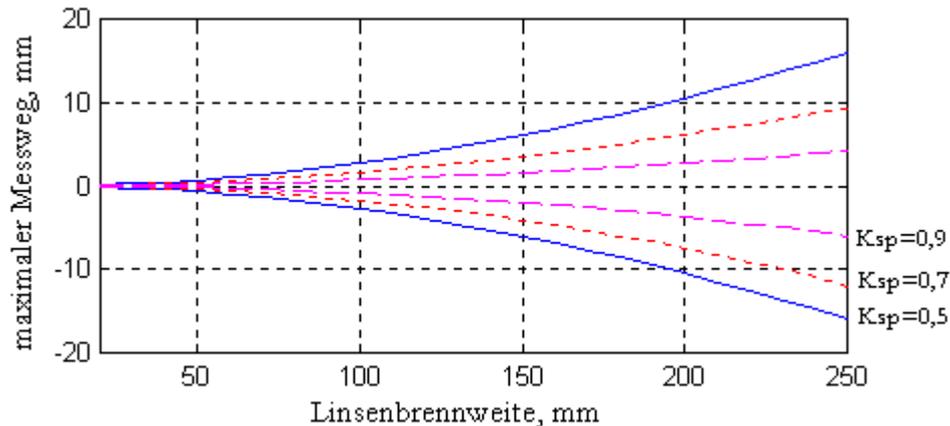


Abbildung 5.15: Interferometermessbereiche als eine Funktion von K_{sp} und f

Unter Berücksichtigung des Kurvenverlaufes in Abbildung 4.13 und möglicher Montagetoleranzen kann man die Größe $K_{sp} \cdot 100\%$ als eine Wahrscheinlichkeit betrachten, die eine Messung im entsprechenden Bereich zulässt.

Die Anordnung in Abbildung 5.13 zeichnet sich durch eine hohe Kippinvarianz aus. Es muss jedoch unterschieden werden, welche Art der Objektverkipfung stattfindet. Aus Sicht der Speckle -

Theorie (s. Kapitel 4.2) ist eine orthogonale Beleuchtung des Messobjektes nicht zwingend notwendig, da das Licht an einer rauhen Oberfläche diffus reflektiert. Deshalb ist es möglich, das Messobjekt unter einem, theoretisch gesehen, beliebigen Winkel anzutasten. Dieser Winkel hängt in der Praxis von der Oberflächenstruktur ab, da bei glatten Oberflächen zu wenig Licht in das Interferometer zurück reflektiert wird, wenn sie unter einem Winkel beleuchtet werden. Diese Tatsache ist grundlegend zur Erfassung einer flächenförmigen Bewegung mit nur einem Messstrahl, wobei die Messpunkte an der Oberfläche durch eine gezielte Verkipfung des Sensorkopfes oder durch die Ablenkung des Messstrahls an einem Spiegel angetastet werden. Eine nicht orthogonale Bewegung des Messobjektes ruft aber einen systematischen Fehler der Längenmessung hervor, der bei bekannten Winkeln korrigiert werden kann.

Eine nicht orthogonale Beleuchtung des Messobjektes hat zur Folge, dass die zu messende Bewegung in eine longitudinale und eine transversale Komponente aufgeteilt werden kann. Der Messstrahl tastet die sich bewegende und bereits verkippte Oberfläche ab. Dabei ist eine longitudinale Positionsveränderung der Messoberfläche die Grundlage zur Definition des maximal zulässigen Messbereiches (Abbildung 5.15). Die transversale Komponente führt zur transversalen Bewegung der Speckle in der Eintrittspupille der Messlinse. Intensitätsschwankungen und ein nichtlinearer Phasenverlauf im Specklemuster [61] führen zur Unterbrechungen der Messung. Der mögliche Messbereich wird sich deshalb verringern.

Die Verschiebung des Specklemusters erfolgt auf der Grundlage der bereits im Kapitel 4 gezeigten Korrelationsbeziehungen, wobei dort eine Definition des Kohärenzbereiches, sprich der mittleren Specklegröße eines bereits entstandenen Speckle Musters vorgenommen wurde. Die Bestimmung der X – Y Koordinaten der Specklebewegung basiert in diesem Fall auf einer Definition der Dekorrelation im Specklefeld an der Aufnahmeebene aufgrund der longitudinalen, transversalen und rotierenden Bewegung einer rauhen Oberfläche. Der Zusammenhang zwischen einer Positionsveränderung des Messobjektes und einer entsprechenden Dekorrelation des aufgenommenen Speckle – Musters ist aus der Speckle Interferometrie bekannt. Diese Beziehungen sind z.B. bei I. Yamaguchi in [18] zu finden. Ein verallgemeinerter Fall wurde von Hrabovsky in [59] gezeigt. Der Hauptunterschied zwischen den Anordnungen der Speckle Interferometrie (s. Kapitel 3) und der Anordnung in Abbildung 5.13 besteht darin, dass die Beleuchtung des Messobjektes und die Aufnahme des zurückgestreuten Lichtbündels über dasselbe optische System erfolgt. Deshalb gleicht der in den Gleichungen der o.g. Literaturquellen aufgenommene Beleuchtungswinkel dem Reflexionswinkel, was zu erheblichen Vereinfachungen der aufgestellten Beziehungen führt. Dieser Fall ist in Abbildung 5.16 zu sehen.

Die Messlinse befindet sich an der X – Y Ebene. Die Bewegung des Objektes wird im Koordinatensystem $\eta - \zeta - \nu$ durch den Vektor \vec{r} beschrieben, wobei immer $L_{z1} \approx f$ und $\vec{r} \ll L_{z1}$ gilt. Die Bewegung mit dem Vektor $\vec{r}(r_\eta, r_\zeta, r_\nu)$ ruft eine Verschiebung des Speckle – Musters hervor, die mit dem Vektor $\vec{R}(R_X, R_Y)$ beschrieben wird.

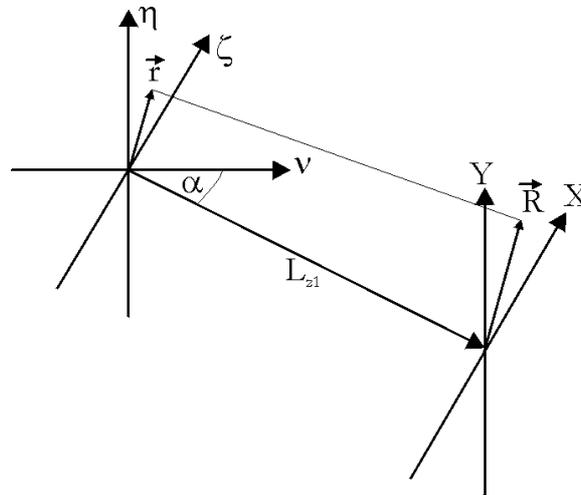


Abbildung 5.16: Bewegung der Speckle in der X – Y Ebene bei einer Änderung der Objektposition.

Es wurde bereits mehrfach darauf hingewiesen, dass Speckle einer solchen Anordnung bei kleinen \vec{r} durchaus als objektiv gesehen werden können (s. Kapitel 4). Deshalb wird die abbildende Eigenschaft der Messlinse nicht mitberücksichtigt. Die Korrelationsfunktion von zwei Speckle – Muster vor und nach einer Verschiebung wird analog zu (4.3) und (4.20) gebildet und durch die folgende Formel ausgedrückt [18]:

$$\Gamma(\Delta X, \Delta Y) = \left| \iint (I(\zeta, \eta) \cdot I(\zeta + r_\zeta, \eta + r_\eta))^{\frac{1}{2}} \times \exp\left(-\frac{i \cdot k [\zeta \cdot (\Delta X - R_X) \cdot \cos(\alpha) + \eta \cdot (\Delta Y - R_Y)]}{L_{z1}}\right) d\zeta d\eta \right|^2 \quad (5.39)$$

Das Maximum der Korrelationsfunktion liegt bei $\Delta X = R_X$ und $\Delta Y = R_Y$, deshalb stellen dieser Größen die Speckle Verschiebung nach einer Objektbewegung dar. Sie werden definiert durch :

$$R_X = r_\zeta \cdot \cos(\alpha) - r_\nu \cdot \sin(\alpha) - L_{z1} \cdot (2 \cdot \varepsilon_{\zeta\zeta} \cdot \tan(\alpha)) \quad (5.40)$$

$$R_Y = r_\eta - 2 \cdot L_{z1} \cdot \varepsilon_{\zeta\eta} \cdot \sin(\alpha) \quad (5.41)$$

Dabei sind $(\varepsilon_{\zeta\zeta}, \varepsilon_{\zeta\eta}, \varepsilon_{\eta\eta})$ Koeffizienten der Rotation, die aus der Objektbewegung abgeleitet werden :

$$\varepsilon_{\zeta\zeta} = \frac{\partial r_\zeta}{\partial \zeta}, \varepsilon_{\eta\eta} = \frac{\partial r_\eta}{\partial \eta}, \varepsilon_{\zeta\eta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial r_\zeta}{\partial \eta} + \frac{\partial r_\eta}{\partial \zeta} \right) \quad (5.42)$$

Die Verkippungen der Messoberfläche werden deshalb auf eine Verschiebung des Specklemusters reduziert, die durch R_X und R_Y definiert werden. Die Gleichungen (5.39) - (5.42) lassen in Verbindung mit den Ergebnissen aus dem Kapitel 4 eine theoretische Betrachtung des Kippwinkels zu.

Für die Messungen an den rauen Objektflächen kann man somit festhalten, dass bei der Betrachtung der maximal möglichen Verkippung des Messobjektes von gleichzeitigen transversalen und longitudinalen Bewegungen der Speckle auszugehen ist. Ein typischer Anwendungsfall ist in Abbildung 5.17 zu sehen

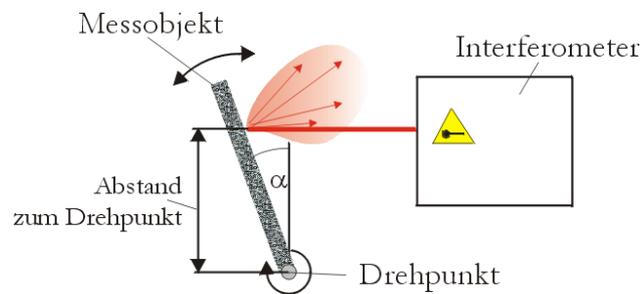


Abbildung 5.17: Gleichzeitige Verkippung und Verschiebung des Messobjektes

In diesem Fall gilt, eine optimale Brennweite der Messlinse für das Interferometer zu finden. Je größer die Linsenbrennweite ist, desto größer ist die maximale Verschiebung des Messobjektes, die mit dem Interferometer gemessen werden kann (Abbildung 5.15). Je kleiner die Linsenbrennweite ist, desto größer ist die zulässige Verkippung des Objekts. Deshalb müssen die Angaben eines Kippwinkels mit einer Definition des Abstandes zum Drehpunkt verbunden werden. Die Abbildung 5.18 stellt die gemessenen Winkelwerte für unterschiedliche Linsenbrennweiten in Abhängigkeit vom Abstand zum Drehpunkt.

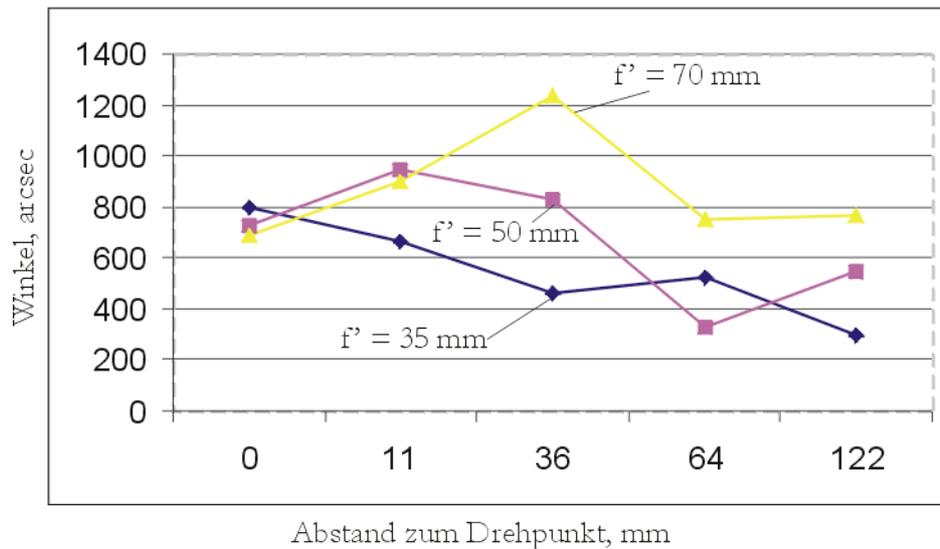


Abbildung 5.18: Maximale zulässige Verkippung des Messobjektes als Funktion der Linsenbrennweite und des Abstandes zum Drehpunkt

Die Ergebnisse in Abbildung 5.18 wurden durch eine statistische Messung gewonnen. Jeder Punkt wurde mehrfach angetastet (mehr als 150 mal), um den Einfluss der zufälligen Natur der Speckle zu reduzieren. Wie in Abbildung zu sehen ist, gibt es für jede Brennweite einen optimalen Abstand zum Drehpunkt, der durch bereits beschriebene Transformation der seitlichen Auswanderung der Speckle aus der Linsenöffnung in die longitudinale Bewegung zu erklären ist.

5.5 Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurden theoretische Zusammenhänge zur Beschreibung der Interferenzentstehung eines polarisationsoptischen Homodyninterferometers auf der Basis der Jones-Formalismus behandelt. Besondere Bedeutung kommt der optischen Kompensation der Signalgleichanteile zu. Die Lösungsgleichung für die Justageoptimierung wurde aufgestellt. Es wurden zwei Aufbaukonzepte für spiegelnde und raue Oberflächen betrachtet. Das Konzept für spiegelnde Oberflächen stellt einen klassischen Interferometeraufbau dar, der zur Schwingungsmessung an einer optischen Oberfläche eingesetzt werden kann, wenn die im Kapitel 6 behandelte Elektronik verwendet wird. Das Konzept für raue Objektflächen stellt den allgemeineren Fall dar und schließt den Fall spiegelnder Oberflächen als Sonderfall ein. Das

Problem des maximal zulässigen Kippwinkels der Oberfläche wurde erläutert. Unter Voraussetzung der dynamischen Messung wurden in die Gleichungen Faktoren eingeführt, die die Veränderung der Amplituden von Interferometersignalen beschreiben und definieren. Diese neuen Bedingungen sind in die Betrachtungen der Objektverschiebung und -verkipfung einbezogen worden, um die Rahmenbedingungen einer Messung auch ohne zusätzliche Signalaufbereitungselektronik (Kapitel 6) zu erstellen. Die theoretischen Betrachtungen wurden mit experimentellen Ergebnissen unterstützt.

6. Modulare Auswerteeinheit.

Das im Kapitel 5 vorgestellte Interferometer kann sowohl zu Längen – und Schwingungsmessungen über größere Messbereiche (Kapitel 5.3) als auch zu dynamischen Messungen an schlecht reflektierenden Oberflächen (Kapitel 5.4) eingesetzt werden. Aus diesem Grund ist es sinnvoll ein modulares Gesamtkonzept zu entwerfen, das es gestattet, die Ausführungsvarianten für die unterschiedlichen Anwendungen aus optischen und elektronischen Baugruppen modular zusammenzustellen. Dieses modulare Konzept muss deshalb auch in der Auswerteeinheit realisiert werden. In Abbildung 6.1 ist das Blockschaltbild eines modularen Messsystems zu sehen, das die Grundlage dafür bilden wird.

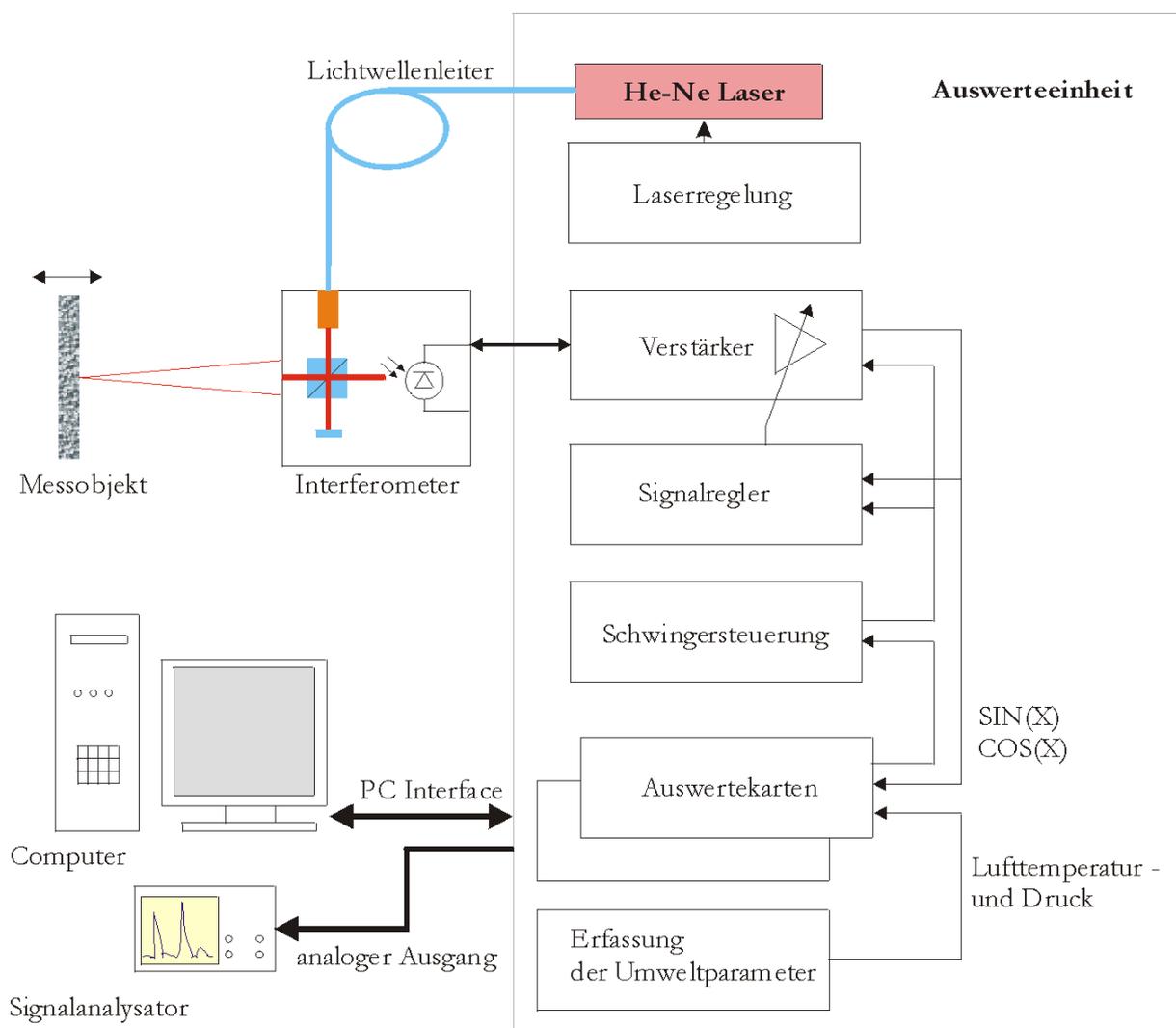


Abbildung 6.1: Das Messsystem für Längen – und Schwingungsmessungen

Der He – Ne Laser ist in der Auswerteeinheit untergebracht. Das Laserlicht wird über einen polarisationserhaltenden Lichtwellenleiter (LWL) zum Interferometer übertragen. Dadurch wird der Laser, der eine störende Wärmequelle darstellt, vom Messobjekt und vom Interferometer entfernt [33]. Außerdem besteht die Möglichkeit, die Größe des Sensorkopfes entsprechend dem jeweiligen Stand der Technik zu minimieren. Wie im Kapitel 5 beschrieben wurde, verfügt das Interferometer über vier optischen Ausgänge (Gleichungen (5.16)-(5.19)) . Eine LWL - Übertragung dieser optischen Signale zur Auswerteelektronik ist zwar grundsätzlich möglich, stellt jedoch einen erheblichen Justage - und Kostenaufwand dar. Deshalb werden die Photoempfänger mit optoelektronischen Verstärkern direkt im Sensor positioniert. Um eine störsichere Signalübertragung vom Interferometer zur Auswerteelektronik zu gewährleisten, findet die Differenzbildung der Signale (Gleichungen (5.20)-(5.21)) erst im Auswertegerät statt (s. Abschnitt 6.2). Nach einer Nachverstärkung erfolgt die Regelung der Signalamplitude und des Restoffsets auf ihre optimalen Werte (s. Abschnitt 6.3). Da die aktuelle Wellenlänge eines He-Ne Lasers von der Brechzahl der Luft abhängig ist [81], [82], werden die zu einer Wellenlängenkorrektur notwendigen Umweltparameter gemessen (s. Kapitel 7) und der Auswerteelektronik durch ein Spezialprotokoll zur Verfügung gestellt. Eine Darstellung von Messergebnissen erfolgt nach einer Spezialverarbeitung (s. Kapitel 8) in einem Computer, der durch ein Standardinterface mit der Auswerteeinheit verbunden ist. Weiterhin muss auch die Möglichkeit gegeben werden, das Messsystem als ein „*stand alone*“ Gerät ohne Rechner zu nutzen. Dafür wird ein analoger Ausgang vorgesehen (Kapitel 6.3), an den handelsübliche Signalanalytoren angeschlossen werden können.

6.1 Auswertung von Interferenzsignalen in der Einfrequenzinterferometrie

Die Anforderungen an Präzision und Dynamik laserinterferometrischer Messsysteme stellen sehr hohe Ansprüche an die Signalverarbeitung und Signalqualität. Ein korrektes Signalmodell muss aufgestellt werden, um diese Anforderungen in einem System zu realisieren. Das Planspiegelinterferometer, das im Kapitel 5 behandelt wurde, stellt der Auswerteelektronik die Quadratursignale zur Verfügung, wobei die Phase dieser Signale den aktuellen Gangunterschied zwischen dem Mess – und dem Referenzstrahl darstellt (Gleichungen(5.2), (5.3), (5.20), (5.21)). Nach einer optoelektronischen Wandlung sind die Interferometersignale durch folgende Gleichungen zu definieren :

$$U_{SIN}(t) = Os + As \cdot \sin\left(\frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \Delta L(t) + \phi_E\right) + n_s(t) \quad (6.1)$$

$$U_{COS}(t) = Oc + Ac \cdot \cos\left(\frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \Delta L(t)\right) + n_c(t) \quad (6.2)$$

Dabei stellen Os und Oc das Restoffset und As und Ac die Amplituden der Signale dar. Der Restoffset der Signale ergibt sich aus dem optischen Offset (Kapitel 5.2) und aus dem elektrischen Offset der analogen Elektronik. Die Abweichung der Phasendifferenz von 90° wird durch ϕ_E ausgedrückt. $n_s(t)$ und $n_c(t)$ beschreiben das vom Messwert unabhängige Rauschen der Interferometersignale. Die Messgröße $\Delta L(t) = L_{mess}(t) - L_{ref}(t)$ moduliert die Phasen von $U_{SIN}(t)$ und $U_{COS}(t)$. Eine Definition der Signalbandbreiten ist deshalb vom Modulationshub, d.h. der Amplitude und der Frequenz von $\Delta L(t)$ abhängig. Eine Spektralanalyse dieser Signale lässt sich für einige Spezialfälle der Objektbewegung analytisch durchführen. Die Amplituden der harmonischen Komponenten im Spektrum stellen die Koeffizienten der Besselscher Funktionen erster Art dar [62], [86]. Bei einer sinusförmigen Bewegung $\Delta L(t) = Lm \cdot \sin(\omega t)$ ergibt sich nach einer Reihenentwicklung der Signalwechselanteile für $U(t) = A \cdot \sin(Lm \cdot \sin(\omega t) + \varphi_0)$:

$$U(t) = A \cdot \cos(\varphi_0) \cdot [J_0(Lm) - 2 \cdot J_2(Lm) \cdot \cos(2 \cdot \omega \cdot t) + 2 \cdot J_4(Lm) \cdot \cos(4 \cdot \omega \cdot t) + \dots] \\ - A \cdot \sin(\varphi_0) \cdot [J_1(Lm) - 2 \cdot J_3(Lm) \cdot \cos(3 \cdot \omega \cdot t) + \dots] \quad (6.3)$$

Die Gleichung (6.3) kann bei bestimmten Messungen als Grundlage der Signalauswertung genommen werden. Bei Kalbrationsmessungen an Beschleunigungssensoren wird beispielsweise eine Minimierung der ausgewählten harmonischen Komponente $J_n(Lm) = 0$ angestrebt [86]. Für einen verallgemeinerten Fall ist dieses Verfahren ungeeignet.

In Abbildung 6.2 ist ein typisches Spektrum eines Interferenzsignals ((6.1) - (6.2)) zu sehen.

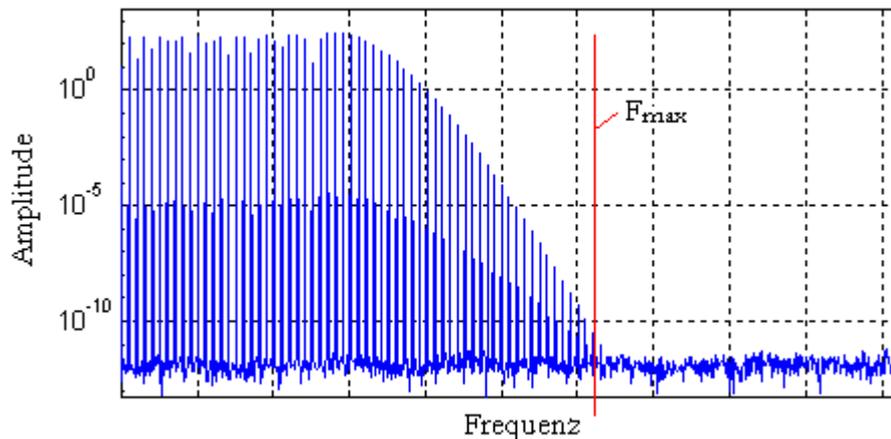


Abbildung 6.2: Das Spektrum eines Interferenzsignals

Das Signalspektrum ist dadurch gekennzeichnet, dass es auch bei schnellen Messwegänderungen einen Gleichanteil $J_0(Lm)$ aufweisen kann. Deshalb führt eine kapazitive Kopplung der Verstärkerstufen zu Informationsverlusten und Signalverzerrungen. Eine DC Kopplung stellt bei hohen Verstärkungen ganz besondere Anforderungen an den Signaloffset. Eine Offsetverringern wird durch eine Applikation der offsetarmen optischen Auswertegruppe im Interferometer gewährleistet

Durch die Gleichung (6.3) wird die Abhängigkeit einer maximal notwendigen Verstärkerbandbreite von der Amplitude Lm und der Frequenz ω deutlich. Diese Angaben kann man durch eine Bestimmung der maximalen Objektgeschwindigkeit

$$V_{\Delta L} = \left. \frac{d \Delta L(t)}{dt} \right|_{\max} \quad (6.4)$$

zusammenbringen. Die maximale Frequenz im Spektrum ergibt sich aus der Dopplerverschiebung der Frequenz im Interferometermessarm und wird wie folgt definiert:

$$F_{MAX} = \frac{2 \cdot V_{\Delta L}}{\lambda} \cdot \cos(\alpha) \quad (6.5)$$

Dabei ist α der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung der Messoberfläche und dem auftreffenden Laserstrahl.

Schwingungsfrequenzen mechanischer Elemente sind in einen Bereich bis zu 20 kHz einzuordnen. Moderne Entwicklungen auf den Gebieten der Mikropositionier- und Sensortechnik benötigen

Messgeräte zu berührungslosen Schwingungsmessungen im Bereich bis zu 1 MHz. Geht man davon aus, dass eine Bandbreitenbegrenzung von 6,5 MHz (≈ 2 m/s) die Anforderungen der meisten Anwendungsfälle deckt, so wird die maximal zulässige Schwingungsamplitude bei dieser Frequenz $\approx 0,3$ μm . Um solche Amplituden mit hoher Genauigkeit messen zu können, ist eine Auflösung der Auswerteelektronik unter 1 nm anzustreben.

Die Aufgabe der Signalauswertung in interferenzoptischen Systemen ist Gegenstand vieler Untersuchungen und Dissertationen [62], [65], [86]. Die Aufgabenstellung ist, eine ausreichende Auflösung des Messweges bei der definierten Systembandbreite (Gleichung (6.5)) zu erreichen. Ein minimaler Phasenunterschied der Interferometersignale, der gleichzeitig die maximale Auflösung darstellt, kann aus Gleichungen (6.1) - (6.2) abgeleitet werden.

$$\Delta\varphi = \frac{4 \cdot \pi \cdot \Delta L}{\lambda} \quad (6.6)$$

Die Variable N definiert einen Aufteilungsfaktor in der Signalverarbeitung. Die Berechnung der Messgröße ΔL kann nur durch eine gleichzeitige Auswertung beider Quadratursignale erfolgen. Eine Berechnung der *arcsin* oder *arccos* Funktion aus nur einem Signal führt dazu, dass die Erkennung von Richtungsumkehr bei einer Bewegung des Messobjektes nicht mehr möglich ist. Dieser Fall tritt ein, wenn die Amplitude $Lm = n \cdot \lambda/2$, $n = 1, 2, \dots$ ist. Fasst man die Amplituden der Quadratursignale als Abszisse und Ordinate in einer Ebene auf, so bildet dieses Signalpaar einen rotierenden Zeiger, dessen Rotation von 2π bei dem vorgestellten Interferometer genau einer halben Wellenlänge entspricht (Gleichungen (6.1) - (6.2)).

Eine Umwandlung der Quadratursignale in digitale Zeitsignale wird seit langem zur Auswertung in laserinterferometrischen Systemen praktiziert. Dabei werden Impulsreihenfolgen gebildet, die einen Übergang an verschiedenen Schnittpunkten haben. Der einfachste Fall ist in Abbildung 6.3 zu sehen.

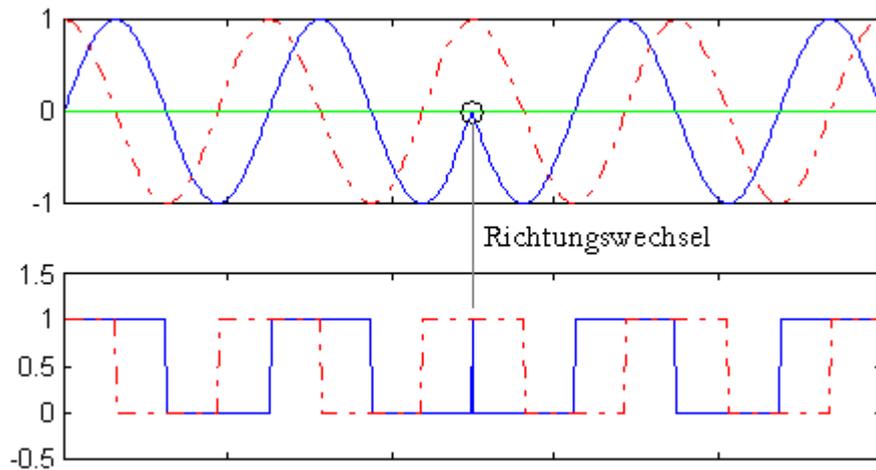


Abbildung 6.3: Inkrementale Signalauswertung

Digitale Signale sind an die Eingänge eines Vor – Rückwärts Zählers zu legen. Ein gezählter Impuls entspricht dann genau $\lambda/(2 \cdot N)$. Steigende Anforderungen an die Auflösung des Messsystems führen zur Vergrößerung des Wertes N und demzufolge zur Erhöhung der Zählfrequenz. Bei einer maximalen Signalfrequenz $F_{MAX} = 6\text{MHz}$ (Gleichung (6.5)) und der angestrebten Auflösung von 1 nm ist die maximale Zählfrequenz 1,8 GHz. Dieser Wert ist für normale teilweise verrauschte Interferometersignale nicht zu realisieren. Die Lösung liegt in der Verringerung der Zählfrequenz, wobei die harmonische Natur der Quadratur-signale mitberücksichtigt wird. Es ist zweckmäßig, die Zählung nur auf die ganzen Perioden zu reduzieren, wobei die Phasenmessung innerhalb einer Signalperiode direkt durch eine *arctan* Funktion realisiert wird. Die Zählung der Signalperioden kann sowohl an den Signalnulldurchgängen (z.B. $U_{SIN}(t_i) = 0$ bei $U_{COS}(t_i) < 0$) als auch an der Ebene $U_{SIN}(t_i) = U_{COS}(t_i)$ erfolgen, wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist. Die Schaltebene $U_{SIN}(t_i) = U_{COS}(t_i)$ zeichnet sich dadurch aus, dass die Arcustangensfunktion mit einem Mikrorechner interpoliert werden kann, da sie in diesem Fall eine monoton ansteigende Kurve darstellt.

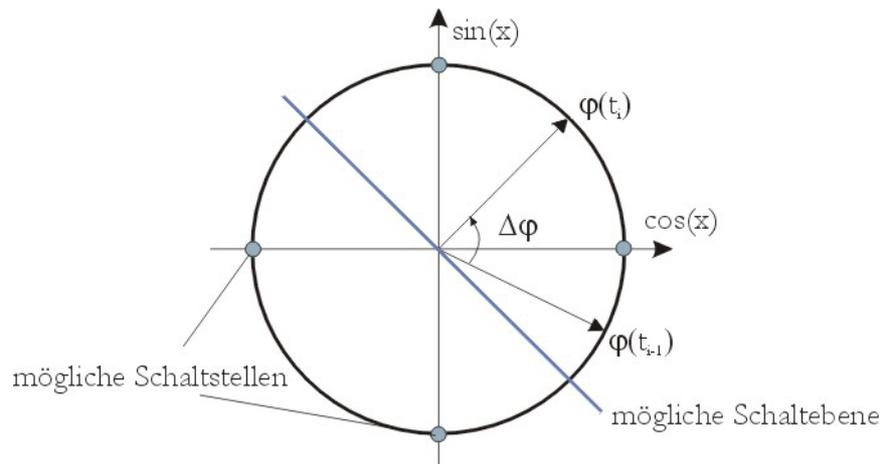


Abbildung 6.4: Schaltstellen an der Lissajous – Figur

Die Information über den aktuellen Messwert wird in einem digitalen System jeweils in einem Abtastintervall $Ta = t_i - t_{i-1}$ aktualisiert. Die Messwertgewinnung erfolgt durch die verallgemeinerte Gleichung :

$$\varphi(t_i) = \arctan\left(\frac{U_{SIN}(t_i)}{U_{COS}(t_i)}\right) + m \cdot \pi \quad (6.7)$$

Die Zahl m hängt von einer Festlegung der Schaltstellen an der Lissajous – Figur ab. Die Signalverarbeitung beschränkt sich damit auf eine Phasendemodulation, wobei die ermittelte Phase in folgender Beziehung zu dem eigentlichen Längenwert steht :

$$\Delta L(t_i) = \frac{\lambda}{4 \cdot \pi} \cdot \varphi(t_i) \quad (6.8)$$

Ein wesentlicher Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, dass es nur eine Stelle in der Signalperiode gibt, die gegenüber möglichen Störsignalen empfindlich ist. Ein Störimpuls in der Periodenmitte führt lediglich zur einer Verfälschung des aktuellen Messwertes und nicht zu einem vollständigen Verzählen der gesamten Kette.

Es wurde bereits erwähnt, dass die realen Interferometersignale (Gleichungen (6.1) - (6.2)) einen Restoffset, eine Ungleichheit der Signalamplituden untereinander und einen Phasenfehler aufweisen. In [69] wurde gezeigt, dass diese Abweichungen von den idealen Signalen zur

Nichtlinearitäten im Messergebnis führen. Auf diese Fragen wird ausführlicher bei der Beschreibung der realisierten Signaldemodulatoren eingegangen.

6.2 Analoge Signalaufbereitung

Die analoge Strecke im Auswertesystem ist bestimmend für das Signal/Rausch Verhältnis der Interferometersignale. Außerdem wird in der Analogkette eine Regelung der Signale vorgenommen, um eine fehlerfreie Winkeldemodulation zu gewährleisten. Eine analoge Verstärkerkette ist in Abbildung 6.5 zu sehen.

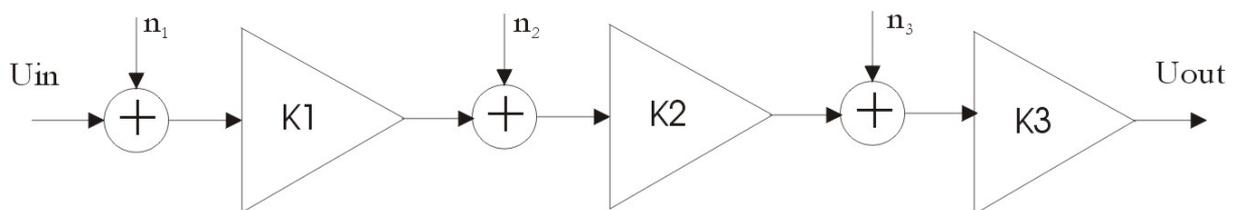


Abbildung 6.5: Analoge Verstärkerkette

Das Rauschen jeder Verstärkerstufe ($n_1 \dots n_n$) stellt eine zufällige und für ein Nutzsignal additive Größe dar. Deshalb wird das Gesamtrauschen durch eine quadratische Summe der Standardabweichungen berechnet. Am Verstärkerausgang wird es durch die folgende Gleichung definiert.

$$\sigma_{SUM} = \sqrt{(\sigma_1 \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot \dots \cdot K_n)^2 + (\sigma_2 \cdot K_2 \cdot \dots \cdot K_n)^2 + \dots + (\sigma_{n-1} \cdot K_{n-1} \cdot K_n)^2 + (\sigma_n \cdot K_n)^2} \quad (6.9)$$

Wie Gleichung (6.9) zeigt, werden alle Rauschgrößen in einem gemeinsamen Punkt (in diesem Fall am Verstärkerausgang) summiert. Nur dann ist es möglich, einen Einfluss einer Komponente richtig abzuschätzen. Das Auswertesystem wird so konzipiert, dass die Funktionalität über einen größeren dynamischen Verstärkerbereich gewährleistet wird. Ein Extremfall tritt ein, wenn die Reflexionseigenschaften eines Objektes sehr schlecht sind. Das Licht im Messarm wird von dieser Oberfläche entweder absorbiert, oder stark depolarisiert. Beides führt zu einer Verringerung der Signalamplituden (Gleichungen (6.1) - (6.2)). Deshalb kann man davon ausgehen, dass alle Analogstufen eine Verstärkung $K_i > 1$ haben. In diesem Fall bestimmt das Rauschen der ersten Stufe das gesamte Rauschen in der analogen Strecke. In einem interferenzoptischen System stellt der optoelektronische Verstärker das erste Glied der Kette dar. Er definiert das Signal/Rausch

Verhältnis im System. Durch solch hohe Anforderungen ist ein korrekter Aufbau des Transimpedanzwandlers von großer Bedeutung.

In einem Einfrequenzinterferometer fängt das Signalspektrum bei der Frequenz 0 (s. Abbildung 6.2) an. Auf einen Einsatz von hochempfindlichen, aber kostenintensiven Lawinendioden, kann deshalb verzichtet werden. Außerdem sind die Lawinendioden mit einer hohen Sperrspannung zu betreiben (bis zu 200 V). Eine Unterbringung derartiger Schaltungen direkt im Sensor führt einerseits zur Entstehung neuer Wärmequellen im Interferometer und stellt andererseits ganz besondere Anforderungen an die Sicherheitsvorschriften beim Umgang mit dem Interferometer. Aus diesen Gründen werden Silizium PIN Dioden für die Wandlung der Ausgangsintensitäten mit einem nachgeschalteten Transimpedanzverstärker eingesetzt. Die Abbildung 6.6 stellt ein Ersatzschaltbild zu einer Rauschanalyse dieser Schaltung dar [64].

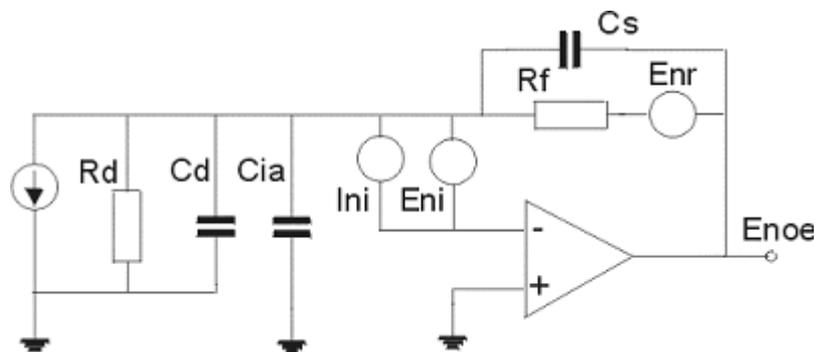


Abbildung 6.6: Das Ersatzschaltbild eines optoelektronischen Verstärkers

Dabei stellen R_d , C_d einen Ersatzwiderstand und eine Ersatzkapazität der Diode dar. C_{ia} ist die Eingangskapazität eines Operationsverstärkers. I_{ni} und E_{ni} sind die Strom- und Spannungsrauschquelle am Verstärkereingang. Die Verstärkung dieser Schaltung wird durch den Widerstand in der Rückkopplung bestimmt. Als Rauschquellen sind das Verstärkerrauschen, das Diodenstromrauschen, das Temperaturrauschen des Widerstandes R_f und das durch das auftreffende Licht induzierte Rauschen zu bezeichnen. Nach einer Addition (Gleichung (6.9)) aller Störquellen ergibt sich ein Wert E_{noe} , der eine besondere Frequenzverteilung aufweist. Diese Verteilung ist in Abbildung 6.7 zu sehen.

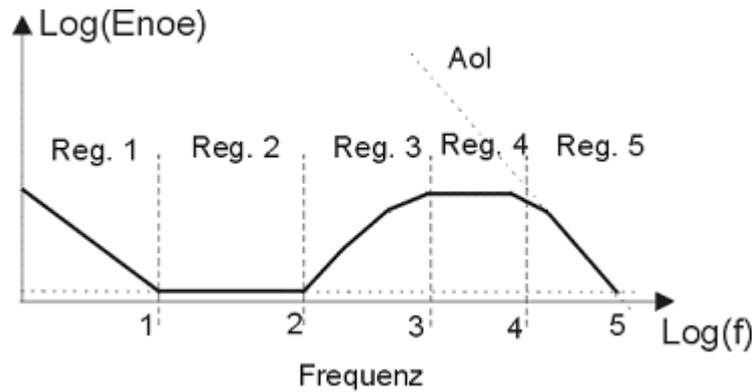


Abbildung 6.7: Die Frequenzverteilung des Ausgangsrauschens.

Die Grenzfrequenz wird durch die Bandbreite des Operationsverstärkers bestimmt. Der Wert Aol zeigt eine abfallende Verstärkungskurve an. Diese Verteilung kann in fünf verschiedene Regionen aufgeteilt werden.

Das Rauschen jedes Verstärkers hat in der ersten Region eine $1/f$ Frequenzabhängigkeit. Die Endfrequenz dieses Bereiches f_f wird vom Hersteller angegeben. Die Standardabweichung für das Rauschen ist dann

$$\sigma_{r1} = Eni \cdot \sqrt{f_f \cdot \ln\left(\frac{f_f}{0.01}\right)} \quad (6.10)$$

Weitere Bereichsfrequenzen werden wie folgt definiert :

$$f_{zf} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_f \cdot (Cd + Cid + Cs)} \quad (6.11)$$

$$f_p = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot Cs} \quad (6.12)$$

$$f_i = \frac{fc \cdot Cs}{Cs + Cd + Cid} \quad (6.13)$$

Die Standardabweichungen $\sigma_{r2} - \sigma_{r5}$ können mit den folgenden Gleichungen berechnen werden.

$$\sigma_{r2} = Eni \cdot (f_{zf} - f_f) \quad (6.14)$$

$$\sigma_{r3} = \frac{Eni}{f_{zf}} \sqrt{\frac{f_p^3 - f_{zf}^3}{3}} \quad (6.15)$$

$$\sigma_{r4} = \left(\frac{1 + Cd + Cid}{C_S} \right) \cdot Eni \cdot \sqrt{(f_i - f_p)} \quad (6.16)$$

$$\sigma_{r5} = Eni \cdot fc \cdot \sqrt{1/f_i} \quad (6.17)$$

Der Widerstand stellt eine von der Temperatur abhängige Rauschspannungsquelle dar.

$$\sigma_{Rf} = \sqrt{2 \cdot \pi \cdot k_B \cdot T \cdot Rf \cdot BW} \quad (6.18)$$

Dabei sind $k_B = 1.38e-23$ die Boltzmann Konstante, T - Temperatur in Kelvin und BW die Verstärkerbandbreite. Eine Vergrößerung des Widerstandswertes erhöht demnach das Rauschen dieser Komponente.

Das auf die Photoempfänger auftreffende Licht erzeugt neben der Intensitäts/Strom Wandlung auch ein so genanntes „Shott noise“ Rauschen σ_I .

$$\sigma_I = Rf \cdot \sqrt{2 \cdot q \cdot Se \cdot I}$$

Dabei ist Se die Spektrale Empfindlichkeit der Photodiode, $q=1.6e-19$ die Elektronkonstante und I die auftreffende Strahlungsleistung. Die resultierende Standardabweichung wird nach

$$\sigma_{Eoe} = \sqrt{\sum_i \sigma_{ri}^2 + \sigma_{Rf}^2 + \sigma_I^2}$$

berechnet.

Eine Abhängigkeit von σ_{Eoe} von der zu messenden Strahlungsleistung legt den Gedanken nahe, eine optimale Intensität des Lichtes zu finden, die in Verbindung mit dem aktuellen Verstärker zu einem minimalen Rauschen führt. Dabei ist nicht nur die Minimierung von σ_{Eoe} von Bedeutung, sondern vielmehr das Verhältnis zwischen σ_{Eoe} und dem Nutzsignal. Dieses Verhältnis wird als das Signal/Rausch Verhältnis bezeichnet und durch folgende Gleichung definiert :

$$SNR = 10 \cdot \log \left(\frac{P_s}{\sigma_{Eoe}^2} \right) \quad (6.19)$$

SNR ist in diesem Fall eine logarithmische Darstellung der Verhältnisse zwischen der Signalleistung P_s und dem Quadrat der Standardabweichung des Verstärkerrauschens. Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben wurde, wird der in das Interferometer eintretende Laserstrahl auf zwei Teilstrahlen geteilt, wobei die Polarisationsrichtung des Filters PF_e die Beziehung zwischen Strahlamplituden K_{xy} festlegt. Durch eine Rotation der Durchlassrichtung des Polfilters wird gleichzeitig die Amplitude der Interferometersignale (Gleichung (5.14)) beeinflusst. Geht man davon aus, dass die Messoberfläche schwache Reflexionseigenschaften aufweist, so wird fast die komplette Lichtintensität am Photoempfänger durch die Strahlungsleistung des Referenzstrahls bestimmt. Deshalb ist eine Anpassung des Signal/Rausch Verhältnisses (6.19) durch eine Definition der optimalen Einstellung der Polarisationsrichtung des in den polarisierenden Teilerwürfel eintretenden Laserstrahls möglich (Abbildung 5.1). Das Amplitudenverhältnis K_{xy} ist nicht messbar. Wir führen eine neue Variable

$$K_{I_{mess}/I_{ref}} = \frac{I_{mess}}{I_{ref}} \quad (6.20)$$

ein, die das messbare Intensitätsverhältnis beschreibt.

In Abbildung 6.8 ist die Abhängigkeit des Signal/Rausch Verhältnisses vom Teilungsverhältnis $K_{I_{mess}/I_{ref}}$ dargestellt. Diese Abhängigkeit ist nach Gleichungen (6.10) - (6.18) für den Verstärker OPA655 von Burr Brown und die Photodiode BPW34 berechnet. Es wurde eine Abschwächung der Intensität im Messarm von $1 \cdot 10^{-3}$ vorausgesetzt.

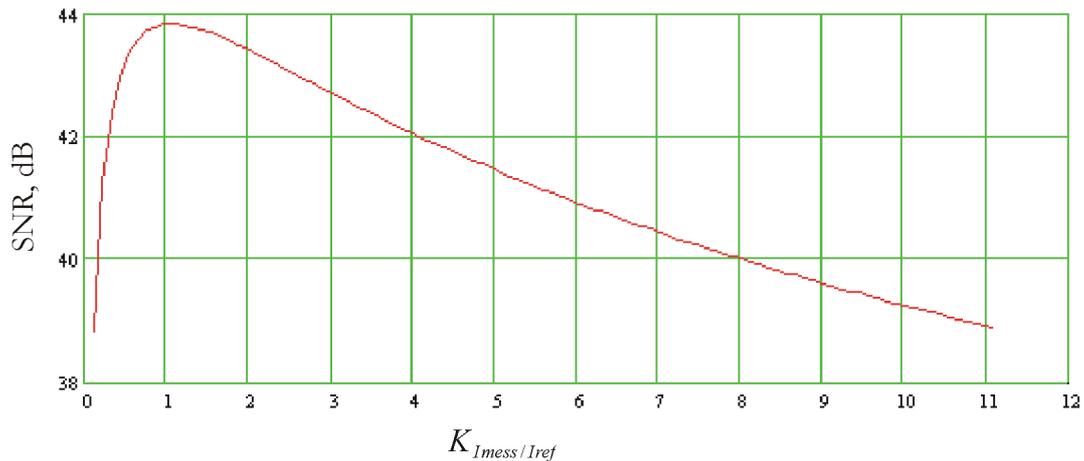


Abbildung 6.8: Abhängigkeit des Signal/Rausch Verhältnisses vom Teilungsverhältnis $K_{Imess/Iref}$ für ein OPA655

Das Maximum der Kurve liegt beim Wert 1.2. Dieses Ergebnis ist von großer Bedeutung. Nach dem bisherigen Kenntnisstand war es in der Einfrequenzinterferometrie immer anstrebenswert, einen optimalen Kontrast im Interferenzbild zu erreichen (Kontrastberechnung nach Michelson). Diese Beziehung zu verfolgen ist in diesem Fall nicht erforderlich, wenn durch eine optische Anordnung (Kapitel 5.2) die Gleichanteile des Interferenzbildes nicht mehr zu berücksichtigen sind. Der Referenzstrahl spielt in diesem Fall die Rolle eines „optischen“ Verstärkers, so dass auch bei geringen Intensitäten im Interferometermessarm auswertbare Ausgangssignale gewonnen werden können. Abbildung 6.9 zeigt einen Versuchsaufbau, an dem die Messungen der SNR Werte vorgenommen wurden.

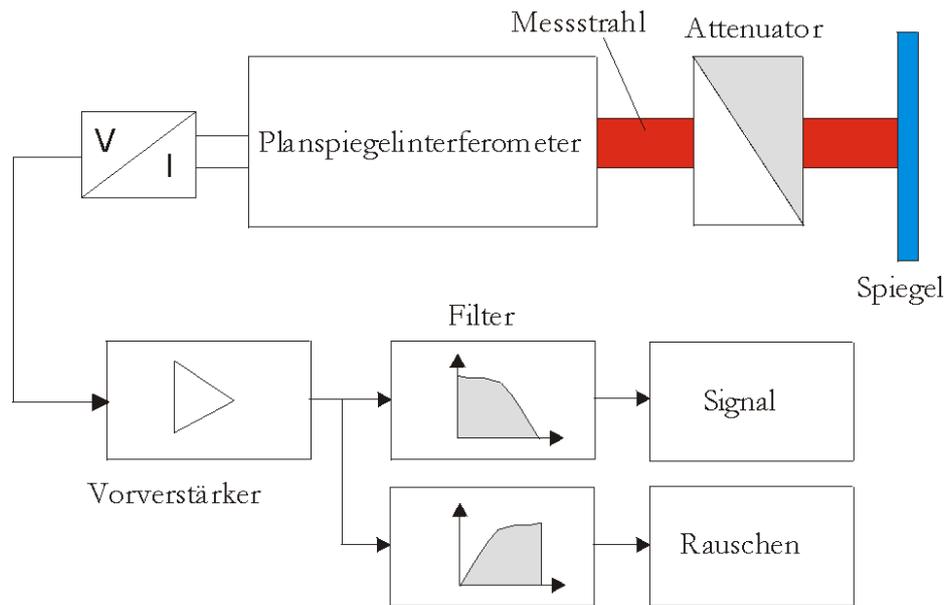


Abbildung 6.9: Versuchsaufbau zu SNR Messungen

Ein optischer Dämpfer wurde im Messstrahl positioniert. Durch die Filterung der Ausgangssignale erfolgte die Trennung des Nutzsignals vom Gesamtrauschen. Das Ergebnis einer der Messungen ist in Abbildung 6.10 zu sehen.

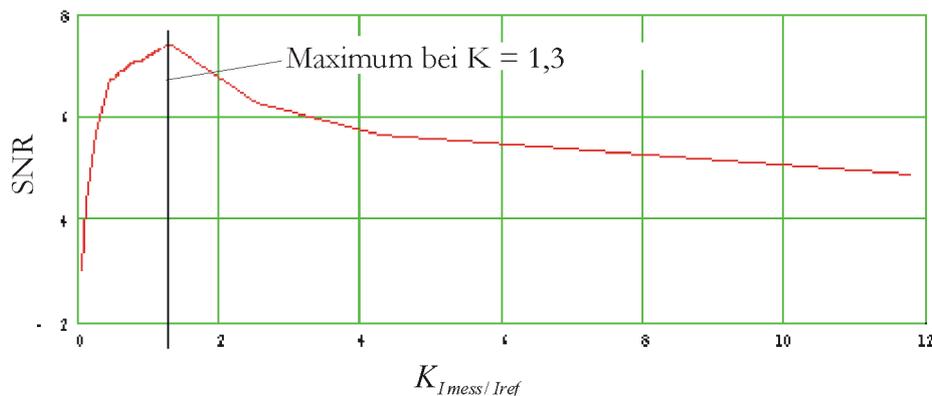


Abbildung 6.10: Experimentell aufgenommene SNR-Messkurve

Es ist deutlich zu sehen, dass experimentelle Ergebnisse die theoretischen Betrachtungen bestätigen. Ein optimales Teilungsverhältnis im Interferometer muss deshalb für jede neue Schaltung ermittelt werden.

Auf die Fragen der Amplituden – und Offsetregelung der interferenzoptischen Signale wird in [62] eingegangen. Der Schwerpunkt liegt dabei in einer Festlegung der Regleralgorithmen, da eine

Bezugsgröße, wie z.B. die Modulationsfrequenz in der Heterodyninterferometrie, nicht vorliegt. Die Lösung dieses Problems wurde im Institut für Prozessmess –und Sensortechnik durch eine Einführung eines festpunktlosen Piezoschwingers gefunden. Der Piezoschwinger wird am Spiegel im Referenzarm befestigt, so wie in Abbildung 6.11 zu sehen ist.

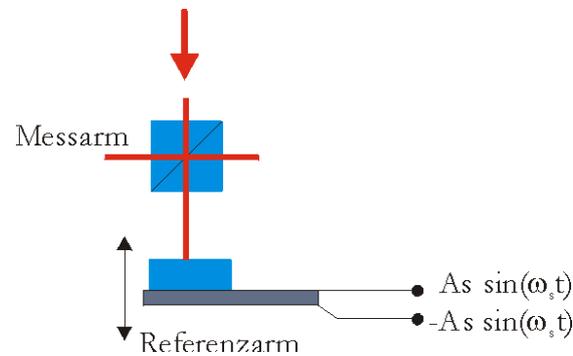


Abbildung 6.11: Festpunktloser Piezoschwinger

Der Schwinger wird mit einem harmonischen Signal in der Nähe seiner Resonanzfrequenz angeregt. Die Schwingerbewegung führt zur sinusförmigen Veränderung der Referenzarmlänge L_{Ref} , die zu eigentlichen Messlänge addiert wird. Die Schwingerfrequenz ist aber genau definiert und ändert sich nicht während einer Messung. Wenn der Frequenzbereich der Messbewegung sich mit dem Frequenzbereich des Schwingers überlagert, kann er ausgeschaltet werden. Ist die Schwingerbewegung größer als eine halbe Wellenlänge, so stellt die Lissajous – Figur einen geschlossenen Kreis dar. Durch eine Bestimmung der Signalspitzenwerte wird auf die aktuelle Signalamplitude und den Offset geschlossen. Ein Blockschaltbild der Schaltung ist in Abbildung 6.12 dargestellt.

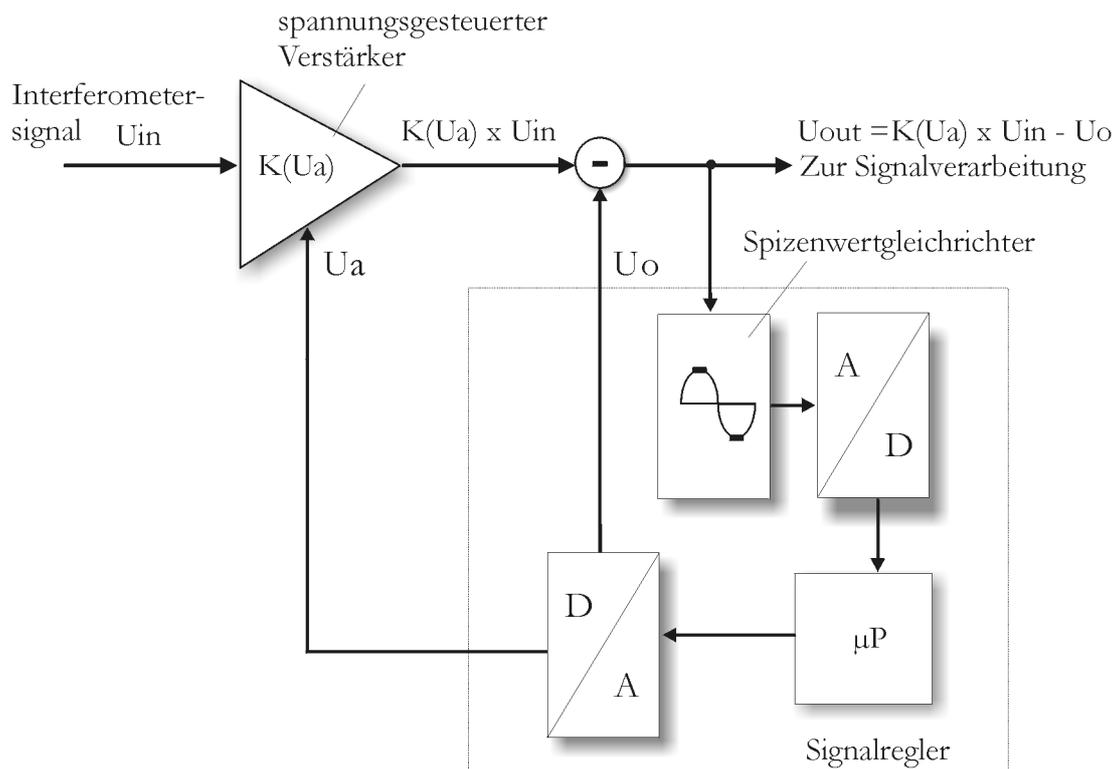


Abbildung 6.12: Regelkreis der Analogkette

Der Regler ist mit der Schwingersteuerung verbunden (Abbildung 6.1), damit die Regelung bei dem eingeschalteten Schwinger aktiv wird. Die Fragen der Regleralgorithmen wurden ausführlich in [62] behandelt.

Trotz der Möglichkeit, eine ständige Bewegung im Interferometer durch den Schwinger zu erzeugen, kann eine kapazitive Kopplung der Verstärkerstufen nicht realisiert werden. Wie mit Gleichung (6.3) bereits gezeigt wurde, ist das Auftreten der Signalfrequenzen bei 0 Hz immer möglich. Es sind Lösungen bekannt, wodurch eine spezielle Offsetkorrektur erst nach einer Verstärkung mit kapazitivgekoppelten Stufen erfolgte [92]. Dieser Fall kommt in einem hochauflösenden Messsystem nicht in Betracht, da keine saubere Trennung nur einer Besselschen Komponente bei 0 Hz technisch realisierbar ist. Ein realer Filter verzerrt auch benachbarte Frequenzen, was zu Nichtlinearitäten in ursprünglich physikalisch harmonischen Interferometersignalen führt.

6.3 Digitale Signaldemodulation

Die angestrebte hohe Systemauflösung - und hohe Systemdynamik erfordern eine korrekte Wahl der Verarbeitungsgeschwindigkeit und der Signalquantisierungsstufen der Demodulationselektronik. Ein A/D Umsetzer wandelt einen Strom- oder Spannungswert in eine entsprechende Anzahl von Quantisierungsstufen um. Eine A/D Wandlung der Quadratursignale mit einer darauf folgenden Berechnung des Winkelwertes wird durch folgende Gleichung ausgedrückt :

$$\varphi(t_i)_{Na \tan} = \arctan \left(\frac{\text{round} \left(\frac{2^{N_{ADC}-1} \cdot U_{SIN}(t_i)}{U_{ADC}} \right)}{\text{round} \left(\frac{2^{N_{ADC}-1} \cdot U_{COS}(t_i)}{U_{ADC}} \right)} \right) + m \cdot \pi \quad (6.21)$$

Dabei stellen N_{ADC} und U_{ADC} die Auflösung des A/D Wandlers und den maximalen Eingangsspannungsbereich eines A/D Wandlers dar. Es wurde bereits erläutert, dass bei diesem Verfahren nur die Zählung der ganzen Interferenzperioden vorgenommen wird. Nach einer Festlegung der Schnittpunkte in der Lissajous – Figur (s. Abbildung 6.4) erfolgt die Erkennung der ganzen Interferenzordnungen durch eine Zuordnung der aktuellen Position des Zeigers zu einem der vier Quadranten. Das bereits definierte Abtastintervall $Ta = t_i - t_{i-1}$ wird durch die folgende Gleichung berechnet :

$$Ta = \frac{1}{4 \cdot F_{MAX}} \quad (6.22)$$

F_{MAX} ist die maximale Frequenz der Interferometersignale (Gleichung (6.5)). Aufgrund der Fortschritte der Herstellungstechnologien elektronischer Komponenten sind derzeit A/D Wandler mit einer Auflösung bis 12 Bit (4096 Quantisierungsstufen) und mit einer Abtastfrequenz von 40 MHz erhältlich.

Die begrenzte Auflösung der A/D Wandler stellt die Aufgabe, eine Winkelauflösung bei definierten N_{ADC} zu berechnen, um eine optimale Wortbreite des digitalen Demodulators zu wählen. Ein Fehlerverlauf des Wertes $\varphi(t_i)$, der sich nach einer 4 Bit Quantisierung ergibt ($N_{ADC} = 4$), ist in Abbildung 6.13 zu sehen.

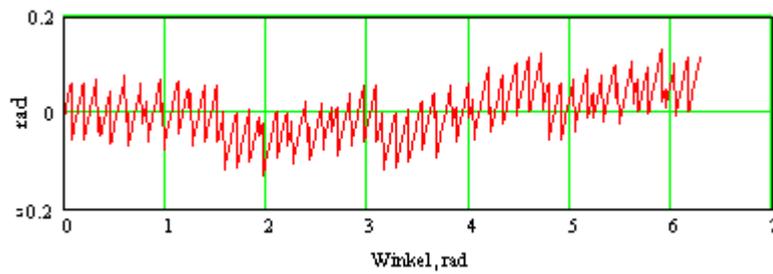


Abbildung 6.13: Quantisierung des Winkes $\varphi(t_i)_{Na \tan}$ mit 4 Bit Wandlern

Nehmen wir jetzt an, dass die Messunsicherheit des A/D Wandlers, die durch die Quantisierung entsteht, durch die Angabe einer Gleichverteilungsfunktion vollständig beschrieben werden kann (Abbildung 6.14) [5].

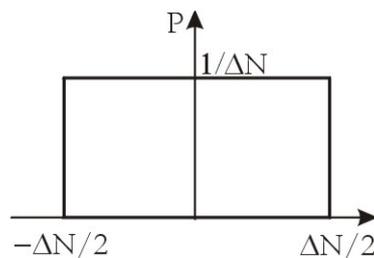


Abbildung 6.14: Verteilung der Messunsicherheit eines A/D Wandlers

Die Gleichung (6.21) ist nichtlinear und unstetig aus Sicht der zu verarbeitenden Interferometersignale U_{SIN} und U_{COS} . Deshalb kann die resultierende Verteilungsfunktion nicht durch eine lineare Faltung berechnet werden. Das Modell der Gleichung (6.21) ist in Abbildung 6.15 zu sehen.

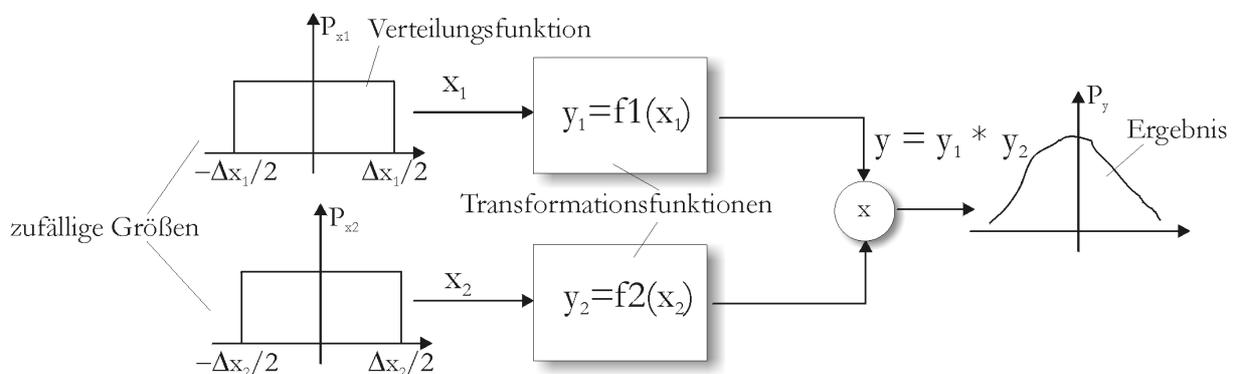


Abbildung 6.15: Transformation der Auflösung der A/D Wandler in das Messergebnis

Dieses Modell führt zu einer nichtlinearen und winkelabhängigen Faltung der Fehlerverteilungen einzelner Quantisierungselemente und deshalb zur winkelabhängigen Auflösung des Wertes $\varphi(t_i)_{Na \tan}$. Die Abbildung 6.16 zeigt die Veränderung der Fehlerverteilungsfunktion für $\varphi(t_i)_{Na \tan}$ bei unterschiedlichen Positionen des Zeigers der Lissajous – Figur.

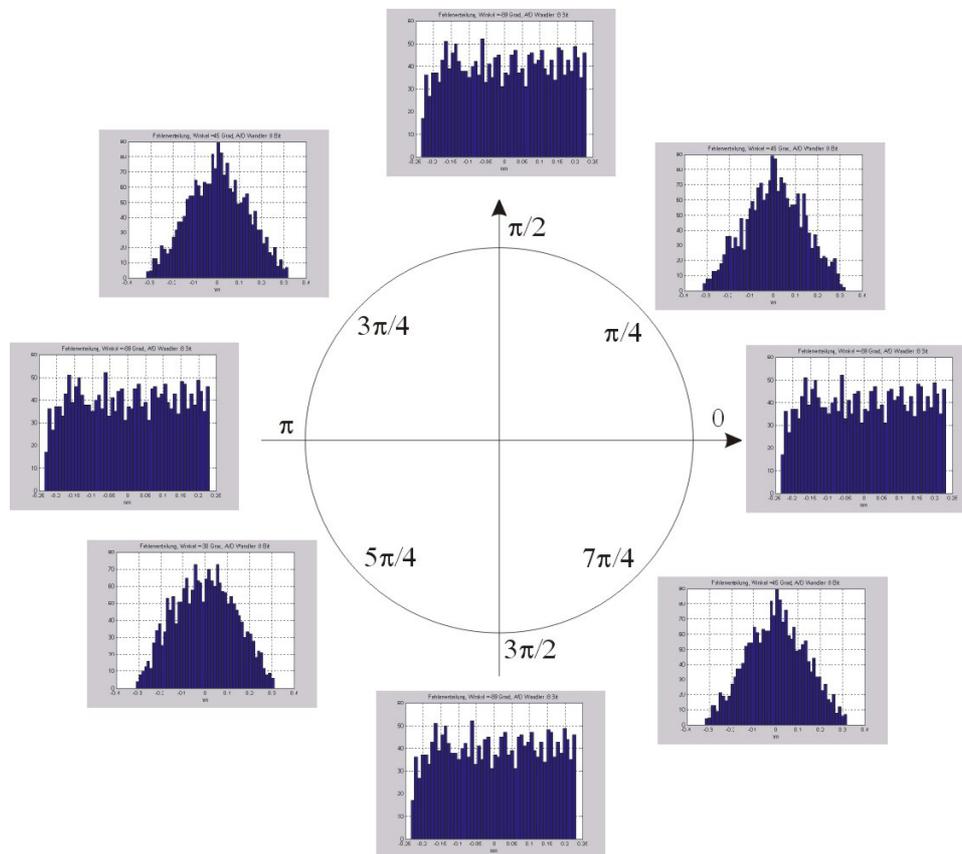


Abbildung 6.16: Winkelabhängige Quantisierungsfehler für $\varphi(t_i)_{Na \tan}$

Es ist deutlich zu sehen, dass die Winkelauflösung an den Nulldurchgängen der Interferometersignale am schlechtesten ist (die Gleichverteilung). Aus diesem Ansatz lässt sich die Winkelauflösung in Abhängigkeit von N_{ADC} berechnen. In Abbildung 6.17 ist das Ergebnis dieser Berechnungen zu sehen, wobei eine Umrechnung in Längeneinheiten nach Gleichung (6.8) bereits vorgenommen wurde.

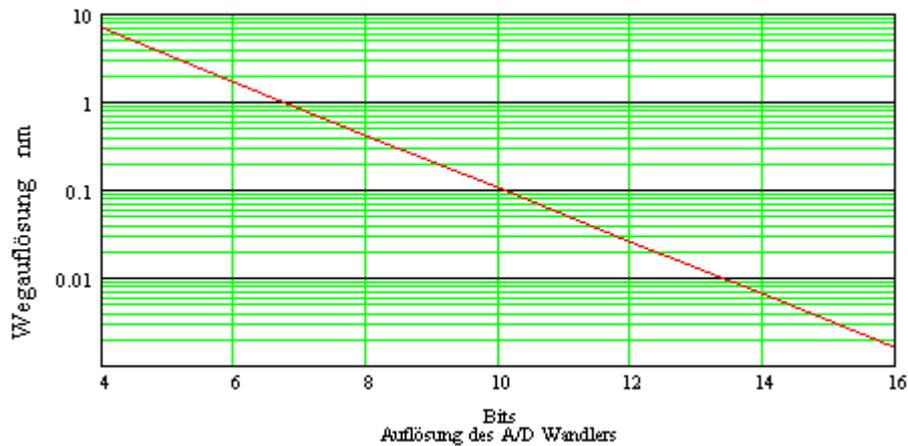


Abbildung 6.17: Wegauflösung als Funktion der A/D Wandlerbitzahl

Es ergibt sich die folgende Faustformel, die eine Bitzahl des digitalen Arcustangenswortes definiert:

$$N_{ATAN} = N_{ADC} + 2 \quad (6.23)$$

Diese Gleichung und die Abbildung 6.17 sind die Voraussetzungen für die Auswahl der Wandlerrauflösung in Abhängigkeit von den gestellten Anforderungen an das Messsystem.

Gleichung (6.7) legt die Beziehung fest, die zur Gewinnung der Messgröße aus den Quadratursignalen genommen wird. Stellen wir eine komplette Gleichung nach einer Substitution von (6.1) und (6.2) in (6.7) auf:

$$\varphi(t_i) = \arctan \left(\frac{O_s + A_s \cdot \sin \left(\frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \Delta L(t_i) + \phi_E \right) + n_s(t_i)}{O_c + A_c \cdot \cos \left(\frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \Delta L(t_i) \right) + n_c(t_i)} \right) + m \cdot \pi \quad (6.24)$$

Es ist leicht zu zeigen, dass zusätzliche Nichtlinearitäten in den Messwerten auftreten, wenn die Voraussetzungen $O_s=O_c=0$, $\phi_E=0$, $A_s=A_c$ nicht erfüllt sind [68], [69], [67], [70], [71]. Abbildung 6.18 zeigt eine ideale und eine fehlerbehaftete Lissajous – Figur, die einen Phasenfehler von 10 Grad aufweist.

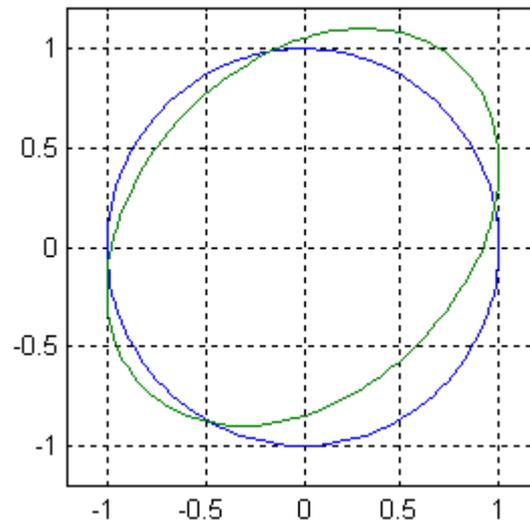


Abbildung 6.18: Fehlerfreie und eine fehlerbehaftete Lissajousfigur

Nach einer Auswertung des Winkels $\varphi(t_i)$ ist der folgende nichtlineare Verlauf der Messwerte festzustellen.

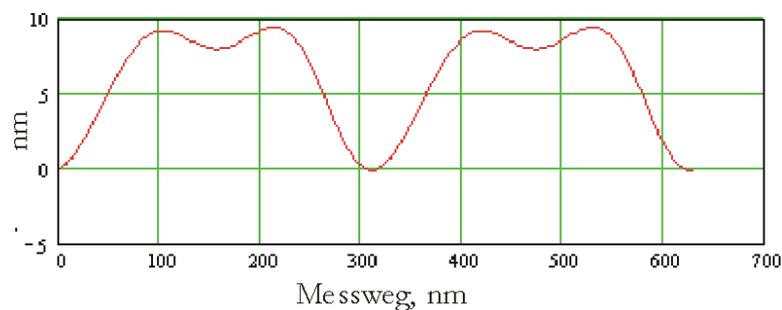


Abbildung 6.19: Nichtlinearität im Messergebnis

Der Einfluss jeder Komponente in diesen Verlauf kann durch die partiellen Ableitungen der Gleichung (6.24) dargestellt werden. Zu einer Vereinfachung der Gleichungen führen wir zuerst die folgende Beziehung ein :

$$K_{sc} = \left(1 + \frac{U_{\sin}(t_i)^2}{U_{\cos}(t_i)^2} \right)$$

Dann werden die partiellen Ableitungen zu :

$$\frac{\partial \varphi(t_i)}{\partial \phi_E} = A_s \cdot \frac{\cos(\varphi(t_i) + \phi_E)}{U_{\cos}(t_i) \cdot K_{sc}} \quad (6.25)$$

$$\frac{\partial \varphi(t_i)}{\partial A_c} = \frac{-U_{\sin}(t_i) \cdot \cos(\varphi(t_i))}{U_{\cos}(t_i)^2 \cdot K_{sc}} \quad (6.26)$$

$$\frac{\partial \varphi(t_i)}{\partial c} = \frac{-U_{\sin}(t_i)}{U_{\cos}(t_i)^2 \cdot K_{sc}} \quad (6.27)$$

$$\frac{\partial \varphi(t_i)}{\partial A_s} = \frac{\sin(\varphi(t_i) + \phi_E)}{U_{\cos}(t_i) \cdot K_{sc}} \quad (6.28)$$

$$\frac{\partial \varphi(t_i)}{\partial O_s} = \frac{1}{U_{\cos}(t_i) \cdot K_{sc}} \quad (6.29)$$

In einem Interferometer mit der polarisationsoptischen Auswertung wird die Phase zwischen den Messsignalen durch eine Festlegung von polarisierenden Achsen der optischen Elemente in der Auswertegruppe festgelegt (Kapitel 5). Eine Fehleinstellung bei der Justage dieser Elemente und eine begrenzte Reglergenauigkeit, die auch durch ein niedriges Signal/Rausch Verhältnis hervorgerufen werden kann (Gleichung (6.19)), führen dazu, dass man immer mit Nichtlinearitäten in den Messwerten rechnen muss. Wie aus den partiellen Ableitungen zu sehen ist, kann die Abhängigkeit der Nichtlinearitätsverläufe von der Messgröße besonders bei einer Analyse von Schwingungsvorgängen, die durch eine schnelle Fourier – Transformation gemacht wird (Kapitel 2) zu groben Messunsicherheiten führen. In der folgenden Abbildung 6.20 ist das Spektrum einer Sinusschwingung zu sehen, wobei die Lissajous - Figur der fehlerbehafteten Darstellung in Abbildung 6.18 entsprach.

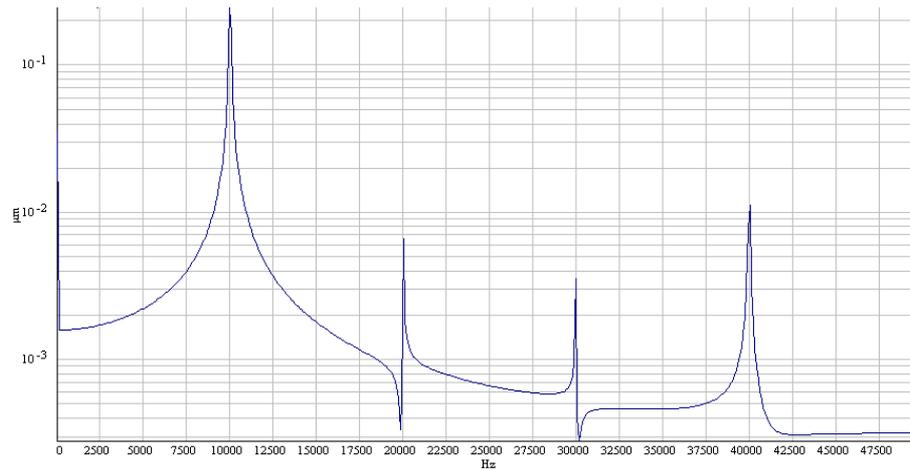


Abbildung 6.20: FFT Analyse einer Schwingung mit Nichtlinearitätsfehlern

Da die Nichtlinearitäten innerhalb einer Interferenzordnung verteilt sind und mit der Messgröße zusammen hängen, ist eine saubere Trennung der tatsächlich vorhandenen Signaloberwellen bei unbekanntem Schwingungsverläufen unmöglich. Die höheren Frequenzen im Spektrum sind durch die Nichtlinearitäten verursacht worden und führen zu einer komplett falschen Einschätzung des aktuellen Schwingungsvorganges. Deshalb muss das Demodulorkonzept so aufgebaut werden, dass der Einfluss von Nichtlinearitäten verringert wird. Es sind mehrere Lösungen für dieses Problem bekannt [66] – [71]. Sie basieren darauf, dass durch eine Regressionsrechnung die aktuellen Parameter der Interferometersignale bestimmt und anschließend korrigiert werden. Eine online Korrektur der Signalparameter ist bei Schwingungsmessungen höherer Frequenzen sehr schwer zu erreichen. Durch polarisationsoptischen Interferometeraufbau und aufgrund der implementierten optischen Offsetkompensation (Kapitel 5.2) kann man von der Stabilität der fehlerbehafteten Signalparameter während einiger Messzyklen ausgehen. Unter solchen Voraussetzungen ist eine Korrektur der Nichtlinearitäten möglich und wurde in der entwickelten Auswerteelektronik umgesetzt.

Es wurden zwei Demodulatortypen entwickelt und für eine Abtastfrequenz von 30 MHz ausgelegt. Daraus ergibt sich nach Substitution der Gleichung (6.22) in (6.5) die maximale zulässige Objektgeschwindigkeit von 2,4 m/s.

6.3.1 Digitale Signaldemodulation mit Korrekturtabellen

Das Blockschaltbild von *Demodulator 1* ist in Abbildung 6.21 zu sehen.

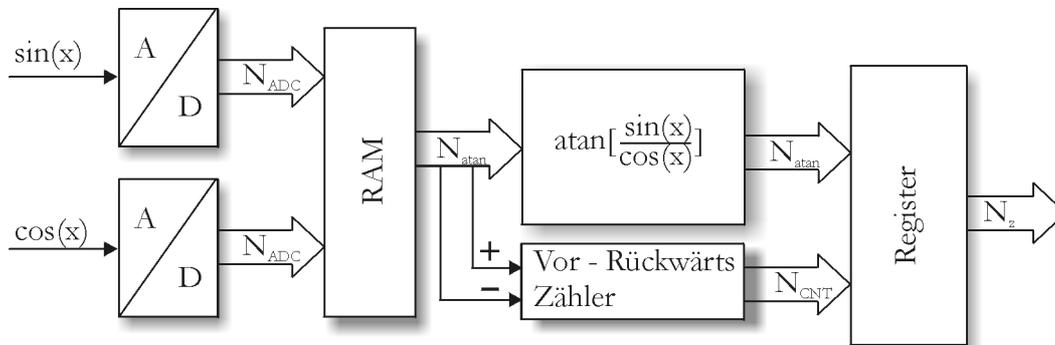


Abbildung 6.21: Blockschaltbild des *Demodulators 1*

Die Arcustangenstabelle wird in diesem Demodulator von einem Mikroprozessor vor Beginn der Signalauswertung in einen schnellen SRAM übertragen. Die Quadratur-signale werden von Analog/Digital Wandlern umgesetzt, wobei aktuelle digitalisierte Sinus- und Kosinuswerte jederzeit dem Mikrorechner zur Verfügung gestellt werden können. Die digitalisierten Werte adressieren den dazugehörigen Winkelwert durch eine $2 \cdot N_{ADC}$ breite Adresse. Die minimale Busbreite des SRAM N_{ATAN} wird durch Gleichung (6.23) definiert. Die Zugriffszeiten für den SRAM gleichen in dieser Konfiguration der maximalen Abtastfrequenz des digitalen Demodulators. Deshalb wird diese Konfiguration sehr kostenintensiv, wenn die Busbreite mehr als 8 Bit betragen würde. Die schnellen Flash A/D Konverter werden in dieser Konfiguration ausreichen um die Winkelauflösung ($\lambda/(2 \cdot 2^8) \approx 1,23nm$) zu gewährleisten (Gleichung (6.23)). Der entscheidende Vorteil dieser Konfiguration besteht darin, dass eine Periodenzählung nicht aus den Schwellwerten der A/D Wandler, sondern aus wesentlich unempfindlicheren Winkelwerten erfolgt. Außer einer dadurch erhöhten Störsicherheit der Zählelektronik ist auch die Möglichkeit gegeben, eine Nachkorrektur der Nichtlinearitäten in einem beliebig großen Bereich durchzuführen. Da die quantisierten Interferometersignale über dieselben A/D Umsetzer an einen Rechner gegeben werden, sind die Unsicherheiten durch die analogen Stufen beseitigt. Der Rechner kann aus den digitalen Sinus- und Kosinuswerten eine Berechnung der fehlerbehafteten Größen (Gleichungen (6.25) - (6.29)) vornehmen und danach eine korrigierte Arcustangenstabelle im SRAM ablegen. In Abbildung 6.22 ist zeigt eine normale und eine bereits korrigierte Tabelle an.

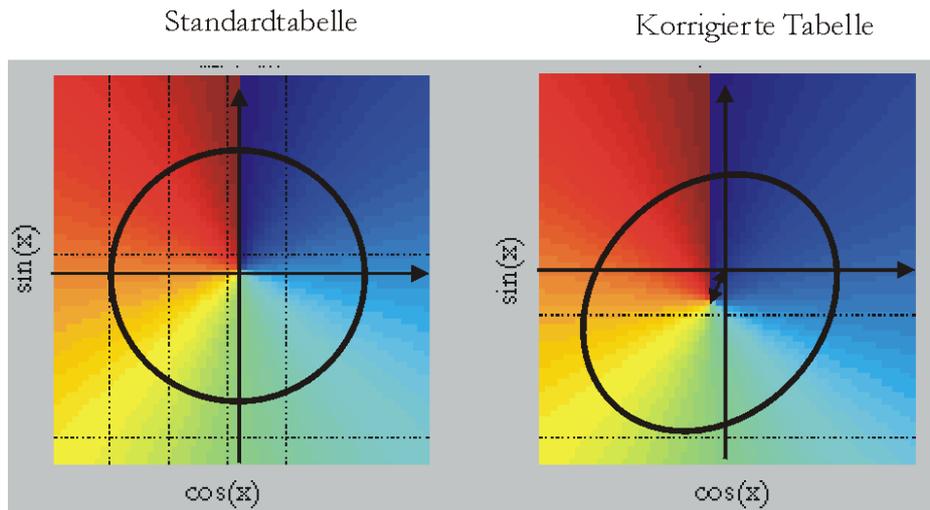


Abbildung 6.22: Veränderung der Arcustangententabelle zur Korrektur von Nichtlinearitäten

Die Abbildung 6.22 zeigt eine Mittenschiebung und einen unterschiedlichen Wertenanstieg der korrigierten Tabelle. Die korrigierte Tabelle bezieht sich auf das fehlerbehaftete Messergebnis, das in Abbildung 6.20 dargestellt wurde. Eine deutliche Verringerung der mit den Signaloberwellen zusammenfallenden Nichtlinearitätsfehler ist in Abbildung 6.23 gezeigt.

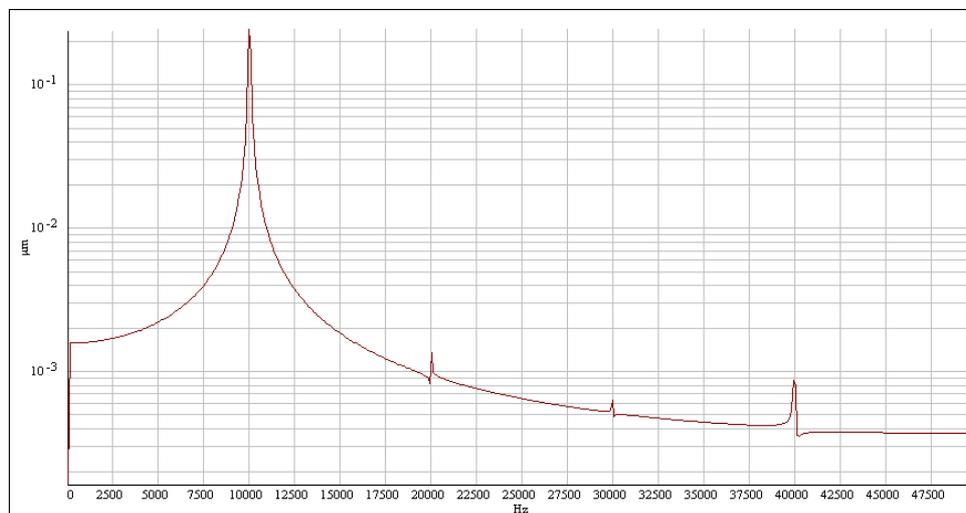


Abbildung 6.23: Eine Korrektur der Nichtlinearitätsfehler aus Abbildung 6.20 durch die Bildung einer neuen Tabelle

Dieses Konzept wurde in eine Auswertekarte umgesetzt, deren Blockschaltbild in Abbildung 6.24 zu sehen ist.

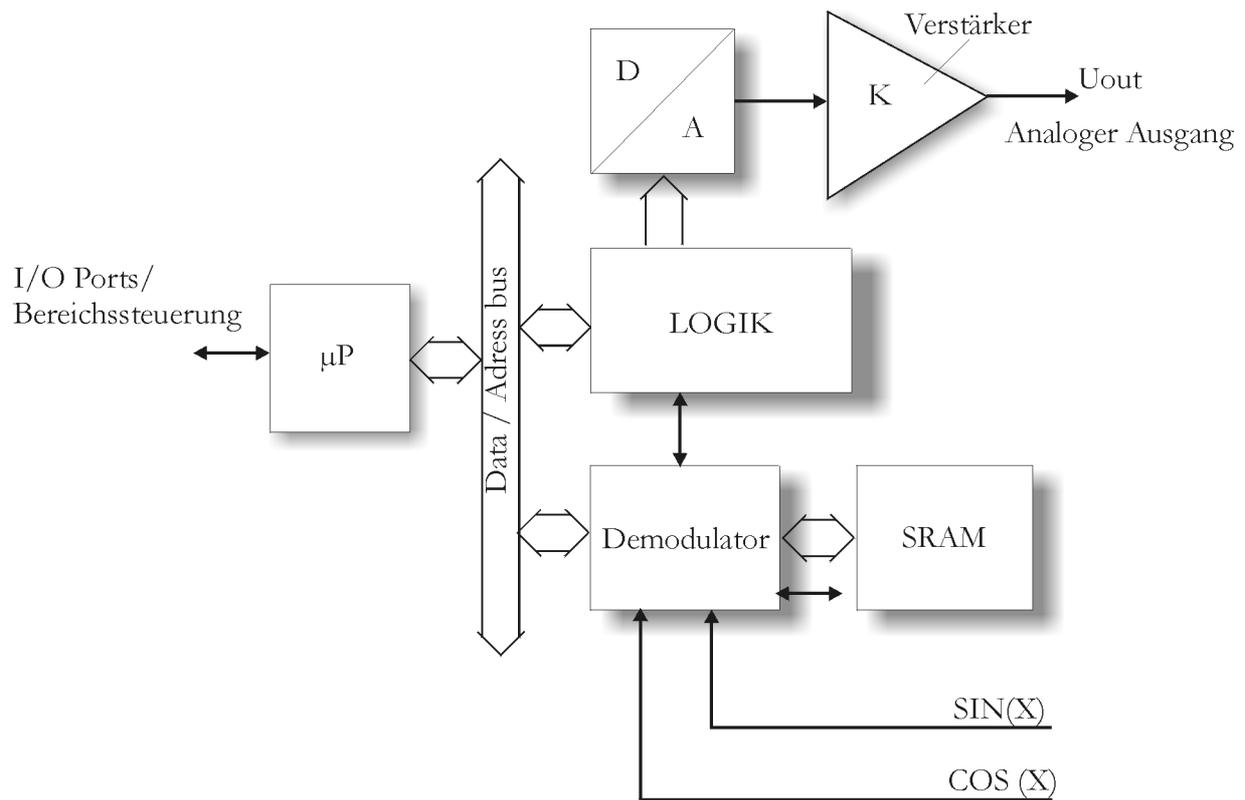


Abbildung 6.24: Analoge Ausgabe der Messwerte auf Basis vom *Demodulator 1*

Die in Abbildung 6.24 dargestellte Auswertekarte ist in der Lage, die bereits digitalisierten Messwerte über einen hochauflösenden 14 Bit D/A Wandler mit einer Frequenz von 300 kHz auszugeben. Die Karte basiert auf dem *Demodulator 1*. Der Mikroprozessor übernimmt die Steuerung von Messbereichen der Ausgabe.

6.3.2 Digitale hochauflösende Signaldemodulation

Das Blockschaltbild von *Demodulator 2* ist in Abbildung 6.25 zu sehen.

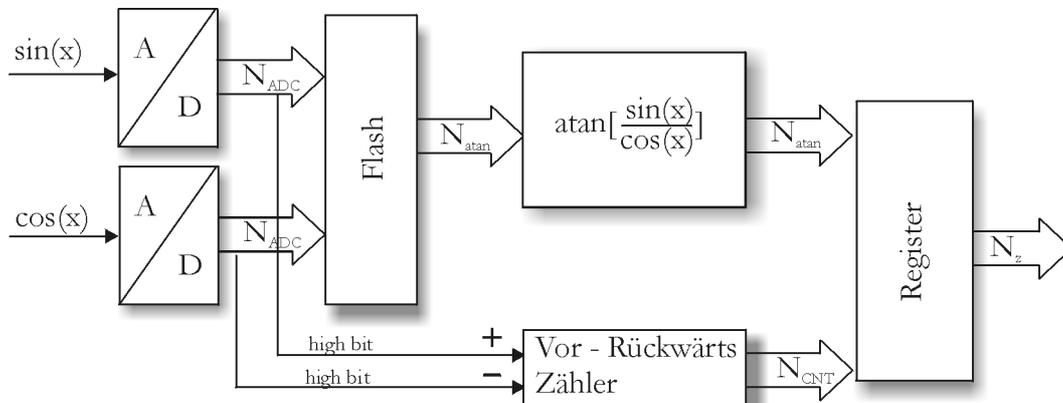


Abbildung 6.25: Blockschaltbild des *Demodulators 2*

Das Konzept von *Demodulator 2* sieht vor, dass die Zählung der ganzen Interferenzordnungen durch eine Auswertung der MSB von A/D Wandlern erfolgt. Die Arcustangenstabelle wird in einem Flash – Speicher abgelegt, wobei die Adressenbildung genauso wie bei dem *Demodulator 1* stattfindet. Dieser Aufbau wird dadurch gekennzeichnet, dass keine schnellen Zugriffe auf den Tabellenspeicher notwendig sind. Es wird grundsätzlich nur die Zählung ganzer Interferenzordnungen vorgenommen. Im Moment der Werteabfrage werden die digitalisierten Quadratursignale in ein Speicherelement übernommen. Der entstandene Wert bildet die Adresse für die Tabelle. Dabei sind normale Anforderungen an die Speicherbausteine (Zugriffszeit 70 ns) ausreichend, um eine Abfrage der Werte mit einer Frequenz über 1 MHz zu realisieren. Die Vorteile dieser Lösung liegen ganz offensichtlich darin, dass es schaltungstechnisch keine Begrenzung der oberen Ordnungsfrequenz durch den Speicherbaustein mehr gibt. Außerdem wurde die Lösung so gestaltet, dass auch die Möglichkeit besteht, die digitalisierte Quadratursignale für den Prozessor zugänglich zu machen. Sie werden zu einer Bestimmung der aktuellen Signalparameter verwendet, um eine Korrektur der Demodulationstabelle vornehmen zu können (Abbildung 6.22). Das Konzept wurde mit einer 8 Bit A/D Wandlung realisiert. Dies entspricht einer Wegauflösung von $\cong 0,3$ nm (Abbildung 6.17). Einem Einsatz hochauflösendere A/D Wandler steht nichts im Wege, da die Winkelberechnung auch ohne Flash-Speicher direkt in einem Prozessor ausgeführt werden kann. Zu Nachteilen gegenüber dem Konzept vom *Demodulator 1* zählt eine begrenzte Korrekturmöglichkeit der Signaloffset, da eine Zuordnung der gezählten Perioden und der Winkelwerte nicht mehr sichergestellt wird.

In ist das Blockschaltbild einer Auswertekarte dargestellt, die auf dem Demodulator 2 basiert.

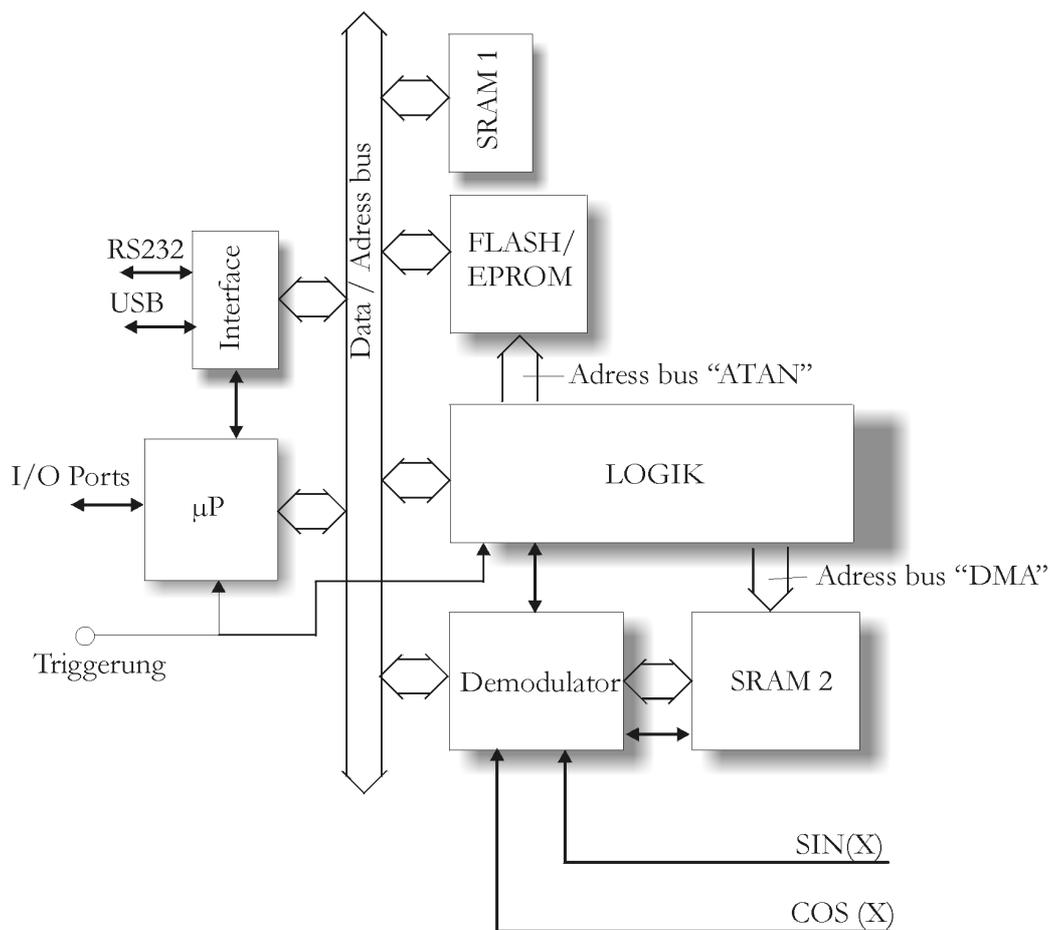


Abbildung 6.26: Blockschaltbild der hochauflösenden Auswertekarte

Die Auswertekarte in Abbildung 6.26 zeichnet sich dadurch aus, dass die Demodulatoreinheit vom Prozessorbus abgeschaltet werden kann und durch eine Hardwarelogik mit sehr hohen Geschwindigkeiten (bis zu 2 MHz) die Messwertaufnahme durchführen kann. Die aktuellen digitalisierten Interferometersignale sind jederzeit für den Prozessor zugänglich, so der Prozessor eine Schätzung der Signalparameter vornehmen kann. Ein Triggereingang ist auf dieser Karte vorhanden, der eine zeitsynchrone Messwertaufnahme ermöglicht. Bindet man diesen Eingang mit dem Anregersignal eines mechanischen Systems zusammen, dann sind die Aufnahmen von stationären Flächenschwingungen möglich (Kapitel 9)

Abbildung 6.27 stellt die Auflösungsgrenze dieser Karte über eine ganze Interferenzperiode dar. Es ist deutlich die Restnichtlinearität zu sehen, die die Auflösung von 0,3 nm bestimmt.

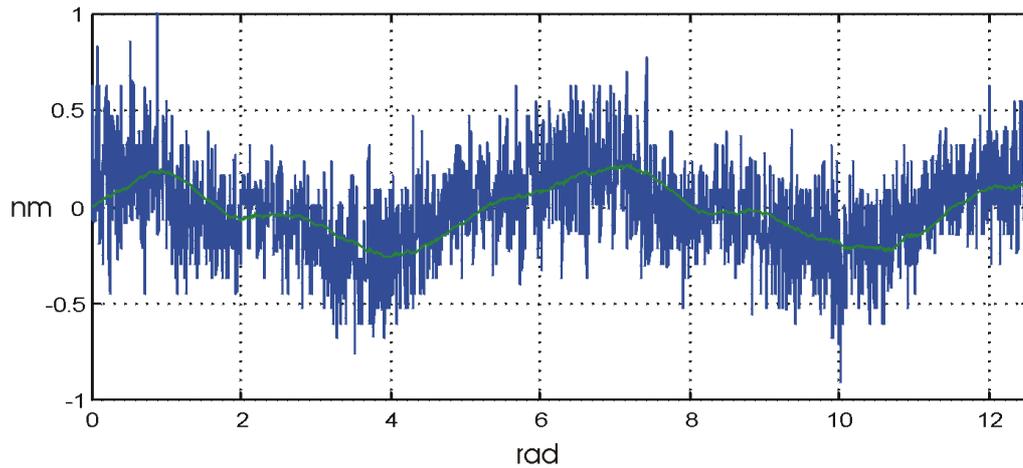


Abbildung 6.27.: Demodulationsfehler der Auswerteelektronik

Eine Verringerung der Systemauflösung ist durch den Einsatz hochauflösenderer A/D Wandler möglich. Es ist dann aber stets zu beachten, dass die Grenze der Gesamtauflösung im System durch eine begrenzte Genauigkeit der Reglerelektronik (Abbildung 6.12) gegeben ist.

Die vorgestellten Konzepte für die Signaldemodulation wurden in drei Auswertekarten umgesetzt, die in Abbildung 6.28 zu sehen sind.

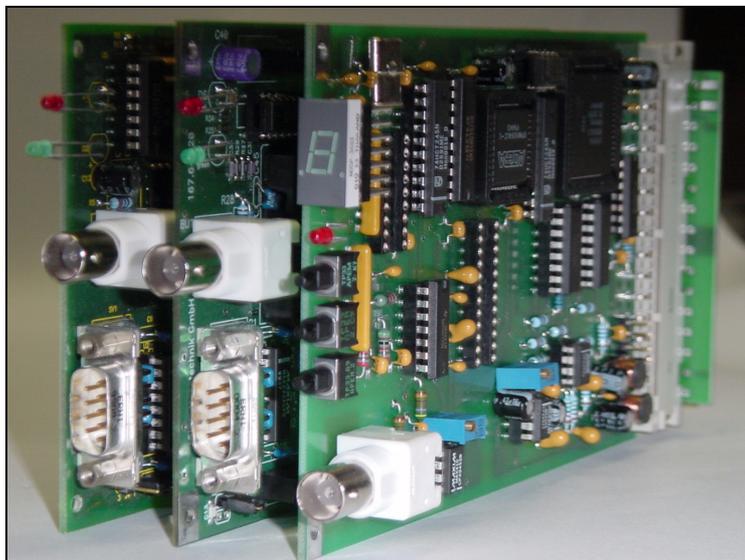


Abbildung 6.28: Realisierte Demodulationselektronik

6.4 Kapitelzusammenfassung

Den Schwerpunkt dieses Kapitels bildet die Beschreibung von Prinzipien der Signalauswertung bei interferenzoptischen Messsystemen, insbesondere mit Hinblick auf einen Einsatz in der Schwingungsanalyse. Es wurden die Berechnungen für die Auflösungsgrenzen im System durchgeführt und verschiedene Konzepte der Demodulationselektronik vorgestellt. Die Verknüpfung mit Kapitel 5 wurde dadurch unterstützt, dass die Bestimmung des Signal-Rausch Verhältnisses sowohl unter Berücksichtigung des Verstärkeraufbaus als auch des Intensitätsverhältnisses zwischen den Meß – und Referenzstrahlen des Interferometers erfolgte. Zu einer Bestimmung der Auflösungsgrenzen des Systems wurde, folgend aus der theoretischen Überlegung und praktischer Simulation, ein empirischer Zusammenhang zwischen der Signalauflösung und der Systemauflösung aufgestellt. Eine realisierte Lösung zur Minimierung von Nichtlinearitäten der Signaldemodulation wurde gezeigt.

7. Analyse der Messunsicherheit

7.1 Die Laserwellenlänge als Messnormal

Laserinterferometrische Messverfahren zeichnen sich durch eine hohe Präzision aus. Die gemessene Wegdifferenz ΔL stellt eine Funktion der Wellenlänge des He – Ne Lasers dar, die mit dem internationalen Wellenlängen- bzw. Frequenznormal verglichen werden kann.

Finden interferometrische Messungen nicht im Vakuum statt, dann muss die Abhängigkeit der Laserwellenlänge von der Brechzahl des Mediums n mitberücksichtigt werden.

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (7.1)$$

Bei Messungen in Luft hängt die Brechzahl der Luft von folgenden Parametern ab:

- Lufttemperatur
- Luftdruck
- Luftfeuchte
- CO₂

Die Brechzahl kann hochgenau mit einem Interferometer – Refraktometer gemessen werden . Es ist aber für normale Umgebungsbedingungen möglich, die aktuelle Brechzahl der Luft durch die folgende Edlén Gleichung bei bekannten Angaben für die Temperatur, Luftdruck und Feuchte mit einer Genauigkeit von 10^{-8} zu berechnen.

$$n = 1 + 2.8793 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{P}{1 + 0.003671 \cdot T} - 3.7 \cdot 10^{-8} \cdot pw \quad (7.2)$$

Dabei ist P der aktuelle Luftdruck in hPa, T die Lufttemperatur in °C und pw der Wasserdampfdruck in hPa. Die relative Empfindlichkeit der Brechzahl der Luft pro Maßeinheit ergibt sich durch eine Bildung der partiellen Ableitungen für jede Umweltgröße.

$$\frac{\partial n}{\partial T} \approx -0.93 \cdot 10^{-6} [K^{-1}] \quad (7.3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial P} \approx +0.27 \cdot 10^{-6} [hPa^{-1}] \quad (7.4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial p_w} \approx -3.63 \cdot 10^{-8} [hPa^{-1}] \quad (7.5)$$

Der Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Brechzahl der Luft wird mit dem größten Koeffizient beziffert. Demgegenüber unterliegt der Luftdruck wesentlich häufigeren Schwankungen. Eine Erfassung der Luftfeuchte ist erst bei größeren Messwegen erforderlich. Für eine hohe Genauigkeit Brechzahlkorrektur bei Entfernungen über 1 m ist eine mehrkanalige Temperaturerfassung notwendig, um die Temperaturverteilung der Luft zu ermitteln.

7.2 Messunsicherheit eines Messwertes

Die Schätzung der Messunsicherheit kann nur für einen bestimmten Algorithmus der Signaldemodulation und -verarbeitung erfolgen, weil dadurch die eigentliche Beziehung festgelegt wird, durch die das Messergebnis bestimmt wird. Das Demodulationskonzept wurde im Kapitel 6 vorgestellt (Gleichungen (6.7), (6.8)). Die gezählten Interferenzordnungen und die Phasendifferenz zwischen dem aktuellen Phasenverhältnis von Mess- und Referenzstrahlen und dem Phasenverhältnis am Anfang der Messung stellen einen momentanen Messwert dar.

$$\Delta L(t_i) = \frac{m_i \cdot \lambda}{2} + \frac{\lambda}{4 \cdot \pi} \cdot (\varphi(t_i) - \varphi(t_0)) \quad (7.6)$$

Eine komplette Gleichung ergibt sich nach einer Substitution der Gleichungen (6.8) und (6.24) in (7.6).

$$\Delta L(t_i) = \frac{m_i \cdot \lambda}{2} + \frac{\lambda}{4 \cdot \pi} \cdot \left(\arctan \left(\frac{O_s + A_s \cdot \sin(\varphi(t_i) + \phi_E) + n_S(t_i)}{O_c + A_c \cdot \cos(\varphi(t_i) + n_C(t_i))} \right) - \arctan \left(\frac{O_s + A_s \cdot \sin(\varphi(t_0) + \phi_E) + n_S(t_0)}{O_c + A_c \cdot \cos(\varphi(t_0) + n_C(t_0))} \right) \right) \quad (7.7)$$

Es wurde bereits im Kapitel 6 auf den Einfluss der Offset, Amplituden- und Phasenfehler ($O_s \neq 0, O_c \neq 0, A_s \neq A_c, \phi_E \neq 0$) sowie auf die Nichtlinearitätsfehler bei der Signaldemodulation hingewiesen und eine Minimierung dieser Fehler durch eine Optimierung der Demodulationstabelle gezeigt. Man muss jedoch unter realen Bedingungen davon ausgehen, dass das Systemrauschen, eine begrenzte Genauigkeit der Algorithmen zur Bestimmung der Signalparameter und weiterhin auch mögliche temperaturabhängige Driften im optischen System insgesamt zu nicht korrigierten Fehlern führen. Die Parameteränderungen, die zu diesen Restfehlern beitragen, hängen von der gesamten Messkette ab und liegen als Erfahrungswerte in Form der maximalen Grenzwerte vor. Deshalb werden wir bei der Berücksichtigung der Einflussgrößen über eine zufällige Abweichung von einem Idealwert sprechen. Der Einfluss des Systemrauschens n_s, n_c kann mit O_s und O_c zusammengefasst werden.

Die resultierende Messunsicherheit eines Messwertes soll nach den aktuellen Vorschriften zur Bestimmung und Darstellung der Messunsicherheiten eines Messgerätes erfolgen [72], [73], [74]. Es liegen keine statistischen Werte für Amplituden, Offset und Phasenfehler vor (Unsicherheit von Typ B). Es muss deshalb eine Gleichverteilung (Abbildung 6.14) für diese Werte zur Bestimmung der Unsicherheit des gesamten Messergebnisses angewendet werden. Deshalb ist es ausreichend, für diese Größen die Grenzwerte zu bestimmen. Ist der Fehlerbereich durch die Grenzen $\pm a$ definiert, so definiert man die Standardunsicherheit dieses Fehlers als:

$$u = \frac{a}{\sqrt{3}} \quad (7.8)$$

Die kombinierte Standardunsicherheit eines Messergebnisses wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$u_{res} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f(x)}{\partial x} \cdot u_i \right)^2}, \quad (7.9)$$

wobei u_i die Standardunsicherheiten der einzelnen nicht korrelierten Einflussgrößen sind.

Daraus ergibt sich:

$$u_{\Delta L} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta L}{\partial \lambda} \cdot u_{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta L}{\partial A_s} \cdot u_{A_s}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta L}{\partial O_s} \cdot u_{O_s}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta L}{\partial A_c} \cdot u_{A_c}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta L}{\partial O_c} \cdot u_{O_c}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta L}{\partial \phi_E} \cdot u_{\phi_E}\right)^2} \quad (7.10)$$

Die partiellen Ableitungen der Arcustangensfunktion (6.24) werden durch die Gleichungen (6.25) - (6.29) ausgedrückt. Es ergibt sich nach einer Kombination dieser Gleichungen für $\varphi(t_i)$ und $\varphi(t_0)$ eine unübersichtliche Formel für jede Größe. Nehmen wir jetzt an, dass folgende ideale Anfangsbedingungen gelten : $A_s = A_c = 1, O_s = O_c = 0, \phi_E = 0$. Dann vereinfachen sich die Ausdrücke zu :

$$\frac{\partial \Delta L}{\partial A_s} = \frac{\lambda}{8 \cdot \pi} \cdot (\sin(2 \cdot \varphi(t_i)) - \sin(2 \cdot \varphi(t_0))) \quad (7.11)$$

$$\frac{\partial \Delta L}{\partial O_s} = \frac{\lambda}{4 \cdot \pi} \cdot (\cos(\varphi(t_i)) - \cos(\varphi(t_0))) \quad (7.12)$$

$$\frac{\partial \Delta L}{\partial A_c} = \frac{\lambda}{8 \cdot \pi} \cdot (\sin(2 \cdot \varphi(t_0)) - \sin(2 \cdot \varphi(t_i))) \quad (7.13)$$

$$\frac{\partial \Delta L}{\partial O_c} = \frac{\lambda}{4 \cdot \pi} \cdot (\sin(\varphi(t_0)) - \sin(\varphi(t_i))) \quad (7.14)$$

$$\frac{\partial \Delta L}{\partial \phi_E} = \frac{\lambda}{8 \cdot \pi} \cdot (\cos(2 \cdot \varphi(t_i)) - \cos(2 \cdot \varphi(t_0))) \quad (7.15)$$

Auf Basis dieser Gleichungen lässt sich die Messunsicherheit berechnen, die nur von den Signalparametern bestimmt wird. Für $u_{O_c} = 1\%, u_{\phi_E} = 0.1^\circ$ ergibt sich die folgende Abhängigkeit (Abbildung 7.1) der von Signalparametern bedingten Messunsicherheit von der Phasendifferenz $\varphi(t_i) - \varphi(t_0)$

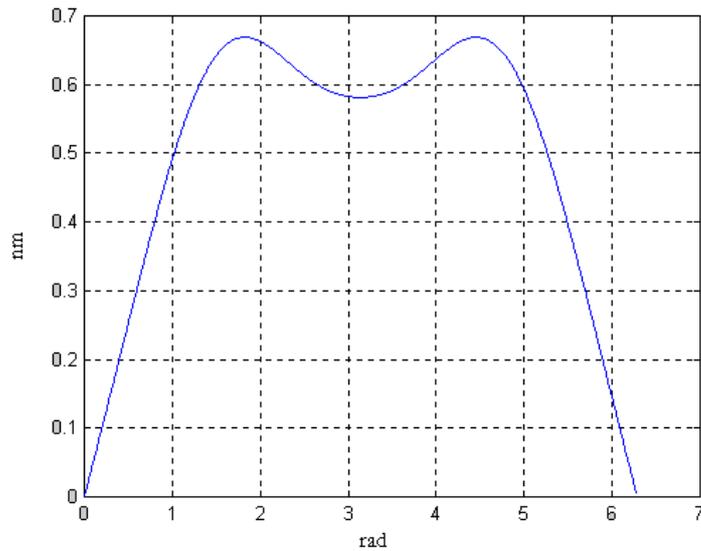


Abbildung 7.1: Messunsicherheit als Funktion der Phasendifferenz $\varphi(t_i) - \varphi(t_0)$

Es ist deutlich zu sehen, dass die maximale Messunsicherheit bei $(\varphi(t_i) - \varphi(t_0)) = 90^\circ$ liegt. Diese Kurve zeigt auch, dass die $\lambda/2$ Impulse frei von Nichtlinearitätsfehlern sind.

Die partielle Ableitung für die aktuelle Laserwellenlänge lässt sich auch aus der Gleichung (7.6) gewinnen.

$$\frac{\partial \Delta L}{\partial \lambda} = \frac{m_i}{2} + \frac{\varphi(t_i) - \varphi(t_0)}{2 \cdot \pi} \quad (7.16)$$

Wie bereits im Abschnitt 7.1 beschrieben wurde, ergibt sich die Standardunsicherheit der Laserwellenlänge aus der Frequenzstabilität des Lasers und der Brechzahlbestimmung für das aktuelle Medium. Schätzen wir zuerst die Standardunsicherheit der Laserwellenlänge ab. Die Umweltparameter werden mit folgenden Genauigkeiten erfasst :

- Lufttemperatur : $\pm 0,3$ K
- Luftdruck : ± 30 Pa
- Wasserdampfdruck: ± 120 Pa
- Frequenzstabilität des Lasers : $2 \cdot 10^{-8}$

Daraus ergibt sich nach der Gleichung (7.9) der folgende Ausdruck für die Standardunsicherheit der Wellenlänge :

$$u_{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda}{\partial \lambda_0} \cdot u_{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial n} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} \cdot u_T\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial n} \cdot \frac{\partial n}{\partial P} \cdot u_P\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial n} \cdot \frac{\partial n}{\partial p_w} \cdot u_{p_w}\right)^2} \quad (7.17)$$

Für folgende Normbedingungen $T = 20 \text{ °C}$, $P = 100000 \text{ Pa}$ und $p_w = 1150 \text{ Pa}$ ergibt sich die Brechzahl der Luft zu $n = 1,000268$. Die Standardunsicherheit der Laserwellenlänge beträgt dann $1,1 \cdot 10^{-7} \text{ nm}$.

Es wurde im Kapitel 5.4 beschrieben, dass das Interferometer an den rauhen Oberflächen eine geringe Empfindlichkeit zur Oberflächenverkipfung aufweist. Das hat zur Folge, dass die Wahrscheinlichkeit eines systematischen Längenfehlers durch einen nicht orthogonalen Winkel sehr hoch ist. Die relative Messunsicherheit, die aufgrund des nichtberücksichtigten Winkels zwischen der Messachse und der Bewegungsachse des Messobjektes wird durch die Gleichung $u_{\lambda} = 1 - \cos(\alpha)$ bestimmt.

Es wurde der Einfluss der Signalparameter (Abbildung 7.1), der Laserwellenlänge (Gleichung (7.17)) und der systematischen Fehler durch die Fehljustage betrachtet. Nehmen wir jetzt an, dass das Messsystem ohne Justagehilfen aufgestellt und vom Anwender mit einem Winkel von $90,1^\circ$ auf die Oberfläche des Objektes gerichtet wurde.

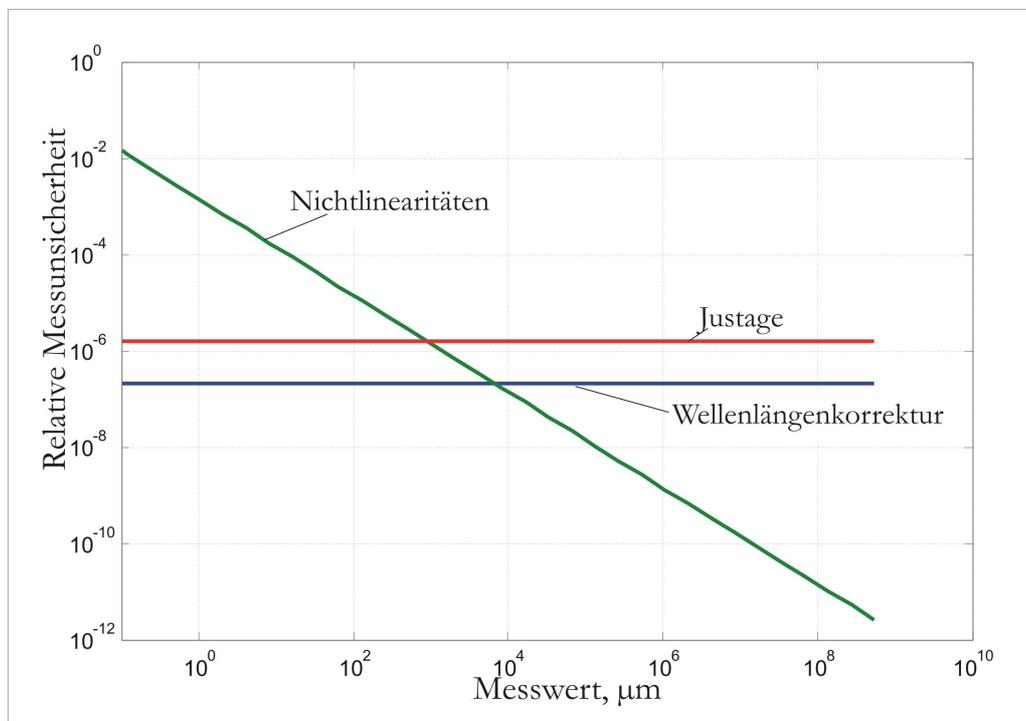


Abbildung 7.2: Einfluss der einzelnen Quellen der Messunsicherheit auf die Standardunsicherheit des Messergebnisses

Abbildung 7.2 stellt die bereits genannten Messunsicherheiten als Anhängigkeit von der Messgröße zusammen. Man kann deutlich sehen, dass der Einfluss der Wellenlängenkorrektur auf die Gesamtmessunsicherheit am geringsten ist. Da es sich bei Schwingungsmessung hauptsächlich um die Bewegungen mit kleineren Amplituden handelt, bestimmen die Parameter der Interferometersignale und die Aufstellbedingungen die Messunsicherheit des Messsystems.

Die kombinierte Standardunsicherheit des Messergebnisses kann man bei einem Schwingungsmessgerät nur in Verbindung mit einem Signalverarbeitungsverfahren definieren [77]. Dabei wird die Unsicherheit dieses Verfahrens in die Gleichung (7.9) zusammen mit den in diesem Kapitel beschriebenen Messunsicherheiten aufgenommen. Die Messunsicherheiten solcher Verfahren (wie z.B. Fourier-Transformation [79]) können um einige Ordnungen größer sein, als die Messunsicherheit des vorgestellten Systems. Die Betrachtung der Messunsicherheiten von Laserinterferometern bei der Kalibrierung von konventionellen Sensoren in Verbindung mit den Algorithmen der Messwertverarbeitung findet man in [85], [91].

7.3 Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Fehlerrechnung behandelt. Es wurde allerdings auf die Betrachtungen der Nullpunktdriften, die durch die Umweltparameter oder die nicht korrigierte Totstrecke im Interferometer verursacht werden, verzichtet, da die zu messenden Bewegungen bei der Schwingungsanalyse oberhalb der 0 Hz Grenze liegen. Es wurde die Beziehung zur Bestimmung des Messergebnisses präsentiert und die Berechnung der erweiterten Messunsicherheit eines einzelnen Messwertes nach der GUM Norm abgeleitet. Die Möglichkeiten der Minimierung von zufälligen Messunsicherheiten durch eine spezielle Signalverarbeitung sind in der Literatur ausführlich beschrieben und finden sich in der entwickelten Signalanalysesoftware..

8. Schwingungsanalysesoftware

Die Software zur Analyse von Schwingungsvorgängen wurde in einer interaktiven Oberfläche von Borland/Inprise Delphi entwickelt. Es wurden folgende Funktionen in der entwickelten Software realisiert :

- Sicherstellung der Datenkommunikation von der Auswerteelektronik zum PC
- Umrechnung der Längeneinheiten in Einheiten der Geschwindigkeit und Beschleunigung
- Einstellung der externen Triggerung zu einer Synchronisation der Datenaufnahme
- Eine digitale Anzeige der aktuellen Reglerparameter und der Lissajous –Figur
- Digitale Signalverarbeitung
 - Digitale FIR Filterung der aufgenommenen Datensätze
 - Berechnung von Amplituden – und Phasenspektren in allen berechneten Einheiten
 - Durchführung einer spektralen Mittelwertbildung zur Verringerung des Rauschpegels, wodurch eine Detektion kleinster Schwingungsamplituden ermöglicht wird

Das Erscheinungsbild der Auswertesoftware ist in Abbildung 8.1 dargestellt :

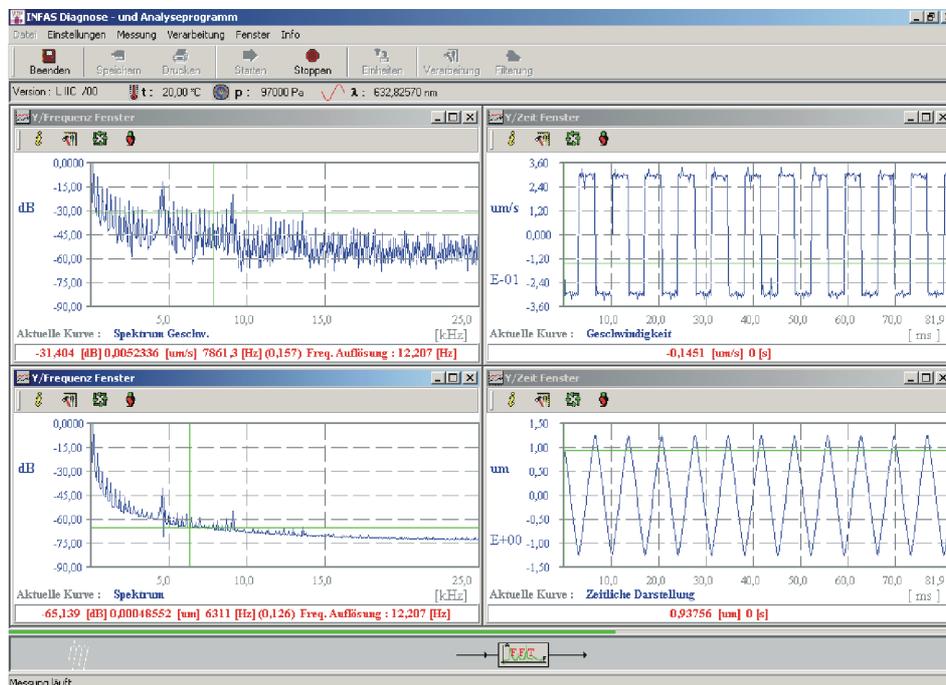


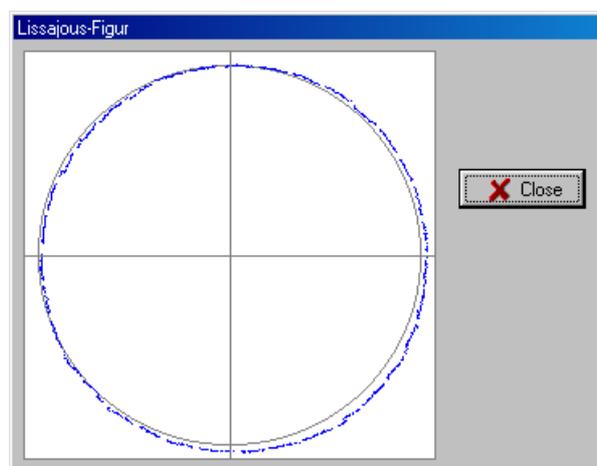
Abbildung 8.1: Das Erscheinungsbild der Auswertesoftware.

Die Datenübertragung von der Auswerteeinheit zum PC ist durch ein binäres Protokoll realisiert. Zu der Datensynchronisation wird ein ASCII „Header“ ganz am Anfang des Datensatzes mitgesendet.

Die Auswertesoftware benötigt zur fehlerfreien Umrechnung des Zählerstandes in die Längeneinheiten immer eine aktuelle Information über die Umweltparameter, die von der Auswerteelektronik erfasst werden. Der Umwelttimer dient einer zeitgesteuerten Abfrage dieser Umweltdaten. Das Abfrageintervall kann eingestellt werden. Wenn eine neue Abfrage der Umweltparameter ansteht, wartet die Software immer die Übertragung der letzten Messwerte ab und meldet mit einem Nachrichtenfenster die Aktivität des Umwelttimers an.



Es stehen nach jeder Datenübertragung die abgetasteten Quadraturssignale zur Verfügung. Sie können in einem speziellen Fenster dargestellt werden. Der hellgraue Kreis zeigt die optimalen Abmessungen der Lissajous – Figur und kann als Justagehilfe benutzt werden. Es ist auch möglich, dass der Kreis auch bei Bewegungen über eine Interferenzordnung nicht vollständig geschlossen ist, wenn das Verhältnis der Abtastfrequenz und der Datensatzlänge nicht an die aktuelle Ordnungsfrequenz der Quadraturssignale angepasst wird.



Bei der eingestellten Triggerung wird das Auswertesystem in einen Wartezustand versetzt. Die Messung der aktuellen Längenwerte erfolgt im Hintergrund, so dass der Controller keine Möglichkeit hat, die Messwerte zu verarbeiten und zu senden. Es kann auch vorkommen, dass keine Information über die serielle Schnittstelle gesendet wird. Es erfolgt lediglich eine Erfassung

der aktuellen Umweltparameter. Der Anwender wird über diesen Zustand durch das folgende Fenster in Kenntnis gesetzt.



Nach dem Eingang der voreingestellten Triggerflanke erfolgt eine Datenaufzeichnung in SRAM. Aufgenommene Daten werden anschließend an den Rechner übertragen. Es ist immer eine fest definierte Verzögerung zwischen einer Triggerflanke und dem Aufzeichnungsstart gegeben. Sie beträgt eine halbe Periode der voreingestellten Abtastfrequenz. Z.B. bei 25kHz : $1/25000/2=20\mu\text{s}$. Die Unsicherheit des Triggerzeitpunktes liegt bei 62 ns. Wenn die Einstellung der Triggerung versehentlich erfolgte oder keine Möglichkeiten mehr bestehen, einen Triggerimpuls auszulösen, kann dieser Wartezustand durch einen Softwarereset unterbrochen werden.

Die Darstellung der Messkurven kann in nm, μm oder in mm erfolgen. Die Parameter der Reglerelektronik können durch Software abgefragt werden. Es erfolgt dabei eine Anzeige der voreingestellten und aktuellen Vorgaben der Regelungselektronik.

Die Auswertesoftware verfügt über alle Speicherungs – und Druckmöglichkeiten, so dass eine Sicherung des Messergebnisses gewährleistet wird.

9. Praktische Anwendungen

9.1 Messung an einem Piezo- Bimorph

Die Messaufgabe bestand darin, die Eigenschwingungsform einer Piezoplatte zu ermitteln. Das Plättchen mit den Abmessungen 30x8 mm wurde an einer Seite befestigt und von einem Generator breitbandig angeregt. Die Messanordnung ist in Abbildung 9.1 zu sehen

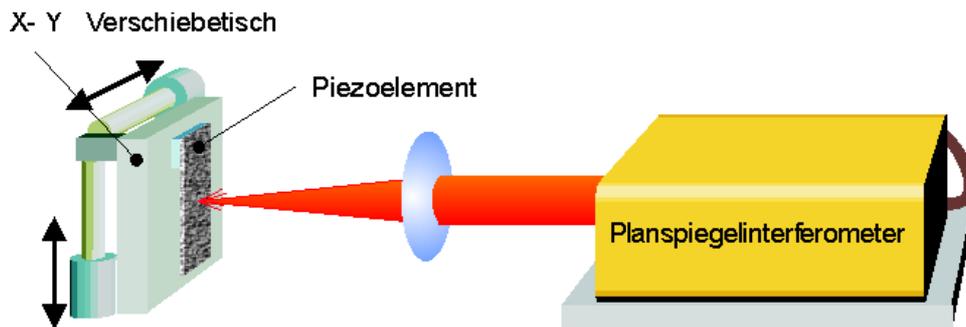


Abbildung 9.1: Messanordnung zur Modalanalyse eines Piezoplättchen

Durch die Anregung wurde gewährleistet, dass die Schwingung einen stationären Zustand hatte. Dies ermöglichte eine zeitverzögerte Aufnahme, wobei die Triggerungsmöglichkeiten der Hochgeschwindigkeitskarte (Kapitel 6.3) genutzt wurden. Die hochfrequenten Schwingungsformen (ab 12 kHz) waren für den Auftraggeber von besonderem Interesse. Die Schwingungsform für 14.9 kHz ist in Abbildung 9.2 dargestellt.

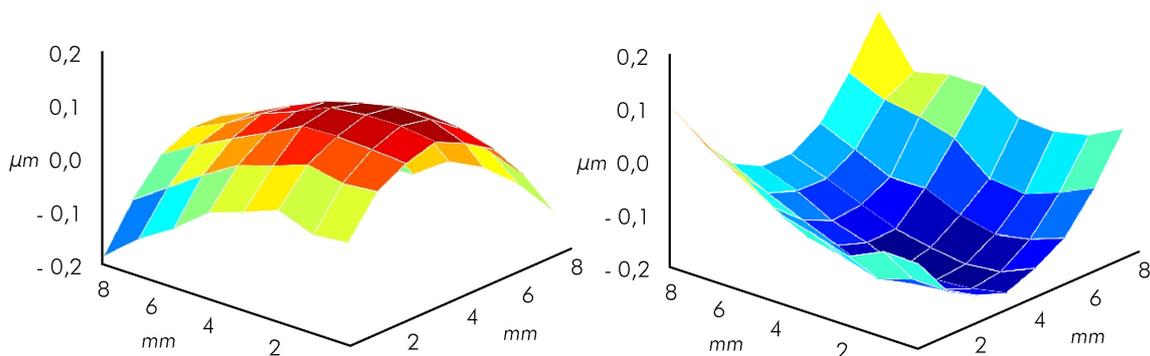


Abbildung 9.2: Gemessene Schwingungsformen, Frequenz 14.9 kHz

Es ist zu sehen, dass die Mitte des Piezo's in Gegenphase zu den Seiten schwingt. Die Schwingungsamplitude beträgt nur 150 nm und kann somit nur berührungslos erfasst werden. Um die Messergebnisse auch theoretisch zu unterstützen, wurde eine FEM Simulation durchgeführt (M. Domhardt, Fa. Sartorius). Das Ergebnis ist in Abbildung 9.3 zu sehen

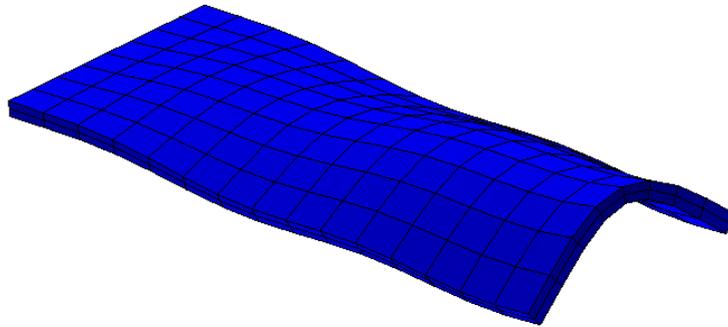


Abbildung 9.3: FEM Simulation des Piezoschwingers

Die Gegenphase der Piezoflächen ist deutlich in Abbildung 9.3 zu erkennen. Die gemessene Form stellt einen Ausschnitt der berechneten Schwingungsform dar.

9.2 Messung an einer Komparatorwaage

Es wurden Messungen an einer Komparatorwaage durchgeführt, um den Schwingungsverlauf eines Hebels zu untersuchen. Die Waage wurde mit einem Gewicht vorbelastet. Der Aufbau ist in Abbildung 9.4 dargestellt.



Abbildung 9.4 Messaufbau mit einer Waage

Abbildung 9.5 stellt einen Sprungantwort des Hebels dar.

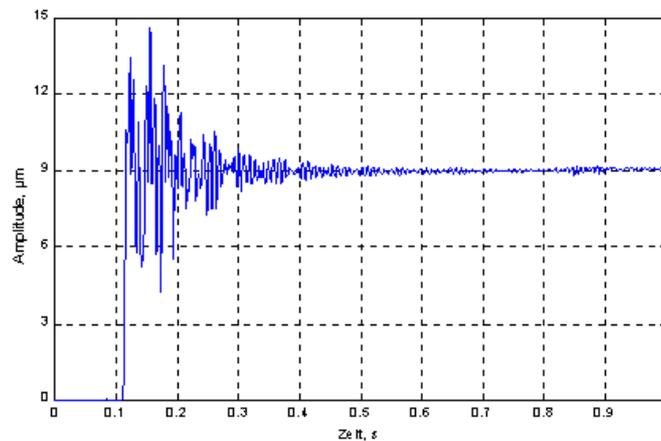


Abbildung 9.5: Sprungantwort eines Waagenhebels

Das Verhalten des mechanischen Systems wurde bei verschiedenen Vorlasten untersucht. Die Messungen wurden für das Kraftmesslabor des Institutes PMS (TU Ilmenau) durchgeführt.

9.3 Messung der Oberwellen eines Mikroantriebes.

Es wurden die Oberwellen eines Mikroantriebes untersucht (Abbildung 9.6).

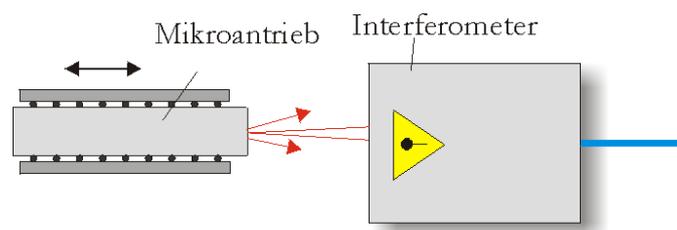


Abbildung 9.6: Schwingungsanalyse eines Mikroantriebes

Der Antrieb ist mit Piezoelementen ausgestattet, die zur Fortbewegung dienen. Sie werden mit einer hohen Frequenz gesteuert. Es war anzunehmen, dass bei Mikropositionierung die entstehenden Oberwellen sich auf das zu bewegende Objekt übertragen. Die Frequenz und die Amplitude wurden gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.7 zu sehen. Der für hochgenaue Positionierung konzipierte Antrieb weist durch seinen Piezoverfahren das Rauschen auf, das in einem Frequenzbereich bis zu 20 kHz liegt. Diese Darstellung in Abbildung 9.7 zeigt unter

anderem die Möglichkeiten der Auflösung des Messsystems. Mit dem Cursor ist eine Schwingung bei 15 kHz mit einer Amplitude von 1,6 nm markiert.

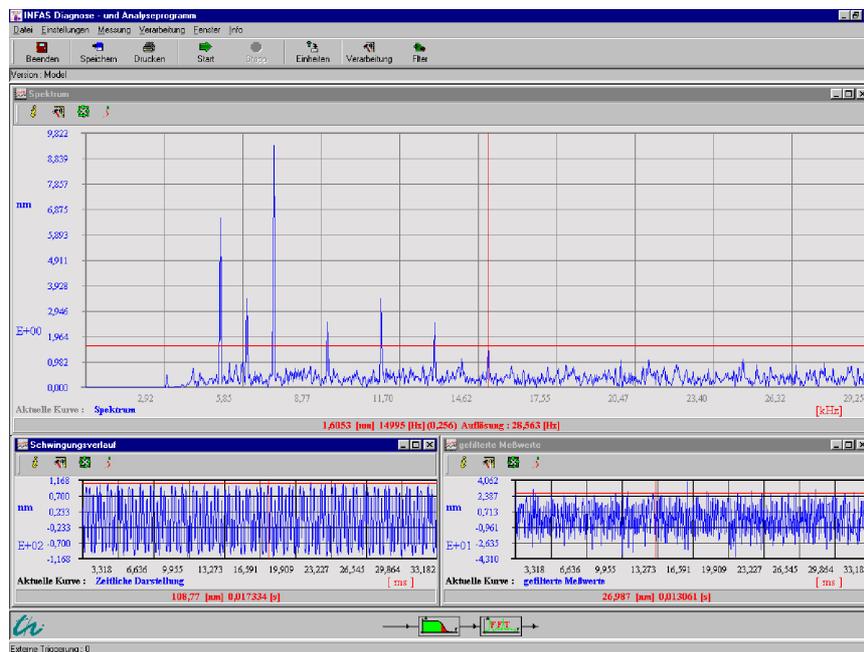


Abbildung 9.7: Messung an einem Mikroantrieb

Diese Messaufgabe ist insofern als anspruchsvoll zu betrachten, da hier die Schwingungsanalyse während einer Positionsänderung bis zu 10 mm gemessen wurde. Dadurch wurden auch die Angaben für die maximale Verschiebung eines Messobjektes vom Standpunkt der Speckle-Theorie (s. Kapitel 5.4) geprüft. Die Schwingungen wurden aus den linearen Bewegungen durch FIR Filter herausgefiltert.

10. Zusammenfassung

Die Motivation für die vorliegende Arbeit bestand darin, ein auf dem Homodyninterferometer basierendes Messsystem zu entwickeln, das zur berührungslosen Schwingungsanalyse angewendet werden kann. Es wurden sehr hohe Anforderungen an Auflösung und Frequenzbereich der Schwingungen gestellt. Der Überblick über die etablierten optischen Anordnungen zeigt, dass international z.Zt. nur Heterodynsysteme im Einsatz sind, mit denen die Aufgaben der punktgenauen und hochauflösenden berührungslosen Schwingungsmessung gelöst werden können. Das trifft besonders dann zu, wenn es sich um Anwendungen an optisch rauhen, industriellen Messoberflächen handelt. Aus den Untersuchungen dieser Arbeit wird deutlich, dass es hierzu eine Alternative nach einem Homodynprinzip gibt. Das entwickelte System zeichnet sich durch eine hohe Linearität und eine ausgezeichnete Präzision aus.

Nach einer Einführung in das Problem der Schwingungsanalyse und einem Überblick über den aktuellen Stand der Technik werden in dieser Arbeit die theoretischen Grundlagen der Speckletheorie behandelt. Die Ableitung der Specklegröße aus den Definitionen der Kohärenztheorie ermöglicht eine Betrachtung der entstehenden Interferenzen ähnlich zur klassischen Überlagerung ebener Wellenfronten. Über die Definition der Specklegröße konnte ein optimierter Interferometeraufbau realisiert werden und es wurden die messtechnischen Grenzparameter wie der Kippwinkel und der Messbereich bestimmt.

Besondere Bedeutung kommt im Kapitel 5 dem Problem der optischen Offsetkompensation zu. Durch eine Optimierung der Anordnung ist eine nahezu vollständige Kompensation der Signalgleichanteile und somit eine Streulichtempfindlichkeit des Interferometers ermöglicht worden, die bisher nicht erreicht wurde.

Bei der Betrachtung der Signalauswertung im System werden empirische Zusammenhänge zwischen Signalauflösung und Systemauflösung aufgestellt. Die realisierten Demodulationskonzepte werden gezeigt. Eine Lösung zur Minimierung der Systemlinearität über eine Verschiebung der Auswertetabellen wird vorgestellt.

Bei der Betrachtung der Messunsicherheiten im Kapitel 7 wurden nicht korrigierte, aber empirisch existierende nichtlineare Anteile miteinbezogen und eine theoretische Gleichung wurde aufgestellt.

Praktische Ergebnisse zeigen die Einsatzmöglichkeiten des Systems. Die Signalauswertung ermöglicht eine spätere Zusammenführung unterschiedlicher Datenpunkte auf der schwingenden Oberfläche eines Messobjektes, so dass die Erfassung von Formschwingungen realisierbar ist.

Im Rahmen der Fortführung der Tätigkeiten an dem Thema der vorliegenden Arbeit müssen die neuen Regelungskonzepte der Auswertelektronik zum Schwerpunkt gemacht werden. Die vorher nicht gegebenen optischen Voraussetzungen für eine optimierte und sehr schnelle Einstellung der Signalparameter wurden im Rahmen dieser Arbeit geschaffen. Damit sind alle Voraussetzungen für die Entwicklung eines scannenden Schwingungsmesssystems gegeben.

11. Anhang

11.1 Wellengleichung und Intensität ebener Wellen

Die analytische Verknüpfung von elektrischem und magnetischem Feld wird durch die Maxwellsche Gleichungen beschrieben, die von Maxwell (1831 – 1879) formuliert wurden.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (11.1)$$

Die Gleichung (11.1) ist die Differenzialform des Induktionsgesetzes für homogene und isotrope Medien (es ist kein Stromfluss vorhanden). Das Gesetz besagt, dass jedes sich zeitlich ändernde magnetische Feld ein elektrisches Wirbelfeld erzeugt.

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_r \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_r \epsilon_0 \cdot \vec{E}) \quad (11.2)$$

Gleichung (11.2) ist die Differenzialform des Ampere'schen Gesetzes für Vakuum B magnetische Induktion, E elektrische Feldstärke, μ_r relative Permeabilität, ϵ_r relative Dielektrizitätskonstante, μ_0 und ϵ_0 magnetische bzw. elektrische Feldkonstante. In isotropen Medien hängt die magnetische Induktion mit der magnetischen Feldstärke H wie folgt zusammen:

$$\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H}. \quad (11.3)$$

Das Ampere'schen Gesetzes besagt, dass jedes sich zeitlich ändernde elektrische Feld ein magnetisches Wirbelfeld erzeugt. Wendet man $(\nabla \times)$ (Vektorprodukt mit dem Rotationsvektor) auf beide Seiten der Gleichung (11.1) an und setzt (11.2) ein, so erhält man

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{B}) = -\mu_r \epsilon_r \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (11.4)$$

Auf der linken Seite der Gleichung lässt sich die doppelte Rotation auflösen zu:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{E}) - (\nabla \cdot \nabla) \cdot \vec{E} \quad (11.5)$$

Im Vakuum ist keine Raumladung vorhanden, deshalb ist $\nabla \cdot \vec{E} = 0$. Man ersetzt $\Delta = \nabla \cdot \nabla$, wobei

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ ist.}$$

Damit geht aus der Gleichung (11.4) folgendes hervor.

$$\Delta \vec{E} = \mu_r \varepsilon_r \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit c gilt $c = 1/\sqrt{\mu_r \varepsilon_r \mu_0 \varepsilon_0}$. Dann erhalten wir

$$\Delta \vec{E} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (11.6)$$

Gleichung (11.6) stellt die partielle Differenzialgleichung zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke im homogenen isotropen Medium dar. Sie wird auch als die Wellengleichung bezeichnet. Es gibt eine Vielzahl von Lösungen, die diese Wellengleichungen erfüllen. Es lässt sich zeigen, dass die komplexe Form (11.7) eine dieser Lösungen ist.

$$\vec{E} = E_0 \cdot e^{\frac{i2\pi}{\lambda}(\vec{e}_k \vec{r} - ct)} \quad (11.7)$$

Dabei wird die Ausbreitungsrichtung durch den Einheitsvektor \vec{e}_k und ein beliebiger Punkt des Wellenfeldes durch den Ortsvektor \vec{r} angegeben. $E_0 = A \cdot e^{i\delta}$ stellt die komplexe Amplitude dar und definiert somit die Anfangsphase und den Betrag der Vektoramplitude.

Eine laufende Welle transportiert Energie von einem Ort zum anderen. Die Energie je Volumeneinheit nennt man Energiedichte. Die Energiedichte elektromagnetischer Wellen setzt sich aus der elektrischen und der magnetischen Energiedichte zusammen.

$$w = \frac{1}{2}(\varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}^2 + \mu_r \mu_0 \vec{H}^2)$$

Da $\varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}^2 = \mu_r \mu_0 \vec{H}^2$ gilt, ergibt sich die folgende Gleichung für die Energiedichte elektromagnetischer Wellen :

$$w = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}^2 = \mu_r \mu_0 \vec{H}^2 \quad (11.8)$$

Die Energie, die je Zeiteinheit eine Fläche senkrecht durchsetzt, nennt man Energiestromdichte. Wie jede Stromdichte lässt sich die Energiestromdichte als Produkt von Energiedichte und Ausbreitungsgeschwindigkeit bilden.

$$S = w \cdot c \quad (11.9)$$

Es gilt unter Berücksichtigung der Gleichung (11.8) gilt:

$$S = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}^2 c \quad (11.10)$$

Die Energiestromdichte lässt sich auch als Vektorprodukt der elektrischen und magnetischen Feldstärken ausdrücken.

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (11.11)$$

Dieser Vektor zeigt in Ausbreitungsrichtung der Welle und wird Poyntingvektor genannt.

Physikalisch ist jedoch nur der Realteil oder der Imaginärteil der komplexen Feldstärke (Gleichung (11.7)) sinnvoll. Man wendet die Beziehung $\text{Re}(\vec{E}) = 1/2(\vec{E} + \vec{E}^*)$ an, um zu gewährleisten, dass nur der Realteil der Gleichung (11.10) quadriert wird. Die Energiestromdichte schwankt räumlich und zeitlich. Ein Photoempfänger wird aufgrund der hohen Lichtfrequenz nur den Mittelwert der Energiestromdichte messen. Dadurch verschwinden alle periodischen Summanden und es gilt:

$$\langle S \rangle = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 c}{2} E_0 E_0^* \quad (11.12)$$

Der Betrag des Zeitmittelwertes der Energiestromdichte wird Intensität der Welle genannt. Man kann hiermit für praktische Berechnungen festhalten, dass die gemessene Lichtintensität dem Modulquadrat der komplexen Vektoramplitude der elektrischen Feldstärke proportional ist.

$$I \cong E_0 \cdot E_0^* \quad (11.13)$$

Es muss noch berücksichtigt werden, dass die Gleichung (11.7) die Lösung der Wellengleichung für den Fall ebener Wellen darstellt. Die Energiedichte und somit die Amplitude entlang der Ausbreitungsrichtung sind konstant. Das trifft bei einem He-Ne Laser in erster Näherung zu. Für

eine Kugelwelle muss jedoch die Abstandsabhängigkeit von der Quelle berücksichtigt werden. Das in diesem Anhang beschriebene Thema wird detaillierter in [34], [35], [36], [37] behandelt.

11.2 Gaußscher Strahl

Gleichung (11.7) beschreibt die Ausbreitung ebener Wellenfronten und stellt eine der Lösungen der Wellengleichung dar (s. Anhang 11.1). In einem optischen Laserresonator laufen die ebenen Wellenfronten zwischen zwei Spiegeln hin und her und werden bei jeder Reflexion gebeugt. Ein Teil der Laserstrahlung wird dabei über einen der beiden Endspiegel des Laserresonators ausgekoppelt. Man stellt sich vor, dass die ebenen Wellenfronten in einem Laserresonator eine Reihe von Blenden gleichen Durchmessers durchlaufen und somit mehrfach gebeugt werden (Abbildung 11.1).

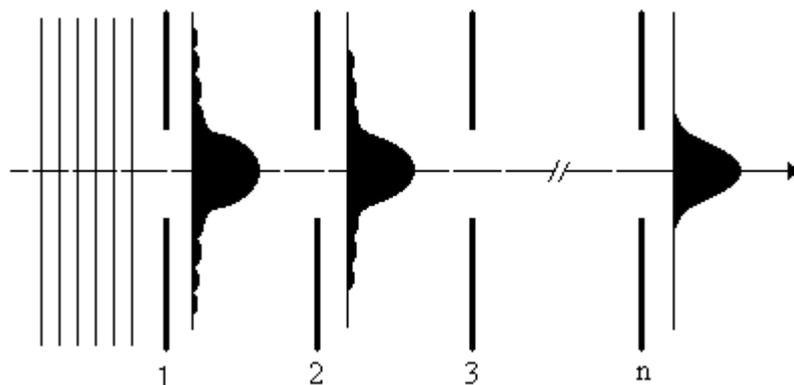


Abbildung 11.1: Mehrfache Beugung in einem Laserresonator

Das Ergebnis der mehrfachen Beugung im Laserresonator sind eine nicht konstante Intensitätsverteilung im Strahl und die beugungsbedingte Strahldivergenz, die zu nichtebenen Phasenfronten führt. Die skalare Näherungslösung der Wellengleichung einer derartigen Strahlung in kartesischen Koordinaten mit der Z – Achse als Ausbreitungsrichtung kann wie folgt dargestellt werden :

$$E(x, y, z) = \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}} \cdot e^{-i(k \cdot z - \phi_L + \phi_Z)} \quad (11.14)$$

Dabei ist $k = 2 \cdot \pi / \lambda$ und w_0 ist der Radius des Strahlenbündels an der schmalsten Stelle, die auch als Strahltaile bezeichnet wird. Die Änderung des Bündelquerschnittes bei der Strahlausbreitung drückt $w(z)$ aus. Diese Größe beschreibt den Radius des Strahlenbündels, bei dem die Lichtintensität gegenüber dem Zentrum um $1/e^2$ abnimmt.

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot w_0^2} \right)^2} \quad (11.15)$$

Der Term $e^{-i(k \cdot z - \phi_L + \phi_T)}$ ist der Ausdruck für die Phase des Laserstrahls, wobei ϕ_L die Abweichung von einer ebenen Welle und ϕ_T die Krümmung der Wellenfronten beschreiben. Diese Phasenterme werden durch folgende Gleichungen definiert.

$$\phi_L = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (11.16)$$

$$\phi_T = \frac{k \cdot (x^2 + y^2)}{2 \cdot R(z)} \quad (11.17)$$

Der Wert z_R wird Rayleighlänge genannt und gibt die Entfernung auf der Z – Achse an, in der der Strahlradius auf $\sqrt{2} \cdot w_0$ angewachsen ist.

$$z_R = \frac{k \cdot w_0^2}{2} \quad (11.18)$$

Der Wert $R(z)$ ist der Krümmungsradius der Wellenfront. Es ist:

$$R(z) = z \cdot \left(1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right) \quad (11.19)$$

Aus Gleichung (11.19) ist zu sehen, dass der Krümmungsradius der Wellenfronten in der Strahlmitte unendlich ist (die Phasenfläche ist eben) und für große z dem Radius der Kugelwellen mit dem Ursprung bei $z = 0$ gleicht.

Die Intensität Gaußscher Strahlen wird durch die Substitution der Gleichung(11.14) in (11.13) berechnet.

$$I(x, y, z) = \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \cdot e^{-2 \cdot \frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}} \quad (11.20)$$

Die Ausbreitung des Gaußschen Strahls ist in Abbildung 11.2 dargestellt.

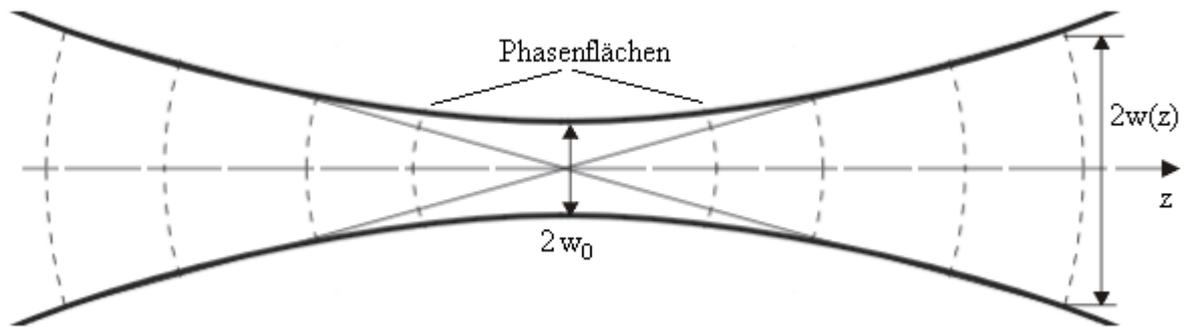


Abbildung 11.2: Phasenflächen des Gaußschen Strahls

Alle Strahlparameter können bei der bekannten Strahltaile durch die Gleichungen (11.15) - (11.20) berechnet werden. Es ist deshalb wichtig zu wissen, wie die Strahltaile durch optische Instrumente transformiert wird. In Abbildung 11.3 ist die Transformation der Strahltaile durch eine dünne Linse zu sehen.

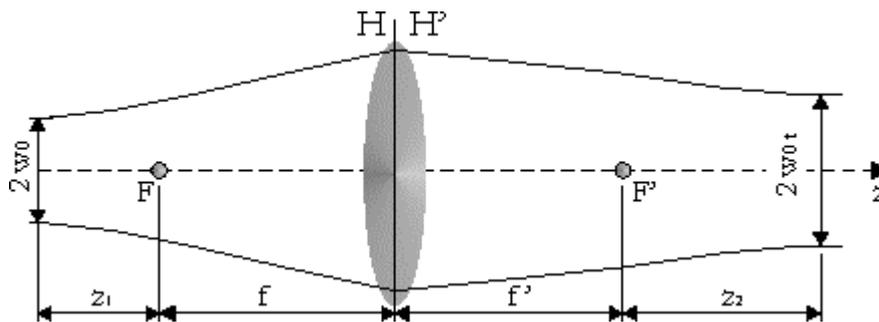


Abbildung 11.3: Transformation der Strahltaile durch die dünne Linse

Der transformierte Tailenradius w_{0t} wird durch die folgende Gleichung bestimmt :

$$w_{0t} = \frac{w_0 \cdot f}{\sqrt{z_1^2 + z_R^2}} \quad (11.21)$$

Die Entfernung der Taile von der Linsenbrennebene z_1 definiert den Tailenradius w_0 , und die Lage der Strahltaile z_2 nach der Transformation.

$$z_2 = -\frac{f^2 \cdot z_1}{z_1^2 + z_R^2} \quad (11.22)$$

Durch die Substitution der Transformationsgleichung in die Gleichung (11.18) erhält man die Rayleighlänge des transformierten Gauß-Strahls.

$$z_R' = \frac{z_R \cdot f^2}{z_1^2 + z_R^2} \quad (11.23)$$

Auf die Problematik der Entstehung des Gauß-Strahls und der Strahltransformation bei anderen optischen Elementen wird ausführlicher in [12], [46], [47] eingegangen.

11.3 Technische Daten des Messsystems

Arbeitsabstand:	30...300 mm
Laserspotdurchmesser:	12...120 μm
Messbereich:	≤ 50 mm (oberflächenabhängig)
Auflösung:	0,1 nm
Abtastfrequenz:	1...1000 kHz
Messbarer Frequenzbereich:	0...500kHz
Wellenlänge:	632,8 nm
Oberflächenrauheit:	beliebig
Reflexionsgrad:	$\geq 5 \times 10^{-4}$
Verschiebegeschwindigkeit:	bis 2,4 m/s
Schnittstellen:	Analogausgang ,RS232,USB

12. Literaturverzeichnis

- [1] Dimarogonas, Andrew D. *Vibration for Engineers*. Haddad S. Prentice-Hall. Inc., 1992.
- [2] Newland D.E. *An Introduction to random vibrations, spectral and wavelet analysis*. Ed.3. USA: Hohn Wiley&Sons, Inc, 1994.
- [3] MIL-STD-810E, *Military Standard, Environmental Test Methods*, Department of Defense, Washington D.C., 1988.
- [4] MIL-STD-1540C, *Test Requirements for Launch, Upper-Stage, and Space Vehicles*, Department of Defense, Washington D.C., 1994.
- [5] Webster John G., Ed. *The measurement, instrumentation and sensors handbook*. Heidelberg: Springer Verlag, 2000.
- [6] Halliwell N.A. "Laser vibrometry." In *Optical Methods in Engineering Metrology*. sd: Ed. Williams D.C. Charman&Hall, 1993. s. 179 - 211.
- [7] Russel Chaplin Patent EP 0 139 057 B1. *An optical vibration analyser*.. IBM Corp. 1989.
- [8] Lin Chern-Sheng, Chang Rong-Seng. *Fiber optic displacement sensors for the measurement of a vibrating object* (Precision Engineering) Vol 16, N.4 (1994): S. 302 - 306.
- [9] Philitec Inc. *Fiber Optic Displacement Sensors, Product Catalog*..
- [10] Pallas D., Niewisch J., Bretschneider M., Mohr S., Bosselmann T. *Erfassung von Vibrationen an Hochleistungsgeneratoren mittels faseroptischem Sensorsarray*. (43 International Scientific Colloquium TU Ilmenau) (1998).
- [11] Flock S.T, Ferguson S.,Dornhofer J.L. US Patent 5,897,494. *Vibrometer*. University of Arkansas. 1999.
- [12] Donges A., Noll R. *Lasermesstechnik, Grundlagen und Anwendungen*. Heidelberg: Hüthig, 1993
- [13] GOM - Gesellschaft für Optische Meßtechnik mbH, Braunschweig. *Katalog*. 1999.
- [14] Hampp Norbert A., Philipps - University of Marburg. *Holographic Interferometry with Bacteriorhodopsin Films*., Produktbeschreibung, 1999.
- [15] Steinbichler Optotechnik GmbH. *Produktkatalog*.
- [16] Trilion Quality Systems LLC. *Produktkatalog*.
- [17] Lewin A., Mohr F., Selbach H. *Heterodyn - Interferometer zur Vibrationsanalyse* (Technisches Messen), tm 57 (1990): s. 335 - 345.
- [18] Shirohi R.S. *Speckle metrology*. New Your [u.a]: Dekker, 1993.
- [19] Van Haasteren A.J.P. *Real - Time Stepped Speckle Interferometry*., Diss., Delph Techn. Univ. 1994.

-
- [20] Drabarek, Pawel, Patent DE 197 07 109 C1. *Optisches Vibrometer*. Robert Bosch GmbH. 1998.
- [21] Stoffregen, Bernd, Patent DE 31 13 089 A1. *Messkopf für ein Laser-Doppler-Vibrometer..* Volkswagen AG. 1982.
- [22] Michael J. Rudd, US Patent 4,554,836. *Laser Vibrometer..* Nov.26,1985.
- [23] Hiroshi Sigomoto, US Patent 4,768,381. *Optical Vibrometer*. Mitsubishi,Japan. 1988.
- [24] Sellhorst, Martin; Seiwert Stefan. Patent DE 195 48 158 A1. *Vorrichtung zur Messung von Oberflächenschwingungen*. Fraunhofer-Gesellschaft., München. 1997.
- [25] Steinlechner S., Drabarek P., Van Keulen M., US Patent 5,883,715. 1999. *Laser vibrometer for vibration measurements*. Robert Bosch GmbH.
- [26] Rühl F.,Noll R., Patent DE 41 06 572 C2. *Vorrichtung zum berührungslosen Messen von Objektschwingungen mit einem Laserstrahl*. Fraunhofer Gessellschaft, München. 1993.
- [27] ONO SOKKI. *Laser Doppler Vibrometers LV Series*. 1999/2000
- [28] Ometron, Image Automation Ltd. *Product Informations*. <http://www.ometron.com>
- [29] Polytec GmbH Deutschland. *Produkt Informationsmaterial*. Waldbronn: <http://www.polytec.com>.
- [30] Pickering C.J.D., Halliwell N.A., Wilmshurst T.H., *The Laser Vibrometer: A Portable Instrument* (Journal of Sound and Vibration) Vol. 107, N.3 (1986): s. 471-485.
- [31] Baker J.R.,Laming R.I.,Wilmshurst T.H.,Halliwell N.A. *A new, high sensivity laser vibrometer* (Optics and Laser Technology) Vol. 22, N.4 (1990): s.241-244.
- [32] Weir K., Boyle W.J.O.,Meggett B.T., Palmer A.W., Grattan K.T.V., *A Novel Adaptation of the Michelson Interferometer for the Measurement of Vibration* (Journal of Lichtwave Technology) Vol. 10, N.5 (1992): s. 700 - 703.
- [33] Jäger G. "Vortrag zur 3. ITG/GMA Fachtagung." *Laser interferometrische Meßverfahren - Möglichkeiten, Grenzen und Anwendungen* (Bad Nauheim) (9.-11. März 1998).
- [34] Hering E., Rolf M., Stohner M., *Physik für Ingenieure*. 7. Aufl. Berlin [u.a.]: Springer, 1999.
- [35] Haferkorn H., *Optik*. 3. Aufl., Heidelberg: Barth Verlag GmbH, 1994.
- [36] Leonhardt K., *Optische Interferenzen*. Stuttgart: Wiss. Verlagsgesellschaft, 1981.
- [37] Lipson H.S., Lipson S.G., Tannhauser D.S., *Optik*. 3. Aufl. Berlin [u.a.]: Springer, 1997.
- [38] DIN ISO 10110-8. *Erstellung von Zeichnungen für optische Elemente und Systeme, Teil 8 Oberflächengüte*. Febr. 2000.
- [39] Whitehouse, D. J. *Handbook of surface metrology*. London: IOP Publ. Ltd, 1994.
- [40] Römer H. *Theoretische Optik*. Weinheim [u.a.]: VCH Verlagsgess. mbH, 1994.
- [41] Fischer E.R. *"Doppelheterodyn - Interferometrie zur Profil - und Abstandsmessung an optisch rauhen Oberflächen."* Diss. Univ, Stuttgart. 1994.

-
- [42] Goodman J.W., in *Laser Speckle*, Ed. Dainty J.C. *Statistical Properties of Laser Speckle Patterns*. Berlin [u.a.]: Springer, 1984.
- [43] Francon M. *Laser Speckle and Application in Optics*. New York [u.a]: Academic Press, 1979.
- [44] Willemin J.F. "*Interferometrie heterodyne de speckles application a la mesure de vibration mecaniques microscopiques.*" Diss. Univ de Neuchatel. 1984.
- [45] Parrent G.B., Thompson B.J. *Tutorials in Fourier Optics*. Bellingham, Washington: SPIE, 1989.
- [46] Donges A. *Physikalische Grundlagen der Lasertechnik*. Heidelberg: Hüthig, 1988.
- [47] Tschirnich J. *Felereinflüsse bei interferentiellen Längenmessungen mit Lasern* (Feingerätetechnik) 25.Jg. Heft 7 (1976).
- [48] Bronstein I.N., Semendjajew K.A. *Taschenbuch der Mathematik*, Leipzig : Teubner 1979
- [49] Büchner, H.J Jäger,G. *Interferometrisches Meßverfahren zur berührungslosen und quasipunktförmigen Antastung von Meßoberflächen* tm 59(2) (1992): s.43-47.
- [50] Müller, Andreas. 1995. *Inbetriebnahme und Untersuchungen zu einem interferometrischen Koordinatenmesssystem an einem Atomkraftmikroskop.*, TU Ilmenau, Diplom.
- [51] Lemke K., Plagwitz K.U., Henke S. *Dynamische Messungen mit einem polarisationsoptischen Laserinterferometer* (Technisches Messen 67) (2000): s. 20-26.
- [52] Buchhave P. *Light Collecting System an Detector in a Laser Doppler Anemometer* (DISA Information) (1973): s. 15 - 20.
- [53] Buchhave P. *Laser Doppler Vibration Measurements Using Variable Frequency Shift* (DISA Information) (1975): s. 15 - 20.
- [54] Halliwell N.A., Baker J.R., Rothberg S.J. *Laser Vibrometrie Pseudo - Vibrations* (Journal of Sound and Vibrations) 135 (3) (1989): s. 516-522.
- [55] Strear R.F., Mitchell L.D., Barker A.J. *Global noise characteristics of a laser Doppler vibrometer - I - Theory II - Experiments using beam dynamics* (Optics and Lasers in Engineering) 30 (1998): s. 127 - 150.
- [56] Wilmshurst T.H., Halliwell N.A. *Laser vibrometer speckle-noise cancelation* (Measurement Science Technology), 4 (1993): s. 479-487.
- [57] Collett E. *Polarized light fundamentals and applications*. New York: Marcel Dekker Inc., 1992.
- [58] Hutschenreuter. "*Untersuchungen am Planspiegelinterferometer.*" Diplomarbeit , TU Ilmenau. 1994.
- [59] Hrabovsky M., Baca Z., Horvath P. *Theory of speckle displacement and decorrelation and its application in mechanics* (Optics and Lasers in Engineering) 32 (2000): s. 395 - 403.
- [60] Maak T., Kowarschnik R., Notni G. *Effect of the reference beam in speckle interferometry* (Optics Communications) 154 (1998): s. 137 - 144.

-
- [61] Kolenovic E., Osten W., Jüptner W. *Non-linear speckle phase changes in the image plane caused by out of plane displacement* (Optics Communications) 171 (1999): s.333-344.
- [62] Gerhardt U. *Signalverarbeitung in der interferenzoptischen Meß-und Sensortechnik*. Diss. Fak. Für Informatik und Automatisierung TU Ilmenau 1996
- [63] Wabinski W., von Martens H.-J., *Time Interval Analysis of Interferometer Signals for Measuring Amplitude and Phase of Vibrations*. (SPIE Proceedings) 2868 (1996) s.166-177
- [64] Grame J. *Photodiode amplifiers* McGraw-Hill N.Y. 1995
- [65] Basile G., Bergamin A., Cavagnero G. Mana G., *Phase Modulation in high-resolution optical interferometry* (Metrologia) 28 (1991/92) s.455-461
- [66] Cip O., Petru F. *A scale-linearisation method for precise laser interferometry* (Meas.Sci. Technol.) 11 (2000) s.133-141
- [67] TaeBong Eom, JongYun Kim, Kyuwon Jeong *The dynamic compensation of nonlinearity in a homodyne laser interferometer* (Meas.Sci.Technol.) 12 (2001) s.1734-1738
- [68] Heydemann P.L.M *Determination an correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers* (Applied Optics) Vol 20. No 19 (1981) s. 3382-3385
- [69] Birch K.P *Optical fringe subdivision with nanometric accuracy* (Precision Eng.) Vol. 12 N4 (1990) s. 195-198
- [70] Wu C.M, Su C.S, Peng G.S. *Correction of nonlinearity in one-frequency optical interferometry* (Meas.Sci.Technol.) 7 (1996) s. 520-524
- [71] Wu C.M, Su C.S, Peng G.S., Huang Y.J. *Polarimetric, nonlinearity-free, homodyne interferometer for vibration analysis* (Metrologia) 33, (1996) s.533-537
- [72] Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement. 1995, DIN/Beuth-Verlag
- [73] Jäger G. *Bestimmung der Unsicherheit eines Messergebnisses*. TU Ilmenau, Interne Unterlagen
- [74] Kessel W., *Der ISO/BIPM Leitfaden zur Ermittlung der Messunsicherheit*. (Technisches Messen) 68, (2001) s.5-13
- [75] Steven D. Phillips, Keith R. Eberhardt, *Guidelines for Expressing the Uncertainty of Measurement Results Containing Uncorrected Bias* (J.Res.Natl.Inst.Sand.Technol.) 102, (1997) s.577-585
- [76] Szafranski T., Morawski R.Z., *Efficient estimation of uncertainty in weakly non-linear algorithms for measurand reconstruction*. (Measurement) 29, (2001) s.77-85
- [77] Tsydelko W., Yaremchuk N., Bragynets S., *Error evaluation of measuring system computer-based component* IMEKO TC-4 Symposium in Development in Digital Measuring Instrumentation Sept. 17-18, 1998 Naples, Italy
- [78] Stade D., Yaremchuk N., Kuznietsov O., *Study of quatisation error in measuring chains containing non-linear transducer*. IMEKO TC-4 Symposium in Development in Digital Measuring Instrumentation Sept. 17-18, 1998 Naples, Italy

-
- [79] Betta G., Liguouri C., Pietrosanto A. *Propagation of uncertainty in a discrete Fourier transform algorithm*. (Measurement) 27, (2000), s.232-239
- [80] Steven D. Phillips, Jack Stone *Correction for Wavelength Variations in Precision Interferometric Displacement Measurements* (J.Res.Natl.Inst.Sand.Technol.) 101, (1996) s.671-674
- [81] Bobroff N *Recent advances in displacement measuring interferometry* (Meas. Sci.Technol.) 4 (1993) s. 907-926
- [82] Bönsch G., Potulski E., *Fit of Edlens formulae to measured values of the refractive index of air* (SPIE proceedings 3477) (1998) s. 62-67
- [83] Seliger H.G *Laservibrometer. Erfassung mechanischer Schwingungen mit CO2 Lasern* Diss. Fachber. 12-Maschinenbau, Univ. GH Essen 1995
- [84] Valera J.D.R., Sinha P.G., Yoshino T.Y., Lokberg O.J., *Large amplitude point- vibration measurement with optical-fiber moiré-based technique* (Optics and Lasers in Eng.) 31 (1999) s.183-189
- [85] Von Martens H.-J. et.al. *Traceability of vibration and shock measurements by laser interferometry* (Measurement) 28 (2000) s.3-20
- [86] Gzemba A. *Untersuchung zur digitalen Informationsverarbeitung in inkrementalen interferenzoptischen Messsystemen*, Ilmenau, Techn. Univ. Diss 1995
- [87] Dobosz M., Usuda T., Kurosawa T. *Methods for the calibration of vibration pick-ups by the laser interferometry* (Meas.Sci.Technol.) 9 (1998) s.232-249
- [88] Gangopadhyay R.K., Henderson P.J., *Prospects for speckle-pattern based vibration sensing in electromechanical equipment* (Meas. Sci.Technol.) 10 (1999) s. R129-R138
- [89] Weaver Lawrence D. *Robust phase-measuring interferometer for airborne*.(SPIE proceedings) 3065 (1997) s. 307-312
- [90] Wurzbacher Holger. *Addition optischer Gangunterschiede mit Lichtwellenleitern.*, Ilmenau, Techn.Univ. Diss. 2001
- [91] Von Martens H.-J. *Evaluation of Uncertainty in Interferometric Vibration Measurements*. SPIE Vol.4072 (2000) s. 82-98
- [92] Koronkevich V.P. et. Al. *Лазерная интерферометрия.*, Novosibirsk, Izd-vo "Nauka", 1983

Abstract

Different interferometric methods and techniques have been developed, which are used for analysis of mechanical vibration. Some of them are implemented in commercial measurement systems for surface vibration and modal analysis (Speckle and Hologram interferometer) and for investigations of one – point vibrations (Heterodyne technique). The employment of homodyne interferometer was only intended for vibration measurements at objects with high reflectivity surfaces. That is why they have not found a wide acceptance as a suitable technique for industrial and commercial applications. This dissertation presents the modification of homodyne Michelson interferometer, which was designed for vibration analyses at objects with industrial surfaces any quality. The high linearity, wide measurement range and low measurement uncertainty are the main features of the system to be presented.

The main demands on the interferometric systems for vibration analysis are characterized. The solution for the optimum configuration of the interferometer system is shown. The dissertation presents different behaviors for optical and rough object surfaces.

Our new fast digital unit, which was developed for high speed and high resolution signal demodulation, is one of the main points in the paper. The possibility of the low sensitivity to signal noise and high processing speed are shown.

The analysis of the measurement uncertainties is made in comparison to classical interferometric techniques. Main and important error sources are shown..

The practical measurement results are presented for some objects. Some results show the possibility of surface vibration analysis .

Lasergestützte Messverfahren stellen seit langem ein verbreitetes Werkzeug zur berührungslosen Erfassung von mechanischen Schwingungen dar. Sowohl Speckle – und Hologramm-Interferometrie zur Analyse von Flächenschwingungen als auch Heterodyninterferometer (Laser Vibrometer) sind die etablierten Messverfahren auf diesem Gebiet. Der Einsatz von Homodyninterferometern (Einfrequenzinterferometer) zur Schwingungsanalyse setzte bis jetzt eine optische Oberfläche des Messobjektes voraus. Ein weiterentwickeltes System auf Basis eines Einfrequenzinterferometers, das durch eine hohe Linearität und geringe Messunsicherheit ausgezeichnet wird, ist das Thema dieser Dissertation.

In der Dissertation werden die Einsatzgebiete und Anforderungen an berührungslose Schwingungsmesssysteme vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt dabei im Einsatz der klassischen Einfrequenzinterferometrie zur Schwingungsanalyse unter normalen Industriebedingungen an rauhen und nicht vorbereiteten Oberflächen. Es wird auf den Aufbau eines modifizierten Michelson – Interferometers eingegangen. Die unterschiedlichen Anforderungen an die Sensoroptimierung bei spiegelnden und rauhen Oberflächen werden gezeigt. Die Rechnungen mit Jones – Matrizen stellen den mathematischen Apparat für diese Optimierungen dar.

Das gesamte Systemkonzept, das für hochempfindliche und hochauflösende Messungen entwickelt wurde, ist ein weiterer Schwerpunkt der Dissertation. Die Besonderheiten der Signalauswertung in der Einfrequenzinterferometrie werden in Verbindung mit den Aufgaben der Schwingungsanalyse betrachtet. Realisierte schnelle Signaldemodulatoren werden vorgestellt.

Es wird eine Analyse der Messunsicherheiten im Vergleich zur klassischen Interferometrie vorgenommen. Die entscheidenden Fehlerquellen und die Möglichkeiten deren Korrektur werden betrachtet und analysiert.

Praktische Messergebnisse werden präsentiert und es wird auf die Möglichkeiten der flächenhaften Erfassung von Schwingungen eingegangen.

Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung des Materials haben mir keine Personen entgeltlich oder unentgeltlich geholfen.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich bin darauf hingewiesen worden, dass die Unrichtigkeit der vorstehenden Erklärung als Täuschungsversuch angesehen wird und dem Erfolglosen Abbruch des Promotionsverfahrens zu Folge hat.

Ilmenau, den 22. September 2002

Denys Dontsov