

Mikrointerferometer auf Basis von interferenzoptischen
Stehende-Welle-Sensoren

Dissertation

Mikrointerferometer auf Basis von interferenzoptischen Stehende-Welle-Sensoren

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt der

Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn

Dipl.-Ing. Ingo Ortlepp,

geboren am 31.03.1983 in Suhl.

Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. E. Manske
Technische Universität Ilmenau
Prof. Dr.-Ing. habil. Thomas Ortlepp
CiS Forschungsinstitut für Mikrosensorik GmbH, Erfurt
Dr.-Ing. Hans Joachim Büchner
Technische Universität Ilmenau

eingereicht: 09.03.2020

verteidigt: 12.06.2020

Kurzzusammenfassung

Seit dem MICHELSON-MORLEY-Experiment im Jahr 1887 werden Interferometer erfolgreich in Forschung und Industrie für verschiedenste Aufgaben eingesetzt. Laserinterferometer sind heute hochentwickelte und enorm leistungsfähige Geräte mit beachtlichen Parametern hinsichtlich Messauflösung und Messunsicherheit.

Diese Leistungsfähigkeit jedoch beruht auf einem äußerst komplexen Aufbau mit einer großen Anzahl optischer Präzisionskomponenten, weshalb klassische Laserinterferometer kostenintensive Messmittel nahezu ausschließlich für Aufgaben der Präzisionsmesstechnik mit höchsten Anforderungen darstellen. Gemeinsam mit der begrenzten Miniaturisierbarkeit von diskret aufgebauten Interferometern resultiert daraus eine Einschränkung der möglichen Einsatzgebiete.

Das Stehende-Welle-Interferometer stellt einen neuen Interferometeransatz dar, mit dem die genannten Einschränkungen überwunden werden können. Das Konzept basiert auf einer optischen stehenden Welle, welche im Raum vor einem Spiegel bei senkrechter Reflexion eines Laserstrahls in sich selbst entsteht. Die Intensitätsminima und -maxima der stehenden Welle sind räumlich an den Spiegel gekoppelt und können mit einem dünnen, transparenten Photosensor detektiert werden. Eine Zählung der den Sensor bei einer Spiegelverschiebung durchlaufenden Extrema ermöglicht bei bekannter Wellenlänge der Laserquelle eine Bestimmung des Verschiebewegs des Spiegels. Da sich der genannte Sensor im optischen Strahlengang befindet, beeinflusst dieser direkt die stehende Welle. Für den Sensor existieren daher besondere Anforderungen hinsichtlich dessen Dicke, Transparenz, Reflexionsgrad und Ebenheit.

Im Rahmen dieser Arbeit werden entsprechende Stehende-Welle-Sensoren für hochdynamische Messungen und verschiedene optische Aufbauten entwickelt und untersucht. Die Sensoren basieren auf kommerziellen SOI-Wafern und können mit üblichen Halbleitertechnologien hergestellt werden. Bei der Entwicklung liegen die Schwerpunkte auf einer hohen Grenzfrequenz, auf der Entspiegelung der Sensoren und auf Verfahren zur mechanischen Stabilisierung der äußerst dünnen photoaktiven Schicht.

Die elektrischen, optischen und elektrooptischen Eigenschaften der Sensoren werden umfangreich untersucht und deren Einsatz in Homodyn-, Heterodyn- und Interferometeraufbauten mit Phasenmodulation nachgewiesen.

Abstract

Since the MICHELSON-MORLEY- experiment in the year 1887, interferometers are successfully used in research and industry for various tasks. Today, laser interferometers are highly developed and enormously powerful instruments with considerable parameters in terms of measurement resolution and measurement uncertainty.

This performance, however, is based on an extremely complex structure with a large number of optical precision components. Therefore, classical laser interferometers are cost-intensive measuring instruments, almost exclusively for precision metrology tasks with the highest requirements. In combination with the limited potential for miniaturization of discretely constructed interferometers, this results in a limitation of the possible fields of application.

The standing-wave-interferometer represents a new interferometer approach which can overcome the mentioned limitations. The concept is based on an optical standing wave, arising in the space in front of a mirror when a laser beam is reflected perpendicularly in itself. The intensity minima and maxima of the standing wave are coupled to the mirror surface and can be detected with a thin, transparent photosensor. Counting the extremes passing through the sensor during a mirror displacement enables the determination of the mirror displacement as long as the wavelength of the laser source is known. Since the sensor is located in the optical path, it directly influences the standing wave. Therefore, the sensor has to meet special requirements regarding its thickness, transparency, reflectance and flatness.

Within the scope of this work, corresponding standing-wave-sensors are developed and investigated, which enable highly dynamic measurements in different optical setups. The sensors are based on commercial SOI-wafers and can be manufactured with common semiconductor technologies. The development focuses on a high cut-off frequency, antireflection coating of the sensors and methods for a mechanical stabilization of the extremely thin photoactive layer.

The electrical, optical and electro-optical properties of the sensors are extensively investigated and their use in homodyne, heterodyne and phase modulated interferometer setups is proven.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Licht als elektromagnetische Welle	3
2.2	Die optische stehende Welle	3
2.3	Das Stehende-Welle-Interferometer	6
2.3.1	Transparenz des Sensors und Dicke der photoaktiven Schicht	7
2.3.2	Ebenheit der photoaktiven Schicht	11
2.3.3	Reflexionsgrad des Sensors	12
2.3.4	Abstand der Einzelsensoren in einem <i>SWI</i>	14
2.3.5	Grenzfrequenz des Sensors	16
3	Stand der Technik und Ziel der Arbeit	17
3.1	Klassische Interferometer	18
3.2	Integriert-optische Interferometer	19
3.3	Stehende-Welle-Interferometer und -Sensoren	20
3.3.1	Erster Nachweis optischer stehender Wellen	20
3.3.2	Stehende-Welle-Interferometer	21
3.3.3	Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von Elektronenröhren .	22
3.3.4	Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von Siliziumphotodioden	22
3.3.5	Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von Photowiderständen	24
3.3.6	Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von III-V-Halbleitern .	25
3.3.7	Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von 2D-Materialien . .	27
3.3.8	Weitere dünne Photosensoren	28
3.4	Defizite des Stands der Technik	29
3.5	Ziel der Arbeit	30
3.6	Ausgangspunkt der Arbeit	31
3.6.1	Vorarbeiten der Technischen Universität Ilmenau und des Forschungszentrums Jülich	31
3.6.2	Erhöhung der Grenzfrequenz durch Verringerung der Sen- sorfläche	32
3.6.3	Neuer Technologieansatz	36
4	Lateralsensor aus monokristallinem Silizium	37
4.1	Ansatz für ein neues Sensordesign	37
4.1.1	Erhöhung der Dynamik durch laterale Strukturierung der Sensorfläche	37
4.1.2	Grundlegender Sensoraufbau	38

4.1.3	Sperrschichtkapazität der lateralen Anordnung	40
4.2	Herstellungstechnologie für den lateralen <i>SWS</i>	41
4.2.1	Vorbereitung der Wafer	43
4.2.2	Dotierung	43
4.2.3	Aluminiumkontaktierung	44
4.2.4	Antireflexbeschichtung der Vorderseite	45
4.2.5	Vorabdünnung	45
4.2.6	Sensorvereinzelnung	46
4.2.7	Stabilisierung der Membran und vollständiges Abdünnen .	46
4.2.8	<i>AR</i> -Beschichtung der Rückseite	47
4.2.9	Zusammenfassung des Fertigungsprozesses	47
4.3	Technologie zur Entspiegelung	48
4.3.1	Matrixmethode zur Berechnung von Mehrschichtsystemen	48
4.3.2	Prinzip der Entspiegelung	50
4.3.3	Berechnung von Mehrschichtsystemen	50
4.3.4	Entspiegelungsmöglichkeiten für den idealen <i>SWS</i>	52
4.4	Realisierung der lateralen <i>SWS</i>	57
4.4.1	Entspiegelung der realen <i>SWS</i>	57
4.4.2	Stabilisierung der Membran	61
4.4.3	Kapazität und rechnerische Grenzfrequenz des Gesamtsensors	66
4.4.4	Trägerplatine	70
5	Elektrooptische und interferometrische Untersuchungen	71
5.1	Grundlegende Untersuchungen am Einzelsensor	71
5.1.1	Untersuchung des Diodenverhaltens	71
5.1.2	Photoempfindlichkeit und Linearität der photoelektrischen Umformung	74
5.1.3	Untersuchung des dynamischen Verhaltens	77
5.1.4	Untersuchung der Reflexionseigenschaften	79
5.1.5	Beugung an der Gitterstruktur der photoaktiven Schicht .	83
5.1.6	Detektion der lokalen Intensität einer stehenden Welle . .	86
5.1.7	Einfluss der Form der photoaktiven Schicht sowie der Tem- peratur auf die detektierte Phase der stehenden Welle . .	90
5.2	<i>SWI</i> mit diskretem Doppelsensor	94
5.2.1	Photosignal und Michelsonkontrast des Doppelsensors . .	95
5.2.2	Phasenwinkel und Linearitätsabweichung	96
5.2.3	Demonstrationsmessungen	99
5.3	<i>SWI</i> mit Phasenmodulation	100
5.3.1	Quadratursignalgewinnung bei phasenmodulierten Signalen	100
5.3.2	Erzeugung der Phasenmodulation in einem <i>SWI</i>	103
5.3.3	Auswertalgorithmus und -elektronik	105
5.3.4	Demonstrationsmessungen	109
5.4	Heterodynes <i>SWI</i>	113
5.4.1	Eigenschaften der heterodynen stehenden Welle	113

5.4.2	Signalverarbeitung	116
5.4.3	Heterodyne Laserquelle	117
5.4.4	Varianten des optischen Aufbaus	119
5.4.5	Selektive Photodiodenverstärker	121
5.4.6	Detektion der heterodynen stehenden Welle mit den entwickelten <i>SWS</i>	123
5.4.7	Auswerteelektronik	124
5.4.8	Demonstrationsmessungen	127
6	Zusammenfassung und Ausblick	131
A	Sperrschichtkapazität der lateralen Anordnung	133
A.1	Teilkapazität der inneren dotierten Gebiete	133
A.2	Teilkapazität der äußeren dotierten Gebiete	134
	Literatur	135
	Abkürzungen	153
	Formelzeichen	155
	Chemische Stoffe	161

1 Einleitung

Für Messaufgaben mit höchsten Anforderungen an Auflösung und Messunsicherheit, bei Kalibrierungen, in der Halbleiterfertigung und anderen Präzisionstechnologien, sind heute interferometrische Messverfahren das Mittel der Wahl. Dabei entfällt ein Großteil der Messaufgaben auf die Längenmesstechnik, in der gemeinhin das MICHELSON-Interferometer in einer seiner vielen Ausführungsvarianten eingesetzt wird.

Entgegen dem simplen Grundprinzip der meisten Interferometertypen ist deren reale technische Umsetzung äußerst komplex. Die Vielzahl an optischen Präzisionskomponenten erfordert einen enormen Aufwand während der Fertigung, Montage und, in der Regel manuellen, Justage. Aus diesem Grund sind kommerziell erhältliche Interferometer entsprechend preisintensiv und stellen daher, fast 140 Jahre nach Erfindung des MICHELSON-Interferometers, noch immer ein Nischenprodukt für die Hochtechnologie dar.

Eine weitere Einschränkung der möglichen Einsatzgebiete für interferometrische Messverfahren resultiert aus deren Grundprinzip, der Teilung der einfallenden Wellenfront und die anschließende Wiedervereinigung der entstandenen Teilstrahlen. Die dafür notwendige Strahlführung begrenzt in der Regel die Miniaturisierbarkeit der optischen Aufbauten.

Durch den technischen Fortschritt, insbesondere im Bereich der Mikro- und Nanofertigung, steigt die Anzahl an Präzisionsmessaufgaben weiter an, bei gleichzeitiger Forderung nach kleinsten Sensorabmessungen und geringen Kosten. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein interferometrisches Konzept nach BÜCHNER verfolgt, welches die o. g. Einschränkungen überwinden kann. Dieses Konzept basiert auf dem bekannten physikalischen Effekt einer optischen stehenden Welle, welche sich ausbildet, wenn ein Laserstrahl senkrecht auf einen Spiegel trifft und in sich selbst zurückreflektiert wird. Das entstehende Intensitätsprofil ist an die Spiegeloberfläche gekoppelt und folgt simultan deren Bewegung entlang der optischen Achse. Wird ein ortsfester transparenter Photosensor in das periodische Profil der stehenden Welle eingebracht, kann die Spiegelbewegung durch eine Erfassung der durchlaufenden Minima und Maxima detektiert werden. Mit diesem Ansatz kann der Montage- und Justageaufwand sowie der Bauraumbedarf gegenüber einem konventionell aufgebauten MICHELSON-Interferometer deutlich reduziert werden. Das gesamte Stehende-Welle-Interferometer besteht lediglich aus einer fasergekoppelten Laserquelle, einem Kollimator, zwei transparenten Photosensoren und einem Messspiegel. Bild 1.1 zeigt beide Interferometervarianten zum Vergleich.

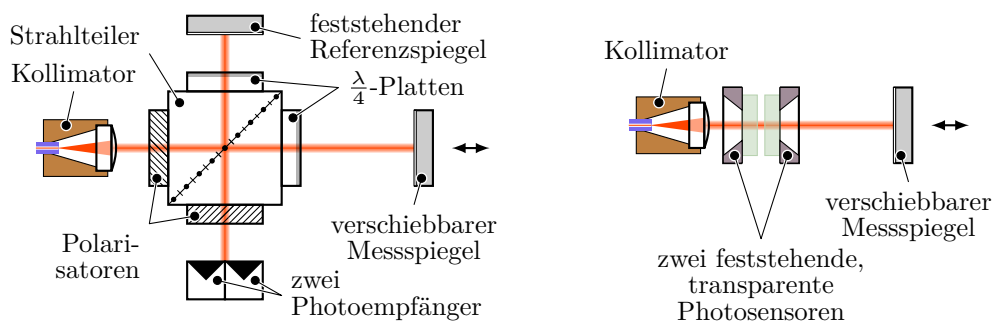


Bild 1.1: Vergleich des optischen Aufbaus des MICHELSON-Interferometers in polarisationsoptischer Ausführung (links) mit dem des Stehende-Welle-Interferometers mit diskretem Doppelsensor zur Erzeugung von Quadratursignalen zur Zählrichtungserkennung (rechts).

Die vorliegende Dissertation beschreibt die Realisierung entsprechender ultradünner, transparenter Photosensoren zur Anwendung in einer optischen stehenden Welle, welche auf Standardmaterialien und -technologien der Halbleitertechnik und Optik basieren und so eine einfache Fertigung ermöglichen. Entwicklungsschwerpunkte sind dabei eine hohe Transparenz der Sensoren, um die stehende Welle nicht zu beeinflussen, eine hohe Grenzfrequenz für hochdynamische Messungen und eine hinreichende Ebenheit der photoaktiven Schicht.

Eine wichtige Aufgabe stellen die Untersuchungen zur Antireflexbeschichtung und zur mechanischen Stabilisierung der ultradünnen photoelektrischen Schichten dar, um sie an die Anforderungen für den Einsatz in einem interferometrischen Aufbau anzupassen. Anschließend werden die elektrischen, optischen und elektrooptischen Eigenschaften der Sensoren untersucht sowie ein Nachweis der Eignung für interferometrische Messungen in verschiedenen optischen Aufbauten erbracht.

Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, dass einfache, kostengünstig herzustellende und miniaturisierbare Stehende-Welle-Interferometer auf Basis der entwickelten Sensoren möglich sind und sich diese durch ihre messtechnischen Eigenschaften für Längenmessungen mit hohen Ansprüchen an Auflösung und Dynamik eignen.

2 Grundlagen

2.1 Licht als elektromagnetische Welle

Die elektromagnetische Welle ist die Ausbreitungsform der elektromagnetischen Feldenergie [Born u. a., 1970]. Die Vereinfachung der Maxwellschen Gleichungen [Lehner, 1996] für homogene isotrope Nichtleiter führt für die elektrische Feldstärke E und die Phasengeschwindigkeit c zur partiellen Differentialgleichung [Yeh, 1988]

$$\Delta E = \frac{1}{c^2} \ddot{E}. \quad (2.1)$$

Die Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit beschränken sich vorrangig auf die elektrische Feldstärke, da überwiegend diese die optischen Eigenschaften einer elektromagnetischen Welle bestimmt [Haferkorn, 2003].

Für die Differentialgleichung 2.1 existieren verschiedene Lösungen. Eine davon ist die Gleichung der ebenen, monochromatischen Welle, bei der die Schwingungsphase auf zueinander parallelen Ebenen (Wellenflächen) konstant ist. Sie wird beschrieben durch die Gleichung

$$E(z, t) = \hat{E} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - ct) + \delta\right), \quad (2.2)$$

mit der Ausbreitungsrichtung der Welle z , der Zeit t , der Amplitude \hat{E} , der Wellenlänge λ und dem Anfangsphasenwinkel δ .

2.2 Die optische stehende Welle

Trifft eine elektromagnetische Welle, wie in Bild 2.1 dargestellt, senkrecht auf eine reflektierende Oberfläche (Spiegel), kehrt sich ihre Ausbreitungsrichtung um und sie wird in sich selbst reflektiert.

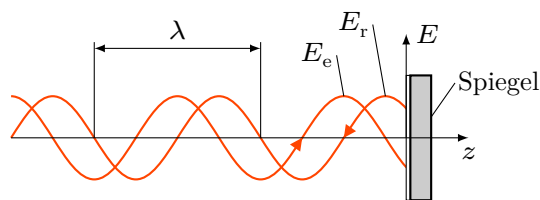


Bild 2.1: Feldstärken E_e und E_r der einfallenden und reflektierten Welle bei Reflexion an einem Spiegel.

Die elektrischen Feldstärken der einfallenden Welle E_e und der reflektierten Welle E_r sind

$$E_e = \hat{E}_e \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - ct) + \delta\right) \quad \text{und} \quad (2.3)$$

$$E_r = \hat{E}_r \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(-z - ct) + \delta + \delta_{\text{ps}}\right). \quad (2.4)$$

Dabei ist δ_{ps} ein Phasensprung, welcher bei der Reflexion elektromagnetischer Wellen an einem elektrischen Leiter auftritt. Durch die frei beweglichen Elektronen des reflektierenden Materials sowie die Stetigkeit der Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke E_t an einer Grenzfläche gilt für einen idealen Leiter an dessen Oberfläche $E_t = 0$ [Yeh, 1988]. Für einen idealen Leiter ist daher

$$\delta_{\text{ps}} = \pi. \quad (2.5)$$

Durch die Reflexion der einfallenden Welle in sich selbst interferieren einfallende und reflektierte Welle in entgegengesetzter Richtung [Hecht, 2009; Smith u. a., 2001], wodurch eine optische stehende Welle entsteht. Deren elektrische Feldstärke E_{SW} resultiert aus der Superposition der elektrischen Feldstärken E_e der einfallenden und E_r der reflektierten Welle

$$E_{\text{SW}} = E_e + E_r. \quad (2.6)$$

Der Phasensprung $\delta_{\text{ps}} = \pi$ kann dabei als Phasenumkehr der Feldstärke E_r aufgefasst werden. Weiterhin sind die Amplituden der einfallenden und reflektierten Welle für einen idealen Reflektor gleich. Unter der zusätzlichen vereinfachenden Annahme $\delta = 0$ wird Gleichung 2.6 zu

$$E_{\text{SW}} = \hat{E}_e \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - ct)\right) - \hat{E}_e \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(-z - ct)\right) \quad (2.7)$$

und kann mit dem Additionstheorem $\cos a - \cos b = -2 \sin \frac{a+b}{2} \cdot \sin \frac{a-b}{2}$ weiter umgeformt werden zu

$$E_{\text{SW}} = 2\hat{E}_e \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}ct\right) \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z\right). \quad (2.8)$$

Die elektrische Feldstärke der stehenden Welle besteht demnach aus einem zeit- und einem ortsabhängigen Faktor. Der ortsabhängige Term besitzt periodische Nullstellen bei $\mathfrak{z} \frac{\lambda}{2}$, $\mathfrak{z} \in \mathbb{Z}$. Aus der multiplikativen Verknüpfung von zeit- und ortsabhängigem Term folgt, dass zur Spiegeloberfläche parallele Ebenen existieren, an denen die Feldstärke zu jeder Zeit null ist (Schwingungsknoten). Zwischen den Schwingungsknoten existieren Schwingungsbäuche, in denen die Feldstärke mit der Frequenz $\frac{c}{\lambda}$ zwischen $-2\hat{E}_e$ und $2\hat{E}_e$ schwingt, siehe Bild 2.2.

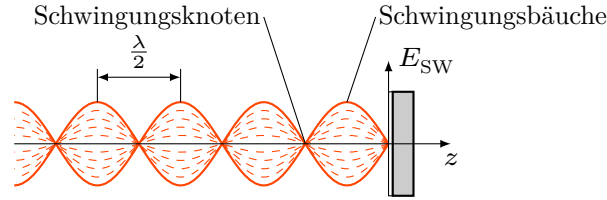


Bild 2.2: Elektrische Feldstärke E_{SW} der stehenden Welle. In den Schwingungsknoten ist die Feldstärke stets null, in den Schwingungsbäuchen oszilliert sie mit der Frequenz der elektromagnetischen Welle. Durchgehende Linien zeigen die Einhüllende.

Aus Gleichung 2.8 folgt noch eine weitere wesentliche Eigenschaft der optischen stehenden Welle. Bedingt durch den Phasensprung δ_{ps} ist zu jeder Zeit t auf der Spiegeloberfläche ($z = 0$) die elektrische Feldstärke $E_{\text{SW}} = 0$. Dadurch existiert eine räumliche Kopplung des Feldstärkeprofils an den Spiegel. Bei einer Bewegung des Spiegels entlang der optischen Achse z verschiebt sich daher auch das Feldstärkeprofil E_{SW} entsprechend im Raum. Durch die Periodizität von E_{SW} kann eine Auswertung des Feldstärkeprofils zur Längenmessung genutzt werden.

Photosensoren sind bei der Detektion von optischen Wellen jedoch nicht in der Lage, die Lichtfrequenz von 474 THz für eine Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$ direkt zu detektieren. Stattdessen wird der zeitliche Mittelwert der Energiestromdichte, die Intensität der Welle, gemessen.

Die Intensität I einer elektromagnetischen Welle berechnet sich aus dem zeitlichen Mittelwert des Betrags des POYNTING-Vektors \mathbf{S} [Hecht, 2009]

$$I = \langle |\mathbf{S}| \rangle, \quad (2.9)$$

wobei die spitzen Klammern den zeitlichen Mittelwert bezeichnen. Dieser ist für eine periodische Funktion $f(t)$

$$\langle f(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) dt, \quad (2.10)$$

mit der Periodendauer T der Funktion $f(t)$ und einem beliebigen Zeitpunkt t_0 . Der POYNTING-Vektor \mathbf{S} resultiert aus dem Vektorprodukt des elektrischen Feldstärkevektors \mathbf{E} und des magnetischen Feldstärkevektors \mathbf{H}

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (2.11)$$

Unter den Nebenbedingungen [Haferkorn, 2003]

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.12)$$

$$|\mathbf{E}| = c|\mathbf{B}|, \quad (2.13)$$

$$c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \quad \text{und} \quad (2.14)$$

$$\mathbf{E} \perp \mathbf{B} \quad (2.15)$$

kann Gleichung 2.9 umgeformt werden zu

$$I = c\varepsilon_0 \langle E^2 \rangle . \quad (2.16)$$

Dabei sind \mathbf{B} der magnetische Flussdichtevektor, μ_0 die magnetische Feldkonstante und ε_0 die elektrische Feldkonstante. Die einfallende Welle hat somit eine Intensität I_e von

$$I_e = c\varepsilon_0 \langle E_e^2 \rangle = \frac{1}{2} c\varepsilon_0 \hat{E}_e^2 . \quad (2.17)$$

Unter Einbeziehung von Gleichung 2.8 kann schließlich die Intensität I_{SW} der stehenden Welle

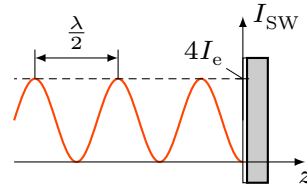
$$I_{\text{SW}} = c\varepsilon_0 \langle E_{\text{SW}}^2 \rangle = 2c\varepsilon_0 \hat{E}_e^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} z \right) \quad (2.18)$$

dargestellt werden als

$$I_{\text{SW}} = 4I_e \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} z \right) . \quad (2.19)$$

Das Intensitätsprofil I_{SW} einer stehenden Welle ist in Bild 2.3 dargestellt.

Bild 2.3: Intensitätsprofil I_{SW} der stehenden Welle. Die Intensität wechselt periodisch zwischen der vierfachen Intensität I_e der einfallenden Welle und null. Die Periodizität ist $\frac{\lambda}{2}$.



Die Intensität I_{SW} ist ebenso wie E_{SW} mit dem Spiegel ($z = 0$) fest gekoppelt. Bei einer Bewegung des Spiegels entlang z verschiebt sich daher auch I_{SW} , was die Längenmessung mit einem Stehende-Welle-Interferometer (*SWI*) ermöglicht.

2.3 Das Stehende-Welle-Interferometer

Mit einem Photosensor, welcher in den Strahlengang der stehenden Welle eingesetzt wird, ist es grundsätzlich möglich, das im vorherigen Abschnitt beschriebene Intensitätsprofil I_{SW} zu erfassen und auf diese Weise ein *SWI* aufzubauen. Der Sensor muss dazu ein der lokalen Intensität $I_{\text{SW}}(z)$ proportionales Signal $s(z) \sim I_{\text{SW}}(z)$ erzeugen. Bewegen sich Sensor und Spiegel relativ zueinander in z -Richtung, verschiebt sich das Intensitätsprofil durch den Sensor hindurch, wodurch ein periodisches Signal s entsteht. Bei bekannter Wellenlänge λ kann das Sensorsignal zur Längenmessung verwendet werden. Für eine Zählrichtungserkennung ist, wie in Bild 2.4 dargestellt, ein zweiter Sensor im Abstand $(2\mathfrak{J} - 1)\frac{\lambda}{8}$ erforderlich. Auf diese Weise können zwei 90° -phasenverschobene Quadratursignale für eine Arkustangensdemodulation [Gerhardt, 1997] gewonnen werden.

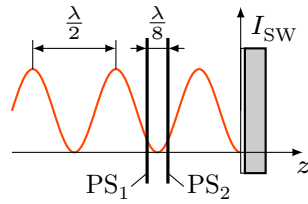


Bild 2.4: Intensitätsprofil I_{SW} der stehenden Welle und Abtastung mit zwei Photosensoren PS_1 und PS_2 im Abstand von $\frac{\lambda}{8}$.

Die in Bild 2.4 dargestellten Photosensoren befinden sich im Strahlengang der stehenden Welle und beeinflussen diese daher unmittelbar. Aus diesem Grund müssen Sensoren mit speziellen Eigenschaften (im Folgenden Stehende-Welle-Sensoren (SWS) genannt) verwendet werden, um eine korrekte Funktion des SWI zu ermöglichen. Dabei bestehen für die Parameter

- Transparenz des Sensors,
- Dicke der photoaktiven Schicht,
- Ebenheit der photoaktiven Schicht,
- Reflexionsgrad des Sensors und
- Grenzfrequenz des Sensors

besondere Anforderungen, die in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

2.3.1 Transparenz des Sensors und Dicke der photoaktiven Schicht

Wird ein SWS in eine stehende Welle eingefügt, ist seiner optischen Eigenschaften wegen das detektierte Intensitätsprofil vom Sensor selbst, insbesondere von der Dicke und der Absorption in der photoelektrischen Schicht, abhängig. Bei der Herleitung der elektrischen Feldstärke E_{SW} der stehenden Welle wurde vorausgesetzt, dass einfallende und reflektierte Welle identische Amplituden aufweisen $\hat{E}_e = \hat{E}_r$. Im Allgemeinen ist jedoch $\hat{E}_e \neq \hat{E}_r$. Ursache dafür ist unter anderem die in Bild 2.5 dargestellte, von null verschiedene, Dicke d_{Se} des Sensors.

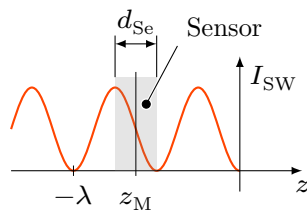


Bild 2.5: Sensors mit endlicher Dicke d_{Se} in der stehenden Welle (Spiegel nicht dargestellt). Die Mitte der photoaktiven Schicht befindet sich bei z_M .

Beim Einfügen eines Photosensors in die stehende Welle erfährt die einfallende Welle durch die Absorption in der photoaktiven Schicht (und ggf. weiteren Schichten) eine Dämpfung. Die Feldstärke E_{ea} der einfallenden Welle unter Berücksichtigung der Absorption ist daher [Haferkorn, 2003]

$$E_{ea} = \hat{E}_e e^{-\kappa(z-z_M+\frac{d_{Se}}{2})} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z-ct)\right), \quad (2.20)$$

mit der aus dem komplexen Brechungsindex $\underline{n} = n(1 + j\chi)$ des Sensormaterials abgeleiteten Dämpfungsgröße $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}\chi$. Nach Durchlaufen des Sensors trifft die

einfallende Welle auf den Spiegel. Die vereinfachende Annahme eines idealen Spiegels mit einem Reflexionsgrad $\varrho_{\text{Sp}} = 1$ und einem Phasensprung $\delta_{\text{ps}} = \pi$ soll an dieser Stelle beibehalten werden. Daher ist die Feldstärke E_{ra} der reflektierten Welle

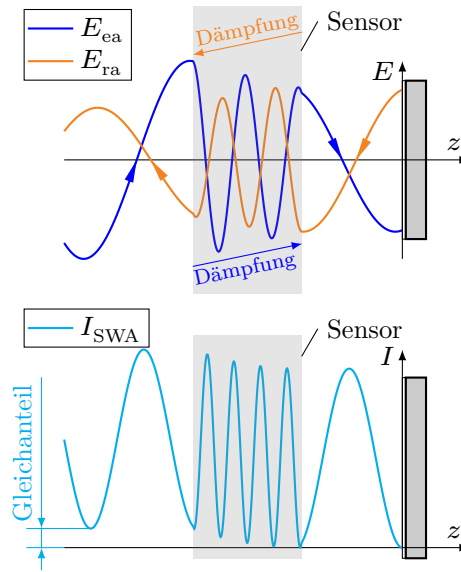
$$E_{\text{ra}} = \hat{E}_e e^{-\kappa d_{\text{se}}} e^{-\kappa(-z+z_M+\frac{d_{\text{se}}}{2})} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(-z-ct) + \pi\right). \quad (2.21)$$

Die Intensität I_{SWA} der stehenden Welle unter Berücksichtigung der Absorption im Sensor berechnet sich, analog Gleichung 2.16, zu

$$I_{\text{SWA}} = I_e \left[-2 e^{-2d_{\text{se}}\kappa} \cos\left(\frac{4\pi z}{\lambda}\right) + e^{-2\kappa z_M+2\kappa z-3d_{\text{se}}\kappa} + e^{2\kappa z_M-2\kappa z-d_{\text{se}}\kappa} \right]. \quad (2.22)$$

Die Feldstärken der einfallenden und reflektierten Welle sowie die resultierende Intensität zeigen den in Bild 2.6 dargestellten Verlauf. Dort sind die Dämpfung innerhalb des Sensors und der entstehende Gleichanteil in der Intensität gezeigt.

Bild 2.6: Feldstärken E_{ea} der einfallenden und E_{ra} der reflektierten Welle sowie die resultierende Intensität I_{SWA} unter Berücksichtigung der Absorption im Sensor und des Brechungsindex des Sensormaterials (vgl. Bild 2.1). Erkennbar sind die Dämpfung innerhalb des Sensors und der daraus resultierende Gleichanteil der Intensität.



Darüber hinaus integriert der Photosensor innerhalb des Volumens der photoaktiven Schicht über die Intensität I_{SWA} . Die Dicke der photoaktiven Schicht beeinflusst daher sowohl den Verlauf der Intensität (aufgrund der Absorption) als auch die Grenzen, innerhalb derer über I_{SWA} integriert wird. Beide Faktoren wirken auf das erzeugte Sensorsignal s

$$\begin{aligned}
 s &= \int_{z_M - \frac{d_{Se}}{2}}^{z_M + \frac{d_{Se}}{2}} I_{SWA} dz & (2.23) \\
 &= \frac{\lambda}{4\pi} e^{-2d_{Se}\kappa} c\epsilon_0 \hat{E}_e^2 \left[\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} \left(z_M - \frac{d_{Se}}{2}\right)\right) - \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} \left(z_M + \frac{d_{Se}}{2}\right)\right) \right] \\
 &\quad + \frac{c\epsilon_0}{4\kappa} \hat{E}_e^2 (1 - e^{-4d_{Se}\kappa}).
 \end{aligned}$$

Das Sensorsignal s wird dabei zunächst als abstraktes, zur detektierten Intensität I_{SWA} proportionales Signal und nicht als konkrete physikalische Größe betrachtet.

Um die optimale Dicke der photoaktiven Schicht zu bestimmen, eignet sich die Betrachtung des erzeugten Sensorsignals s im Hinblick auf praktische Aspekte. Das bei der Relativbewegung zwischen Sensor und Spiegel entstehende periodische Sensorsignal s besteht aus einem sinusförmigen Wechselanteil s_{\sim} und einem Gleichanteil s_{\cdot} . Die Amplitude \hat{s}_{\sim} des Wechselanteils s_{\sim} ist dabei definiert als

$$\hat{s}_{\sim} = \frac{1}{2}(s_{\max} - s_{\min}), \quad (2.24)$$

mit den in Bild 2.7 dargestellten lokalen Maxima s_{\max} bzw. Minima s_{\min} des Sensorsignals s .

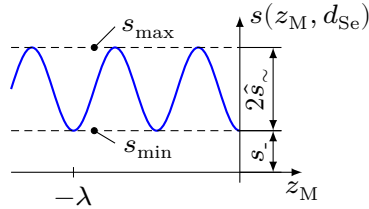


Bild 2.7: Signal s eines Sensors mit endlicher Dicke d_{Se} in der stehenden Welle (Spiegel nicht dargestellt). Das Sensorsignal besteht aus einem Gleichanteil s_{\cdot} und einem Wechselanteil s_{\sim} mit der Amplitude \hat{s}_{\sim} .

Zur quantitativen Bewertung des Sensorsignals wird üblicherweise der MICHELSON-Kontrast K [Michelson, 1927], auch als Interferenzkontrast bezeichnet, mit

$$K = \frac{s_{\max} - s_{\min}}{s_{\max} + s_{\min}} \quad (2.25)$$

angegeben. Da es für die nachfolgende elektronische Signalverarbeitung in der Regel erstrebenswert ist, die Amplitude \hat{s}_{\sim} des Wechselanteils zu maximieren, soll dieses Kriterium im Folgenden zur Ermittlung der optimalen Dicke d_o der photoaktiven Schicht dienen. Die Extremstellen des Sensorsignals s decken sich mit denen der Intensität I_{SWA} der stehenden Welle (vgl. Bild 2.5 und Bild 2.7),

daher werden die Integrationsgrenzen in Gleichung 2.23 für die Bestimmung von \hat{s}_\sim folgendermaßen gewählt

$$s_{\min} : z_M = -\frac{1}{2}\lambda \quad \text{und}$$

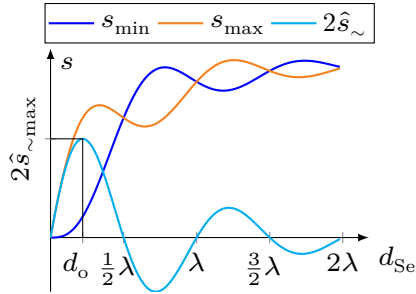
$$s_{\max} : z_M = -\frac{1}{4}\lambda.$$

Mit diesen Integrationsgrenzen ist

$$2\hat{s}_\sim = \frac{\lambda}{\pi} e^{-2d_{\text{Se}}\kappa} c\varepsilon_0 \hat{E}_e^2 \sin\left(\frac{2\pi d_{\text{Se}}}{\lambda}\right). \quad (2.26)$$

Bei einer Dicke $d_{\text{Se}} = \mathfrak{z} \frac{\lambda}{2}$ kehrt sich die Relation zwischen s_{\min} und s_{\max} um, wodurch in den Bereichen $(2\mathfrak{z} - 1) \frac{\lambda}{2} < d_{\text{Se}} < 2\mathfrak{z} \frac{\lambda}{2}$ eine negative Amplitude des Wechselsignals entsteht (Phasenumkehr). Bild 2.8 zeigt den Zusammenhang von d_{Se} und \hat{s}_\sim .

Bild 2.8: Abhängigkeit der Amplitude des Wechselsignals $2\hat{s}_\sim = s_{\max} - s_{\min}$ von der Dicke d_{Se} der photoaktiven Schicht. Bei optimaler Dicke $d_o \approx \frac{1}{4}\lambda$ wird die maximale Amplitude $\hat{s}_{\sim \max}$ erreicht.



Die Amplitude \hat{s}_\sim des Wechselanteils weist mehrere lokale Extremstellen auf, deren absolute Höhe mit zunehmender Dicke d_{Se} abnimmt. Die Ursache dafür ist die Absorption innerhalb des Sensors, wodurch die Amplituden der Feldstärken E_{ea} und E_{ra} zunehmend voneinander abweichen. Im anschaulichen Übergang $d_{\text{Se}} \rightarrow \infty$ absorbiert der Sensor die einfallende Strahlung vollständig, wodurch $E_{\text{ra}} = 0$ und somit $\hat{s}_\sim = 0$ wird. In diesem Fall wird allein die Intensität der einfallenden Welle erfasst.

Zwischen den lokalen Extrema treten Nullstellen von \hat{s}_\sim bei $d_{\text{Se}} = \mathfrak{z} \frac{\lambda}{2}$ auf. Bei diesen Dicken d_{Se} wird die Intensität der stehenden Welle über eine oder mehrere volle Perioden von I_{SWA} integriert. Das Sensorsignal s (Gleichung 2.23) ist in diesem Fall lediglich ein positionsunabhängiger Gleichwert, der keinen Kontrast aufweist. Sensoren mit einer Dicke $d_{\text{Se}} = \mathfrak{z} \frac{\lambda}{2}$ sind aus diesem Grund für den Betrieb einer *SWI* ungeeignet.

Zur Bestimmung der idealen Dicke der photoaktiven Sensorschicht wird die Gleichung 2.26 nach d_{Se} abgeleitet und null gesetzt

$$0 = \frac{d\hat{s}_\sim}{dd_{\text{Se}}} \quad (2.27)$$

$$= \frac{\pi}{\kappa\lambda} \cos\left(\frac{2\pi d_{\text{Se}}}{\lambda}\right) - \sin\left(\frac{2\pi d_{\text{Se}}}{\lambda}\right).$$

Die Lösung von Gleichung 2.27 nach d_{Se} führt zur optimalen Dicke d_o der photoaktiven Schicht

$$d_o = \frac{\lambda}{2\pi} \arctan\left(\frac{\pi}{\kappa\lambda}\right). \quad (2.28)$$

Weist der *SWS* eine geringe Absorption auf ($\kappa\lambda \ll 1$), kann Gleichung 2.28 vereinfacht werden zu

$$d_o \approx \frac{\lambda_0}{4n}. \quad (2.29)$$

Die optimale Dicke eines *SWS* für eine maximale Signalamplitude ist demnach $\frac{\lambda}{4}$. Für einen Sensor aus Si mit $n_{Si} = 3,87$ [Jellison, 1992] und bei Verwendung eines He-Ne-Lasers [Javan u. a., 1961] mit $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ [White u. a., 1962] als Strahlquelle ist $d_o = 41 \text{ nm}$.

2.3.2 Ebenheit der photoaktiven Schicht

Neben der Dicke der photoaktiven Schicht hat auch deren Ebenheit einen Einfluss auf das erzeugte Sensorsignal. Weicht die Geometrie von einer idealen ebenen Gestalt ab, erfasst die photoaktive Schicht gleichzeitig verschiedene Phasenwinkel der stehenden Welle. Resultierend aus der Integration über die unterschiedlichen Phasenwinkel erfolgt eine Mittelwertbildung über I_{SWA} . Diese hat einen vergleichbaren Einfluss auf das Sensorsignal wie die im vorherigen Abschnitt betrachtete Sensordicke. Auch bei einer verformten photoaktiven Schicht nimmt der erwünschte Wechselanteil s_{\sim} des Sensorsignals ab. Bild 2.9 zeigt exemplarisch eine parabolisch verformte photoaktive Schicht sowie das resultierende Interferenzbild.

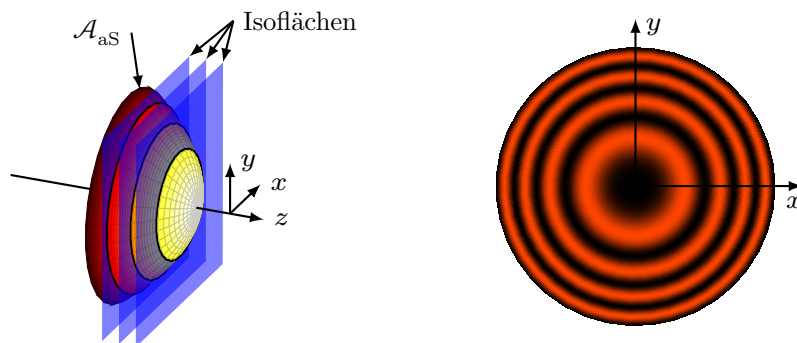


Bild 2.9: Gekrümmte photoaktive Schicht A_{aS} und Flächen gleicher Phasenwinkel von I_{SW} (Isoflächen) mit Abstand $\frac{\lambda}{2}$ (links) sowie das resultierende Interferenzbild auf der photoaktiven Schicht (rechts).

Ist der *SWS* gekrümmt, schneiden mehrere Isoflächen des Intensitätsprofils den Sensor und es entstehen Interferenzringe auf der photoaktiven Schicht. Der *SWS* erfasst das Intensitätsprofil I_{SW} jedoch im gesamten photoaktiven Volumen und kann daher nur die Gesamtintensität detektieren. Das Sensorsignal s resultiert

demzufolge aus der Integration von $I_{\text{SW}}(\mathcal{A}_{\text{aS}})$ über die Fläche der aktiven Schicht

$$s \sim \iint_{x,y} I_{\text{SW}}(\mathcal{A}_{\text{aS}}) dx dy. \quad (2.30)$$

Da das Interferenzmuster $I_{\text{SW}}(\mathcal{A}_{\text{aS}})$ von der konkreten Gestalt der Sensorfläche \mathcal{A}_{aS} abhängt, kann keine allgemeingültige Aussage über die maximal zulässige Formtoleranz der aktiven Schicht getroffen werden. Für eine konkrete Verformung muss daher das Sensorsignal numerisch berechnet und anschließend bewertet werden. Als Richtwert kann eine zulässige Ebenheitsabweichung kleiner als $\frac{\lambda}{4}$ angenommen werden.

2.3.3 Reflexionsgrad des Sensors

Prinzipbedingt ist die parallele Anordnung des *SWS* zu der als Messspiegel dienenden Oberfläche notwendig. Bei einer Schrägstellung des *SWS* bezüglich der optischen Achse z würde der Sensor über mehrere Wellenfronten (Isoflächen, Bild 2.9) und damit verschiedene Phasenwinkel der stehenden Welle I_{SW} integrieren. Dies führt zu einer Verringerung des Interferenzstreifenabstandes und damit des Interferenzkontrastes, vgl. voriger Abschnitt. Der *SWS* ist daher in einem *SWI* bestmöglich parallel zum Messspiegel zu justieren. Durch die hohe Parallelität bildet sich eine optische Kavität zwischen Sensor und Spiegel aus, in der durch Mehrfachreflexionen an den beiden Grenzflächen Vielstrahlinterferenzen entstehen. Bild 2.10 zeigt deren Entstehung.

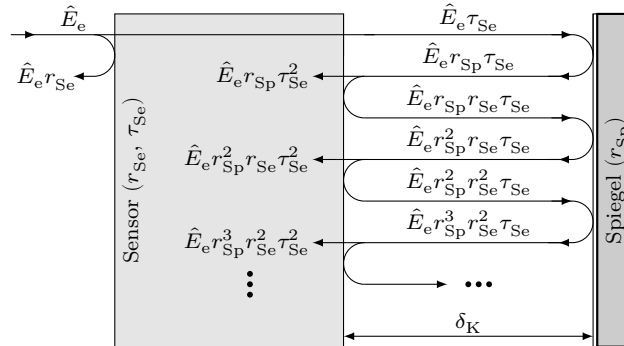


Bild 2.10: Mehrfachreflexionen zwischen Sensor (Reflexionskoeffizient r_{Se} , Transmissionskoeffizient τ_{Se}) und Spiegel (Reflexionskoeffizient r_{Sp}) mit dem Abstand δ_K . Die Feldstärkeamplitude des einfallenden Strahls ist \hat{E}_e . Bei der Reflexion an den beiden Grenzflächen verringert sich diese entsprechend der Reflexionskoeffizienten r_{Se} und r_{Sp} . Zusätzlich tritt jeweils ein Phasensprung von π bei jeder Reflexion auf. Das Sensorsignal resultiert aus der Superposition der Teilfeldstärken im Inneren der aktiven Schicht (Absorption und Mehrfachreflexionen im Sensor werden vernachlässigt).

Die resultierende Feldstärke E_{res} in der aktiven Schicht des Sensors ist die Summe der Teilfeldstärken E_i . Zur rechnerischen Vereinfachung wird an dieser

Stelle die komplexe Darstellung der ebenen Welle verwendet [Hecht, 2009]. In dieser Darstellung ist die Feldstärke \underline{E}

$$\underline{E}(z, t) = \hat{E} e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta)}. \quad (2.31)$$

Die resultierende Feldstärke ist somit

$$\underline{E}_{\text{res}} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 + \dots + \underline{E}_i + \dots + \underline{E}_3 \quad (2.32)$$

$$= \hat{E}_e \tau_{\text{Se}} e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta)} \cdot \left[1 + r_{\text{Sp}} \tau_{\text{Se}} e^{j(2\delta_K+\pi)} \sum_{i=0}^3 r_{\text{Sp}}^i r_{\text{Se}}^i e^{j2i\delta_K} \right]. \quad (2.33)$$

Die \mathfrak{z} -te Partialsumme der geometrischen Reihe in Gleichung 2.33 lässt sich darstellen als

$$\underline{E}_{\text{res}} = \hat{E}_e \tau_{\text{Se}} e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta)} \cdot \left[1 - r_{\text{Sp}} \tau_{\text{Se}} e^{j2\delta_K} \frac{1 - (r_{\text{Sp}} r_{\text{Se}} e^{j2\delta_K})^{\mathfrak{z}+1}}{1 - r_{\text{Sp}} r_{\text{Se}} e^{j2\delta_K}} \right]. \quad (2.34)$$

Mit $\mathfrak{z} \rightarrow \infty$, $r_{\text{Sp}} < 1$ und $r_{\text{Se}} < 1$ konvergiert $(r_{\text{Sp}} r_{\text{Se}} e^{j2\delta_K})^{\mathfrak{z}+1} \rightarrow 0$. Somit ist

$$\underline{E}_{\text{res}} = \hat{E}_e \tau_{\text{Se}} e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta)} \left[1 - \frac{r_{\text{Sp}} \tau_{\text{Se}} e^{j2\delta_K}}{1 - r_{\text{Sp}} r_{\text{Se}} e^{j2\delta_K}} \right], \quad (2.35)$$

mit der komplexen Amplitude

$$\hat{\underline{E}} = \hat{E}_e \tau_{\text{Se}} \left[1 - \frac{r_{\text{Sp}} \tau_{\text{Se}} e^{j2\delta_K}}{1 - r_{\text{Sp}} r_{\text{Se}} e^{j2\delta_K}} \right]. \quad (2.36)$$

Die Intensität berechnet sich bei einer komplexen Darstellung aus

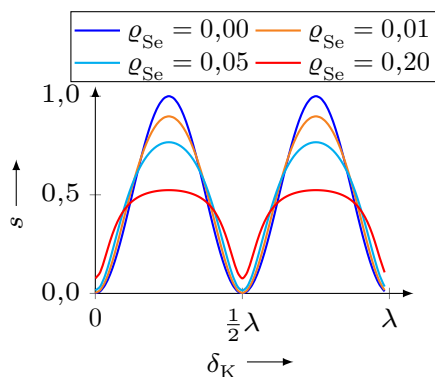
$$I = \frac{\varepsilon_0 c}{2} \hat{\underline{E}} \cdot \hat{\underline{E}}^* \quad (2.37)$$

mit der konjugiert komplexen Amplitude $\hat{\underline{E}}^*$.

Die komplexe Amplitude $\hat{\underline{E}}$ ist demnach abhängig von r_{Se} , $\tau_{\text{Se}} = \sqrt{1 - \varrho_{\text{Se}}}$, r_{Sp} und δ_K . Um einen maximalen Wechselanteil s_{\sim} zu erreichen, müssen die Amplituden \hat{E}_e des einfallenden und \hat{E}_r des reflektierten Strahls gleich groß sein. Daher ist ein Spiegel mit einem hohen Reflexionsgrad $\varrho_{\text{Sp}} = r_{\text{Sp}}^2 \approx 1$ erforderlich. Als zu beeinflussende Größe verbleibt somit der Reflexionskoeffizient r_{Se} des Sensors.

Bild 2.11 zeigt das relative Sensorsignal in Abhängigkeit von δ_K und dem Reflexionsgrad des Sensors $\varrho_{\text{Se}} = r_{\text{Se}}^2$.

Bild 2.11: Sensorsignal s in Abhängigkeit des Sensorreflexionsgrades ϱ_{Se} und der Breite der Kavität δ_{K} . Für den Spiegel wurde $\varrho_{\text{Sp}} = 1$ angenommen.



Mit steigendem Sensorreflexionsgrad ϱ_{Se} entsteht durch Harmonische eine nicht-sinusförmige Signalform (Harmonische), die zu Nichtlinearitäten in der Signalauswertung führt. Auch die abnehmende Signalamplitude und der entstehende Gleichanteil sind nachteilig für den Betrieb eines *SWI*. Um die Güte der optischen Kavität zu verringern, ist ein Sensor mit einem Reflexionsgrad $\varrho_{\text{Se}} \rightarrow 0$ erforderlich.

2.3.4 Abstand der Einzelsensoren in einem *SWI*

Wie Einzelsensor und Messspiegel bilden auch zwei zur Erzeugung von Quadratursignalen in den Strahlengang eingefügte Sensoren (vgl. Bild 2.4) mit $\varrho_{\text{Se}} > 0$ eine optische Kavität. Ziel in einem *SWI*-Aufbau ist eine möglichst hohe Transmission dieser Kavität, damit hin- und rücklaufende Welle die gleiche Feldstärkeamplitude aufweisen ($\hat{E}_e = \hat{E}_r$). Die Transmission der Kavität hängt vom Reflexionsgrad ϱ_{Se} der Sensoren und deren Abstand δ_{K} ab. Bild 2.12 zeigt die Mehrfachreflexion einer einfallenden Welle mit der Amplitude \hat{E}_e zwischen zwei Einzelsensoren. Zur Vereinfachung wird für beide Sensoren der gleiche Reflexionskoeffizient r_{Se} angenommen.

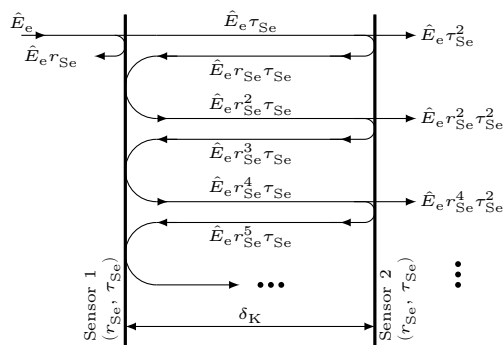


Bild 2.12: Mehrfachreflexionen zwischen beiden Sensoren des diskreten Doppelsensors (Reflexionskoeffizient r_{Se} , Transmissionskoeffizient τ_{Se}) mit dem Abstand δ_{K} . Teilstrahlen, welche die Kavität in Richtung der Quelle verlassen, sind nicht dargestellt.

Bei der Reflexion an den beiden Grenzflächen verringert sich die Feldstärkeam-

plitude \hat{E}_e entsprechend des Reflexionskoeffizienten r_{Se} . Zusätzlich tritt jeweils ein Phasensprung von π bei jeder Reflexion auf. Die transmittierte Feldstärke resultiert aus der Superposition der Teilfeldstärken rechts nach dem zweiten Sensor. Die resultierende Feldstärke E_{res} nach dem Durchlauf durch beide Sensoren ist die Summe der Teilfeldstärken E_i . Dabei gilt für den Transmissionskoeffizienten $\tau_{\text{Se}} = \sqrt{1 - \varrho_{\text{Se}}}$. Die resultierende Feldstärke ist somit

$$\underline{E}_{\text{res}} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 + \dots + \underline{E}_i + \dots + \underline{E}_z \quad (2.38)$$

$$= \hat{E}_e \tau_{\text{Se}}^2 e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta+\delta_K)} \cdot \sum_{i=0}^z r_{\text{Se}}^{2i} e^{j2i\delta_K} . \quad (2.39)$$

Die z -te Partialsumme dieser geometrischen Reihe lässt sich darstellen als

$$\underline{E}_{\text{res}} = \hat{E}_e \tau_{\text{Se}}^2 e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta+\delta_K)} \cdot \frac{1 - (r_{\text{Se}}^2 e^{j2\delta_K})^{z+1}}{1 - r_{\text{Se}}^2 e^{j2\delta_K}} \quad (2.40)$$

mit $z \rightarrow \infty$ und $r_{\text{Se}} < 1$ konvergiert $(r_{\text{Se}}^2 e^{j2\delta_K})^{z+1} \rightarrow 0$. Somit ist

$$\underline{E}_{\text{res}} = \hat{E}_e (1 - \varrho_{\text{Se}}) e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}(z-ct)+\delta+\delta_K)} \cdot \frac{1}{1 - r_{\text{Se}}^2 e^{j2\delta_K}} \quad (2.41)$$

mit der komplexen Amplitude

$$\underline{\hat{E}} = \hat{E}_e (1 - \varrho_{\text{Se}}) \cdot \frac{e^{j\delta_K}}{1 - r_{\text{Se}}^2 e^{j\delta_K}} . \quad (2.42)$$

Die Intensität berechnet sich wiederum nach Gleichung 2.37.

Die komplexe Amplitude $\underline{\hat{E}}$ ist abhängig von r_{Se} und δ_K . Um eine maximale Wechselsignalamplitude \hat{s}_{\sim} zu erreichen, muss die Transmission durch die optische Kavität maximal sein. Bild 2.13 zeigt die relative transmittierte Intensität in Abhängigkeit von δ_K und $\varrho_{\text{Se}} = r_{\text{Se}}^2$.

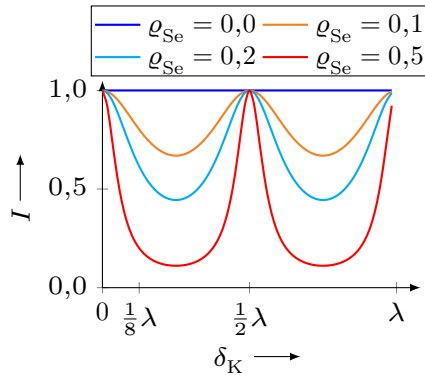


Bild 2.13: Transmission durch die von den beiden Sensoren des diskreten stehende-Welle-Doppelsensors ausgebildete optische Kavität in Abhängigkeit des Reflexionsgrades ϱ_{Se} der Sensoren sowie des Abstandes δ_K zwischen den Sensoren.

Die in Bild 2.13 dargestellte Abnahme der Transmission mit steigendem Sensorreflexionsgrad ϱ_{Se} hat bei einem Sensorabstand von $(2z - 1)\frac{\lambda}{8}$ (erforderlich zur Gewinnung der Quadratursignale) eine Abnahme der Signalamplitude \hat{s}_{\sim} zur Folge. Für eine maximale Signalamplitude ist daher auch hier $\varrho_{\text{Se}} \rightarrow 0$ erforderlich.

2.3.5 Grenzfrequenz des Sensors

Bei einer Relativbewegung des Intensitätsprofils I_{SW} gegenüber der photoaktiven Schicht des *SWS* entsteht ein periodisches Sensorsignal s (siehe Bild 2.7). Die Frequenz f_{Sen} des Signals hängt dabei von der Wellenlänge λ der verwendeten Lichtquelle als auch von der Relativgeschwindigkeit \dot{z} zwischen stehender Welle und *SWS* ab. Wird die zeitlich abhängige Relativposition des *SWS* in Gleichung 2.19 eingesetzt, so gilt für das intensitätsproportionale Sensorsignal

$$s \sim I_{SW} = 2I_e \left(1 - \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} \dot{z} \right) \right). \quad (2.43)$$

Bei einer Relativbewegung zwischen I_{SW} und *SWS* hat das entstehende Sensorsignal s demnach eine Frequenz

$$f_{\text{Sen}} = 2 \frac{\dot{z}}{\lambda}. \quad (2.44)$$

Der *SWS* muss in der Lage sein, während einer Messung mit einem *SWI* der Änderung von I_{SW} mit der Frequenz f_{Sen} stets zu folgen, damit Gleichung 2.23 erfüllt wird. Andernfalls treten während der Messung Zählfehler auf, die sich direkt auf die mit dem *SWI* ermittelte Längeninformation auswirken. Die Grenzfrequenz f_c des *SWS*, ab der die Detektion von I_{SW} unzulässig beeinträchtigt wird, muss demzufolge größer sein als die Frequenz f_{Sen} , welche während der Messung infolge der auftretenden \dot{z} resultiert.

Die vorangegangenen Erläuterungen zeigen, dass für die *SWS* konkrete und technologisch anspruchsvolle Anforderungen existieren, um die Detektion des Intensitätsprofils einer stehenden Welle zu ermöglichen und so ein *SWI* aufbauen zu können. In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über verschiedene Ansätze zur Realisierung von *SWS* gegeben und das *SWI* den klassischen, auf Strahlteilung basierenden, Interferometern gegenübergestellt.

3 Stand der Technik und Ziel der Arbeit

Bei der Überlagerung zweier elektromagnetischer Wellen wird grundsätzlich bezüglich deren Ausbreitungsrichtung unterschieden. Interferieren beide Wellen in entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung, entsteht eine optische stehende Welle mit den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Eigenschaften. Im Gegensatz dazu steht die Interferenz von Strahlen mit gleicher Ausbreitungsrichtung. Hier entsteht ein Interferenzmuster, welches durch Einfügen eines Schirms in den Strahlengang sichtbar gemacht werden kann.

In der interferometrischen Messtechnik dominieren heute die klassischen Interferometer-Konfigurationen, welche auf der Teilung und Wiedervereinigung von Strahlen und deren Interferenz in gleicher Ausbreitungsrichtung basieren. Durch die Art der Strahlführung und die dafür notwendigen optischen Bauteile ist das Miniaturisierungspotenzial der klassischen Interferometer in diskreter Bauweise jedoch beschränkt. Zusätzlich entsteht bei der Montage der optischen Baugruppen ein enormer Justageaufwand.

Ein Ansatz zur Lösung dieser beiden Probleme besteht im Aufbau eines Interferometers, welches auf der beschriebenen Abtastung einer optischen stehenden Welle basiert. Die optische stehende Welle ist zwar hinlänglich bekannt und in der Literatur umfangreich beschrieben [Wiener, 1890; Coarer u. a., 2007; Takaya u. a., 2015] u. v. a. m., ihre Anwendung zur interferometrischen Längenmessung stellt jedoch bislang eine Ausnahme dar.

Ein wichtiger Beitrag zur Entwicklung von praxistauglichen Interferometern auf Basis von optischen stehenden Wellen wurde an der Technischen Universität Ilmenau von BÜCHNER geleistet. Ausgehend von seinem Patent über den grundlegenden Aufbau eines *SWI* [Büchner, 1983] wurden später entsprechende Sensoren entwickelt, hergestellt und umfangreich charakterisiert [Büchner u. a., 2003b].

Einen weiteren Ansatz zur Vereinfachung und Miniaturisierung stellen integriert-optische Interferometer dar, bei denen mehrere optische Funktionen in einem Bauteil zusammengefasst werden. Die automatisierte Fertigung dieser Bauteile erlaubt prinzipiell deren Verkleinerung im Vergleich zu einer diskreten Bauweise.

Zur Einordnung in das Feld der interferometrischen Messtechnik wird in den folgenden Abschnitten zunächst kurz auf die klassischen Interferometer eingegangen. Anschließend wird der Stand der Technik zu integriert-optischen Interferometern sowie zur Anwendung von stehenden Wellen zur interferometrischen Längenmessung erläutert.

Um einen umfassenden Überblick über die vorhandene Literatur zu erlangen wurde eine Vorwärts-Rückwärts-Suche nach [Webster u. a., 2002] durchgeführt.

3.1 Klassische Interferometer

Sämtliche klassische Interferometer basieren auf der Interferenz von Strahlen gleicher Ausbreitungsrichtung, welche auf einen – wie auch immer gearteten – Schirm treffen, auf welchem das entstehende Interferenzbild ausgewertet wird. Dazu wird das von einer Quelle ausgehende Licht in Teilstrahlen aufgespalten, welche anschließend wieder vereinigt werden. Die Aufspaltung kann dabei durch Amplituden- oder Wellenfrontteilung erfolgen.

In jenen klassischen Interferometern, in denen die Teilstrahlen stets unidirektional verlaufen, entstehen weder am optischen Ausgang noch an sonst einer Stelle innerhalb des Interferometers stehende Wellen. Solche Interferometer sind beispielsweise

- das MACH-ZEHNDER-Interferometer [Mach, 1892; Zehnder, 1891],
- das MARTIN-PUPLETT-Interferometer [Martin u. a., 1969],
- das JAMIN-Interferometer [Jamin, 1856; Jamin, 1858],
- das SHEARING-Interferometer [Bates, 1947; Murty, 1964] und
- das Point-Diffraction-Interferometer [Smartt u. a., 1975].

Dem gegenüber stehen jene klassischen Interferometer, in denen die Teilstrahlen zumindest partiell bidirektional verlaufen. Das in Bild 3.1 dargestellte MICHELSON-Interferometer [Michelson, 1881; Michelson, 1882; Michelson u. a., 1887] verkörpert das grundlegende Prinzip dieser Interferometer.

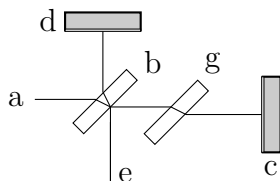


Bild 3.1: Planspiegel-Interferometer nach MICHELSON. Licht von der Quelle (a) wird an der Planparallelplatte (b) geteilt. Ein Teilstrahl trifft auf den Spiegel (c), der andere auf den Spiegel (d). Die reflektierten Strahlen werden in (b) wieder vereinigt und gelangen zu einem Schirm (e). Zur Kompensation der Glaswege wird eine zusätzliche Platte (g) gleicher Dicke eingefügt. In Anlehnung an [Michelson, 1881].

Aufgrund der Reflexion von Mess- und Referenzstrahl in sich selbst treten zwischen der Strahlteilerplatte und den Spiegeln des MICHELSON-Interferometers optische stehende Wellen auf. Weitere Anordnungen, in denen stehende Wellen auftreten, sind

- das TWYMAN-GREEN-Interferometer [Green u. a., 1916],
- das SAGNAC-Interferometer [Sagnac, 1914],
- das FIZEAU-Interferometer [Bünnagel u. a., 1968],
- das FABRY-PÉROT-Interferometer [Fabry u. a., 1897] und
- das MIRAU-Interferometer [Mirau, 1949; Mirau, 1950].

Die optischen stehenden Wellen in allen diesen Interferometertypen bleiben bisher jedoch technisch ungenutzt und werden allenfalls als Störgröße betrachtet [De Haan u. a., 2011].

3.2 Integriert-optische Interferometer

Das Gebiet der integrierten Optik umfasst optische Miniaturaufbauten, in denen Elemente zur Lichterzeugung, -leitung und -verarbeitung in einem monolithischen Bauteil zusammengefasst sind [Leondes, 2007]. Integrierte Optik ist daher prinzipiell eine mögliche Technik zum Aufbau eines miniaturisierten Interferometers, die klassischen MICHELSON-, MACH-ZEHNDER- oder SAGNAC-Konfigurationen wurden bereits in integrierter Bauweise realisiert und deren Funktion nachgewiesen [Toda u. a., 1991; Lin u. a., 2019; Bi u. a., 2019]. Bei diesen Arbeiten beschränkt sich die Integration von Bauteilen auf Strahlteiler, Referenzarm und Quadratursignalerzeugung bzw. Phasenschieber. Die Erzeugung des Lichtes erfolgt in der Praxis extern, bedingt durch die Notwendigkeit einer kohärenten, frequenzstabilisierten Lichtquelle (i. d. R. He-Ne-Laser) [Kneubühl u. a., 2008], die nicht integrierbar ist. Erfolgt auch die Detektion des Interferenzmusters extern, lässt sich ein vollständig fasergekoppelter Messkopf realisieren [Fuest, 1991], welcher unempfindlich gegen elektromagnetische Einflüsse an der Messstelle ist.

Die zentrale Eigenschaft der integriert-optischen Interferometer, die Integration aller wesentlichen Funktionen in einem Baustein, resultiert in hochspezialisierten Optikeinheiten für eng definierte Anwendungen. So existieren bspw. integriert-optische Interferometer für die Längen- [Grübel u. a., 1991], Brechungsindex- [Lukosz u. a., 1990] oder Feuchtigkeitsmessung [Wu u. a., 1989]. Bild 3.2 zeigt exemplarisch ein integriertes MICHELSON-Interferometer zur Längenmessung.

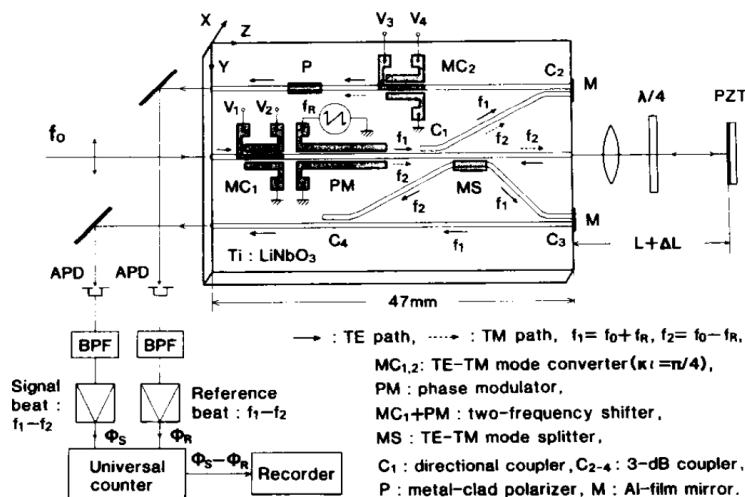


Bild 3.2: Aufbau eines heterodynen, integriert-optischen Interferometers zur Längenmessung auf LiNbO₃-Substrat [Toda u. a., 1991]. Laserquelle und Photodioden sind nicht Bestandteil der integrierten Optik.

Bei der Strukturierung der Substrate von integrierten Optiken kommen üblicherweise photolithographische Prozesse zum Einsatz. Bei einer Änderung der Funktion der Optik, z. B. aufgrund von geänderten Einsatzbedingungen, wird daher eine aufwendige Anpassung des Maskenmaterials und ggf. der Herstellungsprozeduren notwendig. Integrierte Optiken sind daher technologiebedingt sehr unflexibel. Aufgrund dieser Spezialisierung und einiger optischer Probleme wie

- Depolarisation und daraus folgende Nichtlinearitäten [Toda u. a., 1991],
- spannungsinduzierte Doppelbrechung,
- Rückreflexionen in die Laserquelle [Fuest, 1991] und
- Lichtstreuung in das Substratmaterial und daraus resultierendes Übersprechen

konnten sich integriert-optische Interferometer in der Praxis bisher nicht durchsetzen.

3.3 Stehende-Welle-Interferometer und -Sensoren

Im Gegensatz zu den klassischen Varianten basieren die im Folgenden beschriebenen Interferometer und Sensoren auf der Interferenz von Strahlen in entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung und der daraus resultierenden stehenden Welle. Die Übersicht der relevanten Arbeiten beginnt bei der Entdeckung der optischen stehenden Wellen durch WIENER und geht über die Beschreibung eines grundlegenden Interferometer-Prinzips durch BÜCHNER hin zu verschiedenen konkreten Sensoren und Interferometer-Aufbauten.

3.3.1 Erster Nachweis optischer stehender Wellen

Der erste Nachweis optischer stehender Wellen wurde 1890 durch OTTO WIENER erbracht [Wiener, 1890]. Die von WIENER durchgeführten Experimente dienten dem Nachweis des Phasensprunges bei der Reflexion von elektromagnetischen Wellen im sichtbaren Wellenlängenbereich. Zu diesem Zweck wurde eine dünne, transparente, fotografische Schicht aus Chlorsilberkollodium auf einer Glasplatte hergestellt. Zum Nachweis „stehender Lichtwellen“ [Wiener, 1890] wurde die Fotoplatte unter einer geringen Neigung vor einen Spiegel platziert, mit dem violetten Anteil einer Bogenlampe belichtet und anschließend entwickelt. Aufgrund der Intensitäten der Minima und Maxima des entstandenen Interferenzbildes schloss WIENER, dass die fotografische Wirkung allein durch optische stehende Wellen hervorgerufen wurde.

WIENERS Experiment wurde später mehrfach wiederholt und bestätigt [Drude u. a., 1892; Ives u. a., 1933; Jäger, 1939; Thorwart, 1948; Möllenstedt u. a., 1957]. JÄGER nutzt in seinem Experiment den äußeren photoelektrischen Effekt, um stehende Wellen nachzuweisen [Jäger, 1939]. In einer evakuierten Apparatur befinden sich der als Anode dienende Spiegel und eine transparente Kathode, welche

in den Strahlengang der stehenden Welle eingebracht wird. Durch den äußeren photoelektrischen Effekt werden Elektronen aus der Kathode herausgelöst und bewegen sich zur Anode. JÄGER variiert den Abstand zwischen Kathode und Anode und schließt aus dem pulsierenden, positionsabhängigen Photostrom auf eine stehende Welle im Bereich vor der Anode.

3.3.2 Stehende-Welle-Interferometer

Büchner u. a.

Die Anwendung stehender Wellen zur interferometrischen Längenmessung wurde von BÜCHNER 1983 in einem Patent vorgeschlagen [Büchner, 1983]. Die zwischen einer monochromatischen Lichtquelle und einem Messspiegel entstehende stehende Welle wird durch ein Abtastetalon erfasst (Bild 3.3). Dieses besteht aus zwei transparenten, ebenen, parallelen, photoelektrisch aktiven Schichten in einem Abstand von $(2j - 1) \frac{\lambda}{8}$ (Bild 3.4). Bei einer Verschiebung des Abtastetalons oder des Messspiegels entlang der der optischen Achse durchlaufen die Minima und Maxima der stehenden Welle die photoelektrischen Schichten. Das entstehende periodische Sensorsignal kann bei bekannter Wellenlänge zur Längenmessung verwendet werden. Die Bilder 3.3 und 3.4 zeigen das Prinzip des SWI sowie verschiedene Varianten des SWS.

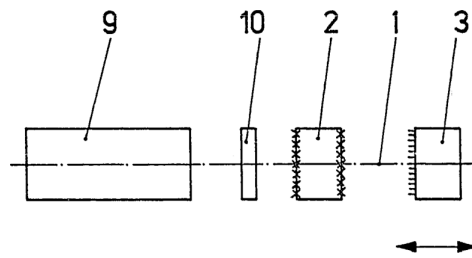


Bild 3.3: Aufbau eines SWI mit Laser (9), $\frac{\lambda}{4}$ -Platte (10), Abtastetalon (2), stehender Welle (1) und beweglichem Spiegel (3) [Büchner, 1983].

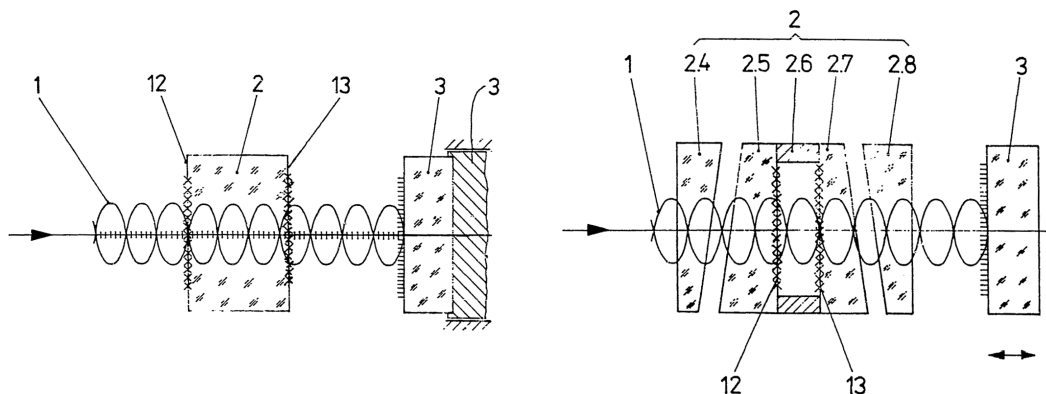


Bild 3.4: Abtastetalon in Glas- (links) und Luftausführung (rechts) mit stehender Welle (1), photoelektrischen Schichten (12, 13), Abtastetalon (2) und Messspiegel (3) [Büchner, 1983].

Alexander u. a.

ALEXANDER u. a. erläutern einen transparenten Photosensor und das damit aufgebaute *SWI* [Alexander u. a., 1984]. Der Sensor besteht aus zwei, in Lichtrichtung hintereinander angeordneten, Detektorschichten, durch welche eine Vor-Rückwärts-Zählung ermöglicht wird.

In den Patenten von BÜCHNER und ALEXANDER wird der grundlegende Aufbau von *SWI* erläutert, wobei die photoelektrischen Umformer jedoch untergeordnet betrachtet werden. In den folgenden Abschnitten werden Arbeiten beschrieben, die eine konkrete Umsetzung von *SWS* thematisieren.

3.3.3 Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von Elektronenröhren

Während BÜCHNER und ALEXANDER das grundlegende Schema eines *SWI* beschreiben, erläutern SILVERTOOTH und JACOBS den Aufbau eines *SWS* [Silvertooth u. a., 1983]. Dieser besteht aus einem Photoelektronenvervielfacher mit transparenter Rückseite. Die Photokathode ist mit einer Dicke von 50 nm dünner als die optische Wellenlänge und kann daher als *SWS* wirken. Die effektive Dicke der Photokathode (der Bereich, in dem Photoelektronen generiert werden) wurde experimentell mit 5 nm ermittelt. Der generierte Photostrom wird durch eine sechsstufige ringförmige Dynoden-Anordnung verstärkt. Der Gesamtaufbau des Interferometers ist in Bild 3.5 dargestellt.

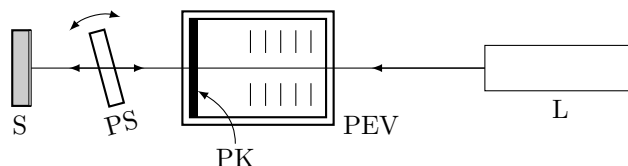


Bild 3.5: *SWI* auf Basis eines Photoelektronenvervielfachers (PEV) mit Laser (L), Photokathode (PK), Phasenschieber (PS) und Spiegel (S). In Anlehnung an [Silvertooth u. a., 1983].

Die Detektion des Intensitätsprofils einer optischen stehenden Welle mit einem Photoelektronenvervielfacher konnte sich in der Praxis aufgrund der aufwändigen Herstellung und der mangelnden Miniaturisierbarkeit des Detektors nicht durchsetzen.

3.3.4 Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von Siliziumphotodioden

Sasaki u. a.

Die Arbeitsgruppe von SASAKI entwickelte eine dünne, transparente Silizium-Photodiode [Mi u. a., 1999; Mi u. a., 2001]. Auf einen Quarzglassträger wird eine Schicht kristallines Silizium mittels Waferdirektbonds [Plöbl, 1999] aufgebracht und anschließend mittels Ionenimplantation [Dearnaley u. a., 1969] streifenförmig dotiert. Die auf diese Weise entstehende p-i-n-Photodiode wird anschließend in

einem *SWI* eingesetzt [Sasaki u. a., 1999b; Sasaki u. a., 1999a]. Um Quadratursignale zu gewinnen, wird der Quarzglaträger lokal abgeätzt und so die optische Weglänge um den erforderlichen Anteil von $(2\mathfrak{z} - 1)\frac{\lambda}{8}$ verkürzt, siehe Bild 3.6.

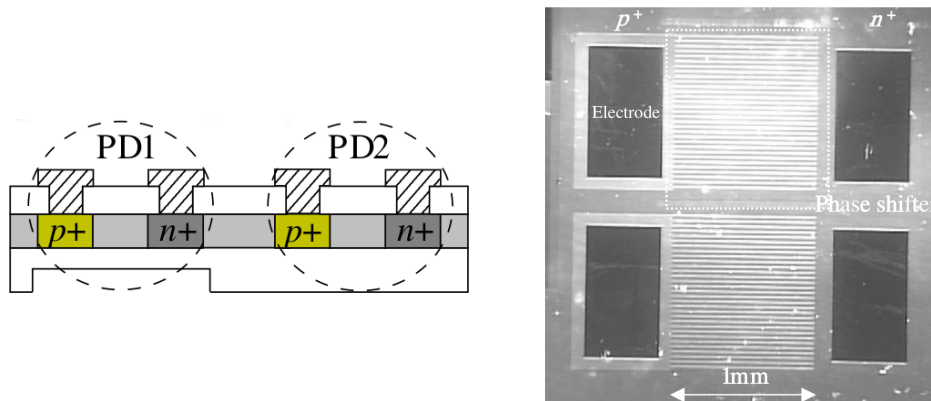


Bild 3.6: Aufbau des SWS der Arbeitsgruppe von SASAKI, Ansicht im Querschnitt (links) und in Strahlrichtung (rechts). Der Sensor besteht aus zwei einzelnen Photodioden PD1 und PD2. Das Silizium ist streifenförmig dotiert ($p+$, $n+$), wodurch laterale p - i - n -Photodioden entstehen. Das Trägersubstrat (weiß, unten) ist im Bereich von PD1 lokal abgedünnt, um eine Vor-Rückwärts-Zählung zu ermöglichen [Li u. a., 2003].

Mit der entwickelten Photodiode weist die Arbeitsgruppe von SASAKI die Detektion einer optischen stehenden Welle für Wellenlängen $\lambda = 632,8\text{ nm}$ und $\lambda = 543,5\text{ nm}$ nach. Weiterhin wird die Abnahme des Signalkontrastes bei Kippung des SWS bzgl. der optischen Achse untersucht. Weiterführende Untersuchungen zur Nutzung der Sensoren für ein *SWI* sind nicht bekannt.

Fortunato u. a.

FORTUNATO u. a. beschreiben eine dünne p - i - n -Lateraleffektdiode. Diese besteht aus amorphem Silizium, welches durch plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition, *PECVD*) auf ein Glassubstrat abgeschieden und mit einer Indiumzinnoxid (Indium Tin Oxide, *ITO*)-Schicht kontaktiert wird [Fortunato u. a., 1995]. Die Dicke der photoaktiven i -Schicht beträgt 500 nm [Fortunato u. a., 1996]. Durch die vergleichsweise großen Abmessungen der Sensoren (Länge 80 mm , Breite 6 mm) wird die Grenzfrequenz auf ca. 10 kHz begrenzt [Fortunato u. a., 1995]. Die Ausführung einer Tetralateraleffektdiode wird in [Fortunato u. a., 1994] beschrieben. Die Anwendbarkeit der entwickelten Sensoren für interferometrische Messungen ist aufgrund der Sensorabmessungen und der erreichten Grenzfrequenzen nicht gegeben.

Novo u. a.

Eine laterale p - i - n -Photodiode wird in [Novo u. a., 2014] vorgestellt. Die Photodiode basiert auf einem Silizium auf Isolator (Silicon On Insulator, *SOI*)-Wafer,

welcher streifenförmig p-i-n-dotiert wird. Die Dicke der photoaktiven Schicht beträgt 80 nm. Bei der vorgestellten Photodiode bleibt der grundlegende Schichtaufbau des verwendeten Wafers inklusive des Substratmaterials erhalten, wodurch der Gesamtaufbau für sichtbares Licht intransparent ist. Die entwickelten Photodioden sind daher in dieser Form für eine Anwendung in einem *SWI* ungeeignet.

3.3.5 Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von Photowiderständen

De Haan u. a.

DE HAAN u. a. untersuchen in [De Haan u. a., 2012] das Signal eines *SWS* in Abhängigkeit der Art der Erzeugung der stehenden Welle (MICHELSON- oder SAGNAC-Konfiguration). Die verwendeten Sensoren bestehen aus einem Glassubstrat, auf das mittels Hochfrequenzsputtern [Geng, 2005] eine 148 nm dicke Schicht amorphes Silizium aufgebracht wird. Die Kontaktierung erfolgt mit *ITO*. Die hergestellten Sensoren sind in der Lage, in beiden Interferometer-Konfigurationen die Intensität der stehenden Welle zu detektieren. Zu Untersuchungen bezüglich einer Kombination aus zwei Einzelsensoren zum Zwecke einer Vor-Rückwärts-Zählung nach Abschnitt 2.3 werden von DE HAAN keine Angaben gemacht.

Lazar u. a.

Die Gruppe von LAZAR stellt einen *SWS* zur Anwendung in einem Fabry-Perot-Resonator vor [Lazar u. a., 2014]. Der Aufbau dient der Längenmessung in einem begrenzten Bereich (der Länge des Resonators) auf Basis einer stehenden Welle bei gleichzeitiger Stabilisierung der Laserwellenlänge auf die Resonanzfrequenz des Resonators. Zu diesem Zweck werden die Spiegel der optischen Kavität durch ein Material mit einem niedrigen thermischen Ausdehnungskoeffizienten verbunden, welches die Basislänge der Kavität definiert [Lazar u. a., 2011b]. Der *SWS* besteht aus einem Quarzglassträger, auf den eine photoaktive Siliziumschicht sowie mehrere Antireflexschichten aufgebracht werden. Die Kontaktierung erfolgt über Titanelektroden. Bild 3.7 zeigt den Gesamtaufbau sowie den *SWS*.

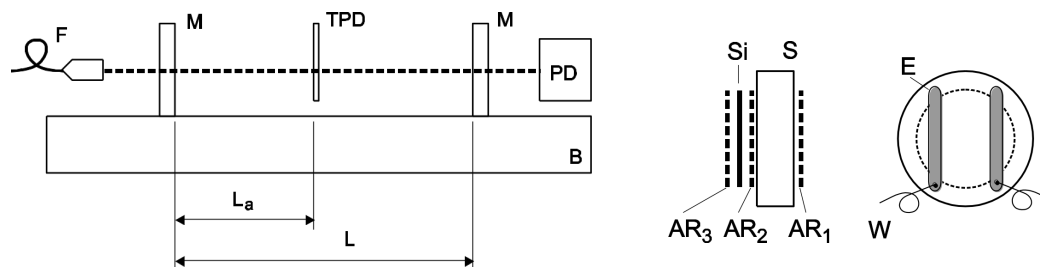


Bild 3.7: Fabry-Perot-Aufbau zur gleichzeitigen Längenmessung und Stabilisierung der Laserwellenlänge (links). Der *SWS* (Mitte: Querschnitt, rechts: Ansicht in Strahlrichtung) zur Detektion der stehenden Welle im optischen Resonator besteht aus einem dünnen, transparenten Photowiderstand auf einem Quarzsubstrat. [Lazar u. a., 2011a]

Als Funktionsnachweis wurde der Sensor innerhalb des Resonators mit einem Piezotranslator verschoben und weiterhin dessen Einfluss auf die Güte des Resonators untersucht [Holá u. a., 2013].

Untersuchungen zur Grenzfrequenz der Sensoren wurden von LAZAR nicht durchgeführt. Durch das elektrooptische Prinzip der Sensoren (Photowiderstand) ist deren zu erwartende Grenzfrequenz jedoch gering, weshalb die Nutzbarkeit für technische interferometrische Messungen fraglich bleibt.

Haiduk

Einen transparenten Photowiderstand beschreibt HAIDUK in seinem Patent [Haiduk, 1991]. Der Photowiderstand wird durch Abscheiden mehrerer transparenter Schichten auf einen Glasträger hergestellt (Kontaktschicht: *ITO*, aktive Schicht: amorphes Silizium, Passivierung: Si_3N_4). Als Anwendung der Sensoren wird explizit das Zählen der Intensitätsminima und -maxima einer stehenden Welle genannt. Die Photoempfindlichkeit bei einer Messspannung von 100 V wird mit 2 nA mW^{-1} angegeben. Untersuchungen zur Grenzfrequenz der Sensoren wurden von HAIDUK nicht durchgeführt, die Nutzbarkeit für technische interferometrische Messungen bleibt daher ungeklärt.

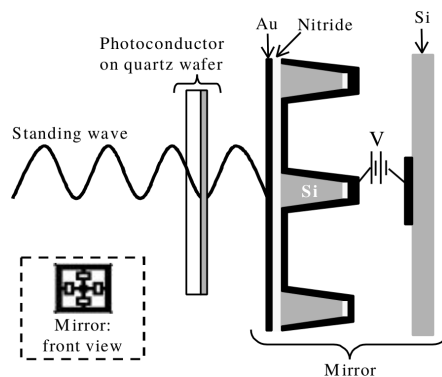
3.3.6 Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von III-V-Halbleitern

Miller u. a.

Die Arbeitsgruppe von MILLER beschreibt einen wellenlängenselektiven Photoempfänger, basierend auf der Detektion von Schwingungsbäuchen einer stehenden Welle [Miller, 1994; Kung u. a., 2000b]. Der Photoempfänger besteht aus einem dielektrischen Spiegel, auf den eine AlGaAs p-i-n-Photodiode mit einem Quantentopf innerhalb der i-Schicht aufgebracht wird [Carrarsi u. a., 1994].

Davon ausgehend wurde ein Stehende-Welle-Fourierspektrometer entworfen, das auf einem dünnen, transparenten Photowiderstand basiert [Kung u. a., 2002; Harris Jr u. a., 2003]. Der Photowiderstand wird durch chemische Niederdruckgasphasenabscheidung (LPCVD) von amorphem Silizium auf einem Quarzwafer hergestellt. Zur Verringerung von Reflexionen werden die Dicken der Kontaktschichten angepasst und so eine Entspiegelung des Gesamtsystems erreicht [Knipp u. a., 2003]. Die für die Spektrometerfunktion erforderliche Spiegelbewegung wird durch eine Silizium-Mikromechanik realisiert. Bild 3.8 zeigt das Prinzip des Spektrometers.

Bild 3.8: Stehende-Welle-Fourierspektrometer, bestehend aus einem transparenten Photowiderstand und einer Silizium-Mikromechanik, welche den Messspiegel bewegt [Kung u. a., 2000a].



Der verwendete Photowiderstand weist eine begrenzte Dynamik von 7 kHz auf [Kung, 2003] und wurde daher in einer Weiterentwicklung des Spektrometers durch eine transparente Silizium-Photodiode ersetzt [Knipp u. a., 2001; Jovanov u. a., 2010]. Die Photodiode wird mittels *PECVD* auf einem Glassubstrat abgeschieden [Stiebig u. a., 2005] und verfügt über eine Bandbreite von 200 kHz [Knipp u. a., 2005]. Für die Anwendung im Infrarotbereich wurde eine Photodiode aus GaAs/AlGaAs entwickelt [Bhalotra u. a., 2002].

Ambacher u. a.

Die Projektgruppe von AMBACHER entwickelte *SWS* auf der Basis von Gruppe-III-Nitriden. Als Vorteile gegenüber Silizium-Photodioden werden die einstellbare Bandlücke und die Transparenz im sichtbaren Spektrum angeführt. Für die Herstellung der Sensoren werden zwei Ansätze verfolgt. Zum einen die $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ Doppel-Heterostruktur, bei der die photoaktive Schicht aus einer hochdotierten GaN-Schicht besteht und die Ladungsträgergeneration innerhalb des Leitungsbandes erfolgt [Hauguth u. a., 2008]. Zum anderen eine Struktur, bei der die photoaktive Schicht aus einem $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Photoleiter besteht. Die Ladungsträger werden bei diesem Ansatz durch den inneren photoelektrischen Effekt erzeugt [Hauguth-Frank u. a., 2008]. Bild 3.9 zeigt den Aufbau der GaN-Sensoren.

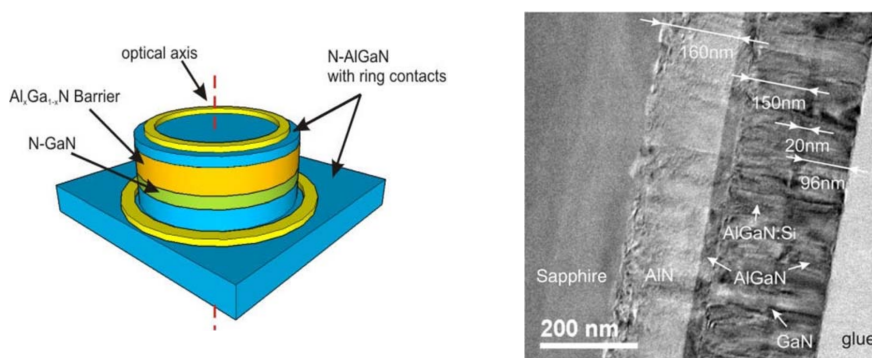


Bild 3.9: Aufbau (links) und Querschnitt (rechts) des *SWS* basierend auf Gruppe-III-Nitriden. Die photoaktive Schicht ist 20 nm dick, die Kontakttringe bestehen aus Titan bzw. Aluminium [Hauguth u. a., 2008].

Die hergestellten Sensoren weisen bei einer Wellenlänge von 632 nm eine Transparenz $>70\%$ auf. Der Dynamikumfang wird mit $10\text{ Hz} - 10^4\text{ Hz}$ angegeben [Lebedev u. a., 2008], was einer maximalen Messgeschwindigkeit von $3,2\text{ mm s}^{-1}$ entspricht (siehe Gleichung 2.44). Die Sensoren sind daher für eine industrietaugliche Anwendung mit dynamischen Messaufgaben nicht geeignet.

3.3.7 Stehende-Welle-Sensoren auf Basis von 2D-Materialien

Engel u. a.

ENGEL u. a. beschreiben einen transparenten Graphen-Phototransistor in einer Mikrokavität mit einer Resonatorlänge von $\frac{\lambda}{2}$ [Engel u. a., 2012]. Die Graphenmonolage [Li u. a., 2017] wird mit einer Vorspannung beaufschlagt und einer der beiden Ag-Resonatorspiegel als Gateelektrode verwendet. Die spektrale Empfindlichkeit des Phototransistors kann mit der Kavität gesteuert und auf diese Weise an konkrete Anwendungen angepasst werden. Der Querschnitt des Sensors ist in Bild 3.10 dargestellt.

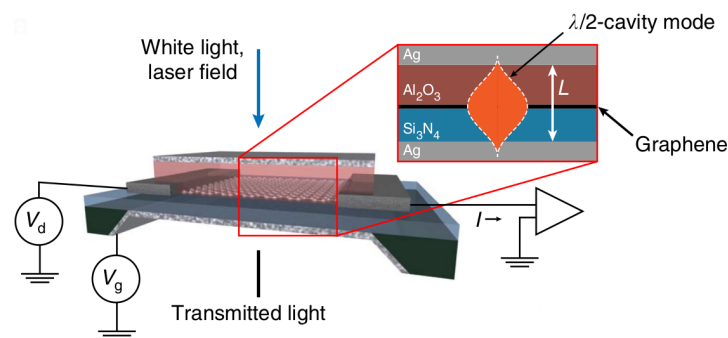


Bild 3.10: Aufbau des Graphen-Phototransistors. Der Transistor besteht aus einer Graphenlage, welche zwischen zwei metallischen Spiegeln mit einem Abstand von $\frac{\lambda}{2}$ angeordnet ist. Bei Anlegen einer Vorspannung an die Graphenlage und Verwendung eines der Spiegel als Gateelektrode kann ein Transistorverhalten gezeigt werden [Engel u. a., 2012].

Aufgrund der geringen Dicke einer Graphenmonolage [Nemes-Incze u. a., 2008; Burnett u. a., 2012] kann der Graphen-Phototransistor prinzipiell auch als *SWS* verwendet werden. Durch seinen Aufbau ist der Phototransistor jedoch intransparent und daher für ein *SWI* nicht geeignet.

Ein weiterer Ansatz von ENGEL ist der Einsatz von schwarzem Phosphor, welcher ebenfalls in dünnen Lagen auf SiO_2 abgeschieden werden kann. Die resultierende Gesamtdicke des Mehrlagensystems beträgt etwa 100 nm [Low u. a., 2014], was der Größenordnung der photoaktiven Schicht des *SWS* entspricht. Der beschriebene Photodetektor besitzt bei einer Wellenlänge von 532 nm eine Photoempfindlichkeit von 20 mA W^{-1} [Engel u. a., 2014].

Liu u. a.

Einen flexiblen, transparenten Photodetektor stellen LIU u. a. in [Liu u. a., 2014] vor. Der Sensor besteht aus einer Graphenlage, welche örtlich p- bzw. n-dotiert und mittels Goldflächen kontaktiert wird. Als Trägersubstrat können verschiedene Materialien verwendet werden. Wird ein Polyethylenterephthalat (*PET*)-Substrat eingesetzt, kann ein transparenter Photodetektor realisiert werden. Die erreichten Zeitkonstanten im dynamischen Betrieb sind im Bereich 1 s und damit deutlich zu langsam für ein *SWI*. Die Photoempfindlichkeit bei $\lambda = 780$ nm wird mit $460 \mu\text{A W}^{-1}$ angegeben.

Yu u. a.

YU u. a. stellen in [Yu u. a., 2016] einen Photodetektor auf Basis einer Graphen-MoS₂-Graphen Monolagen-Heterostruktur vor. Die Gesamtdicke der photoaktiven Schicht beträgt lediglich ca. 1,6 nm. In Kombination mit dem Substrat aus SiO₂ sind die beschriebenen Sensoren transparent, eine Anwendung zur Detektion von stehenden Wellen wird jedoch nicht beschrieben.

Einen Überblick über weitere Möglichkeiten zur Herstellung (nicht notwendigerweise transparenter) Photosensoren geben KOPPENS u. a. in [Koppens u. a., 2014].

3.3.8 Weitere dünne Photosensoren

Eine dünne Solarzelle auf Basis eines Bleihalogenid-Perowskiteinkristalls ([Kovalenko u. a., 2017]) stellen LEE u. a. in [Lee u. a., 2017a] vor. Die Solarzelle besteht aus einer 200 nm dicken Einkristallschicht, welche durch Auftragen einer Perowskitlösung auf einen thermisch oxidierten Si-Wafer und anschließendes verdampfen des Lösungsmittels hergestellt wird. Durch Kontaktieren mit Au und Ag entsteht eine dünne Solarzelle. Angaben zu deren Grenzfrequenz werden, bedingt durch den Einsatzzweck, nicht gemacht. Das Gesamtsystem ist im relevanten Wellenlängenbereich nicht transparent und daher als *SWS* nicht geeignet.

QI u. a. haben einen transparenten organischen Photowiderstand entwickelt. Dieser besteht aus einer 20 nm dicken photoaktiven Schicht auf einem Glassubstrat, welche mit WO₃-Ag-WO₃-Elektroden kontaktiert wird [Qi u. a., 2015]. Die Transparenz bei einer Wellenlänge von 633 nm beträgt 80 %. Aufgrund der geringen Bandbreite von 0,35 Hz sind die Sensoren für eine praktische Anwendung in einem *SWI* nicht geeignet.

Eine Bandbreite von 50 Hz konnten KIM u. a. mit einer anorganischen Photodiode nachweisen [Kim u. a., 2017]. Diese besteht aus einem V₂O₅-ZnO-*ITO* Schichtaufbau auf einem *PET*-Substrat. Die photoaktive V₂O₅-Schicht ist 50 nm dick, die Transparenz bei einer Wellenlänge von 633 nm beträgt 80 %.

Einen völlig anderen Ansatz zur Detektion einer stehenden Welle beschreiben LEE u. a. in [Kim u. a., 2009]. Die Sensoren basieren auf einer Trennung

der optischen Detektion der lokalen Intensität und der photoelektrischen Umformung. Dazu wird ein Glassubstrat mittels Aufschleudern mit einer dünnen Fluoreszenzschicht aus MEH-PPV (Poly[2-methoxy-5-(2-ethylhexyloxy)-1,4-phenylenevinyle]) versehen. Wird die Fluoreszenzschicht in das Intensitätsprofil der stehenden Welle eingebracht, ist deren Leuchtintensität proportional zur lokalen Intensität der stehenden Welle. Durch die diffuse Emission der MEH-PPV-Schicht kann durch einen Photodetektor außerhalb der optischen Achse die lokale Intensität der stehenden Welle indirekt ermittelt werden. Da die MEH-PPV-Schicht einem Alterungsprozess unterliegt, wurde diese durch eine Lage SiO_2 -Nanokugeln, hergestellt mit dem Stöber Prozess [Stöber u. a., 1968], ersetzt. Das an den Nanokugeln gestreute Licht wird mit einer Linse auf einen Photodetektor außerhalb der optischen Achse fokussiert [Lee u. a., 2017b]. Die Vor-Rückwärts-Zählung erfolgt durch eine zweite Streuplatte im entsprechenden Abstand entlang der optischen Achse. Durch einen adäquaten optischen Aufbau (zwei kollineare stehende Wellen mit senkrechter Polarisationsrichtung) und einer Polarisationsauswertung kann die zweite Streuplatte entfallen [Lee u. a., 2019].

Nachteil des beschriebenen Verfahrens ist die Beeinträchtigung der optischen stehenden Welle durch die Streuplatten. Durch die Absorption im MEH-PPV wird die Intensität der einfallenden Welle stark gedämpft. Im Fall der Lichtstreuung mittels Nanokugeln erfolgt eine Deformierung der Wellenfront.

3.4 Defizite des Stands der Technik

Das simple, kompakte Prinzip des *SWI* ermöglicht im Zusammenhang mit miniaturisierten, einfach herzustellenden *SWS* die Erschließung neuer Einsatzgebiete für interferometrische Messverfahren.

Alle in den vorigen Abschnitten beschriebenen Arbeiten sind zunächst dem grundlegenden Prinzip nach in der Lage, stehende Wellen zu detektieren. Mit den vorgestellten Sensoren sind daher prinzipiell interferometrische Längenmessungen möglich und wurden von den Autoren im Einzelfall auch nachgewiesen. Die Anwendung der Sensoren in einem *SWI* für den praktischen Einsatz erfordert dabei aber bestimmte technische Voraussetzungen wie eine ausreichende Photoempfindlichkeit, Grenzfrequenz und Transparenz sowie die axiale Anordnung der Einzelsensoren. Die bisher gezeigten Sensoren weisen jedoch Eigenschaften auf, die deren Eignung für die praktische Verwendung in einem breiten, industriellen Umfeld einschränken. Dies sind im Besonderen

- vergleichsweise große Abmessungen der Sensoren [Lee u. a., 2017b] oder eine aufwändige Herstellung [Silvertooth u. a., 1983],
- geringe Photoempfindlichkeit bzw. Signalamplituden im nA-Bereich [Engel u. a., 2012; Engel u. a., 2014; Liu u. a., 2014; Haiduk, 1991],
- geringe Grenzfrequenzen und dadurch fehlende Eignung für Messgeschwindigkeiten bis 1 m s^{-1} [Stiebig u. a., 2003a; Hauguth u. a., 2008; Harris Jr u. a., 2003] und

- laterale Anordnung der Teilsensoren und dadurch Kippempfindlichkeit sowie Nichteinhaltung des Abbe-Prinzips [Sasaki u. a., 1999b].

Die übrigen Arbeiten zu *SWS* bestehen aus Prinzipdarstellungen oder Grundlagenbeschreibungen [Wiener, 1890; Büchner, 1983; Alexander u. a., 1984].

Der Einsatz von integriert-optischen Interferometern wird in dieser Arbeit aufgrund deren inhärenter Spezialisierung auf eine einzige Messaufgabe nicht weiter verfolgt. Dies widerspricht dem Anspruch, mit dem *SWI* nicht nur ein miniaturisiertes, sondern auch ein modulares, an verschiedenste Anwendungen einfach anzupassendes Interferometer-Konzept aufzustellen. Des Weiteren ergeben sich aus den technologischen Rahmenbedingungen durchaus beachtliche Abmessungen der integrierten Optiken [Toda u. a., 1991] und die Notwendigkeit, einzelne Funktionen dennoch mit diskreten Bauteilen auszuführen [Kim u. a., 2018], was dem Konzept der Integration zuwiderläuft.

Aufgrund der beschriebenen Defizite, welche einem praktischen Einsatz der *SWI*-Technik in einem breiten Anwendungsfeld entgegenstehen, ergibt sich die Notwendigkeit von weiterer Forschung zu Stehende-Welle-Sensoren und -Interferometern im Rahmen dieser Arbeit.

3.5 Ziel der Arbeit

Ziel der Arbeit ist es, das simple und miniaturisierbare Prinzip des *SWI* durch einfach herzustellende und kostengünstige *SWS* zu unterstützen und auf diese Weise das Anwendungsspektrum auf Bereiche auszuweiten, in denen interferometrische Messtechnik bisher nicht kosten- und bauraumeffizient einzusetzen ist. Aus den genannten Defiziten im Stand der Technik ergeben sich dabei die Entwicklungsschwerpunkte

- Einsatz von Halbleiterstandardtechnologien und -materialien,
- die Eignung für $\lambda = 633 \text{ nm}$ (He-Ne-Laser),
- eine Grenzfrequenz von mind. 3,16 MHz (entspricht einer Messgeschwindigkeit $> 1 \text{ m s}^{-1}$, Gleichung 2.44),
- eine Photoempfindlichkeit im Bereich $10 \mu\text{A mW}^{-1}$,
- Abmessungen der Sensoren in der Größenordnung des Laserstrahls ($< 3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$),
- die Eignung zur Doppelsensoranordnung in axialer Richtung für die Vor-Rückwärts-Zählung unter Einhaltung des Abbe-Prinzips und
- die Eignung für verschiedene Messaufgaben und Interferometer-Konfigurationen durch ein modulares Gesamtkonzept.

Für die Umsetzung dieser Ziele existieren an der Technischen Universität Ilmenau bereits Erfahrungen aus Vorarbeiten zu verschiedenen *SWS*. Diese werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

3.6 Ausgangspunkt der Arbeit

Basierend auf der Grundidee eines *SWI* von BÜCHNER [Büchner, 1983] wurde an der TU ILMENAU die weitere Forschung zu *SWS* initiiert.

Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit sind *SWS*, welche eine gemeinsame Entwicklung der TU ILMENAU und des FORSCHUNGSZENTRUMS JÜLICH sind. Mit diesen Sensoren konnte die Detektion des Intensitätsprofils einer stehenden Welle erfolgreich nachgewiesen werden. Zusätzlich wurden Doppelsensoren entwickelt, die praktische interferometrische Messungen mit einer Vor-Rückwärts-Zählung ermöglichen. Entsprechende Demonstrationsmessungen dazu wurden durchgeführt [Stiebig u. a., 2003c].

3.6.1 Vorarbeiten der Technischen Universität Ilmenau und des Forschungszentrums Jülich

In einer Zusammenarbeit des Fachgebiets Fertigungs- und Präzisionsmesstechnik der TU ILMENAU und des FORSCHUNGSZENTRUMS JÜLICH, Institut für Photovoltaik, entstanden transparente, phasenselektive Photodioden für den Einsatz in einem *SWI*. Die Photodioden bestehen aus einem Glassubstrat, auf welches p-, i-, und n-Siliziumschichten mit definierten Schichtdicken und die zugehörigen Kontaktschichten nacheinander aufgebracht werden [Bunte u. a., 2005]. Die Schichten der Photodiode bestehen aus amorphem Silizium, welches durch *PECVD* auf den Glaträger aufgebracht wird [Bunte u. a., 2006]. Da sich die Flächen zur Kontaktierung der Photodiode ebenfalls im Strahlengang befinden, werden diese als transparentes, elektrisch leitfähiges Oxid (Transparent Conducting Oxide, *TCO*) ausgeführt [Stiebig u. a., 2003a]. Die Dicke der photoaktiven Schichten sowie der Abstand der Schichten zueinander sind gemäß Kapitel 2.3 gewählt. Weiterhin wurden die Dicken der *TCO*-Schichten so angepasst, dass eine Entspiegelung des gesamten Schichtsystems erreicht wird [Stiebig u. a., 2003c; Stiebig u. a., 2003b].

Für die Erzeugung des Phasenabstandes zwischen den beiden Photodioden existieren dabei zwei Ansätze.

Eine Variante besteht aus zwei separat gefassten *SWS*, deren Abstand durch einen Piezotranslator (*PZT*) eingestellt wird [Büchner u. a., 2003b], siehe Bild 3.11.

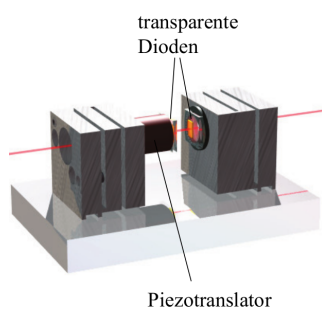
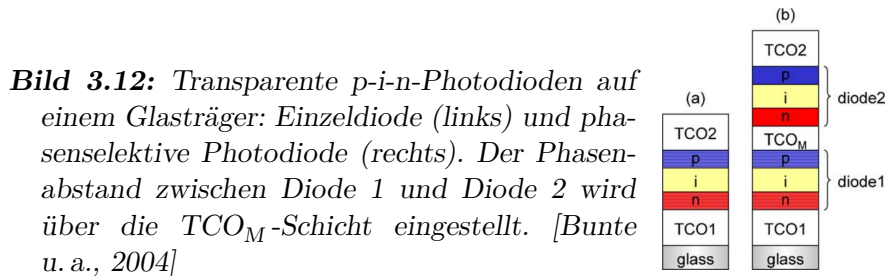


Bild 3.11: Phasenselektiver Photosensor, aufgebaut aus zwei einzelnen Photodioden. Der Phasenabstand von $(2\mathfrak{z} - 1)\frac{\lambda}{8}$ wird über einen Piezotranslator eingestellt [Mandryka, 2009].

Die zweite Variante ist die integrierte Bauweise eines phasenselektiven Sensors. Dazu werden die zwei Photodioden übereinander, unter Einhaltung eines

korrekten Abstandes, auf dem Träger abgeschieden [Büchner u. a., 2003a]. Die Querschnitte eines Einzel- und eines Doppelsensors sind in Bild 3.12 dargestellt.



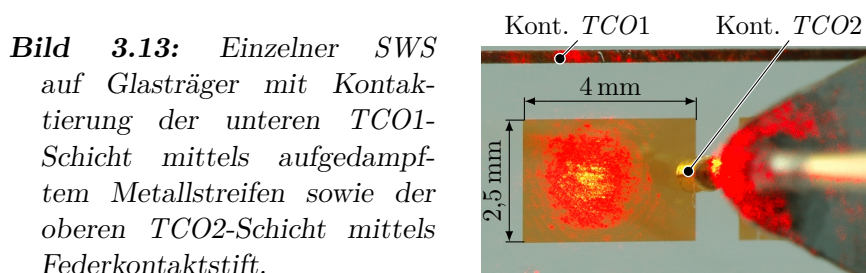
Der Phasenabstand der beiden Photodioden ist bei dieser Variante durch die beim Herstellungsprozess entstehenden Schichtdicken vorgegeben und kann nachträglich nicht geändert werden [Jun u. a., 2005], daraus resultiert ein gegen mechanische und thermische Einflüsse unempfindlicher Sensor [Stiebig u. a., 2004]. Mit dem beschriebenen Herstellungsprozess ist es weiterhin möglich, Stapel mit mehr als zwei Photodioden zu erzeugen [Knipp u. a., 2002; Herzog u. a., 1999].

Als technische Parameter werden für die Photoempfindlichkeit der Sensoren etwa $20 \mu\text{A mW}^{-1}$ [Mandryka, 2009] und für die -3 dB -Grenzfrequenz bis zu 200 kHz [Bunte, 2005] angegeben.

Die limitierende Eigenschaft der Sensoren der Arbeitsgruppe BÜCHNER ist deren eingeschränkte Grenzfrequenz und die damit verbundene Eignung für Messgeschwindigkeiten bis max. 63 mm s^{-1} . Da die Zielsetzung aus Abschnitt 3.5 für dynamische Messungen eine zulässige Messgeschwindigkeit von mind. 1 m s^{-1} definiert, wurde im Rahmen dieser Arbeit zunächst versucht, durch eine Modifikation von vorhandenen Sensoren der Arbeitsgruppe BÜCHNER deren Grenzfrequenz zu erhöhen.

3.6.2 Erhöhung der Grenzfrequenz durch Verringerung der Sensorfläche

Die photoaktive Fläche \mathcal{A}_{as} der Sensoren der Arbeitsgruppe BÜCHNER wurde zum damaligen Zeitpunkt mit $4 \text{ mm} \times 2,5 \text{ mm}$ festgelegt, um in diesem Bereich sowohl den Querschnitt des Laserstrahls als auch die elektrische Kontaktierung der *p*-dotierten Schicht zu platzieren. Als Kontaktmaterial wird dabei ein *TCO* verwendet (siehe Bild 3.12). Bild 3.13 zeigt einen *SWS* der Arbeitsgruppe BÜCHNER im Messstrahl eines *SWI* mit der Kontaktierung der beiden *TCO*-Schichten.



Die p- i- und n-Schichten der Sensoren (siehe Bild 3.12) bilden einen Plattenkondensator mit der i-Schicht als Dielektrikum aus. Die Sperrschichtkapazität

$$C_{\text{SpS}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A_{\text{aS}}}{d_i} \quad (3.1)$$

resultiert aus der elektrischen Feldkonstante ε_0 , der relativen Permittivität ε_r , der photoaktiven Fläche A_{aS} und der Dicke der i-Schicht d_i .

Diese Sperrschichtkapazität C_{SpS} bestimmt dabei maßgeblich die Grenzfrequenz der *SWS*. Der Einfluss der Sperrschichtkapazität einer Photodiode auf deren Grenzfrequenz wird in Bild 3.14 deutlich.

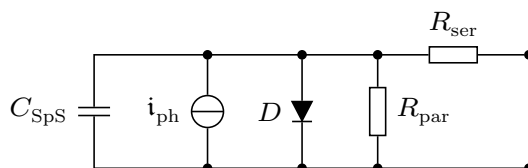


Bild 3.14: Ersatzschaltbild [Schultz, 1986] einer Photodiode mit der Sperrschichtkapazität C_{SpS} , dem Parallelwiderstand R_{par} und dem Serienwiderstand R_{ser} . Nach [Graeme, 1996].

Das Ersatzschaltbild der Photodiode besteht aus einer idealen Diode D , einer lichtstromabhängigen Stromquelle, welche den Photostrom i_{ph} liefert, einem Parallelwiderstand R_{par} , welcher den Sperrstrom bestimmt, der Sperrschichtkapazität C_{SpS} , welche durch die Raumladungszone entsteht und dem Serienwiderstand R_{ser} , durch welchen die Leitungswiderstände modelliert werden können.

Eine Photodiode wird üblicherweise im Kurzschlussbetrieb eingesetzt, d. h. es wird der Photostrom an einem vernachlässigbar kleinen Lastwiderstand gemessen. Wird die Photodiode mit einem Wechselsignal beaufschlagt, wirkt die Kombination aus R_{ser} und C_{SpS} als bandbreitenbegrenzender RC-Tiefpass mit der Grenzfrequenz

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_{\text{ser}} C_{\text{SpS}}} \quad (3.2)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst der Ansatz verfolgt, durch eine Verringerung der photoaktiven Fläche A_{aS} die Sperrschichtkapazität C_{SpS} der *SWS* zu reduzieren (Gleichung 3.1).

Da die Fertigung neuer *SWS* mit einer kleineren photoaktiven Fläche im aktuellen Projekt nicht möglich war, wurden einige vorhandene *SWS* durch Laserschneiden in kleinere Segmente unterteilt. Die Sensoren sind in einem 5×5 Raster auf einem Glasträger angeordnet, sodass dieser 25 *SWS* beinhaltet, die unter identischen Prozessparametern gefertigt wurden und damit nahezu identisch sind. Bild 3.15 zeigt einen entsprechenden Glasträger mit 25 Sensoren und der gelöteten Kontaktierung der gemeinsamen unteren *TCO1*-Schicht.

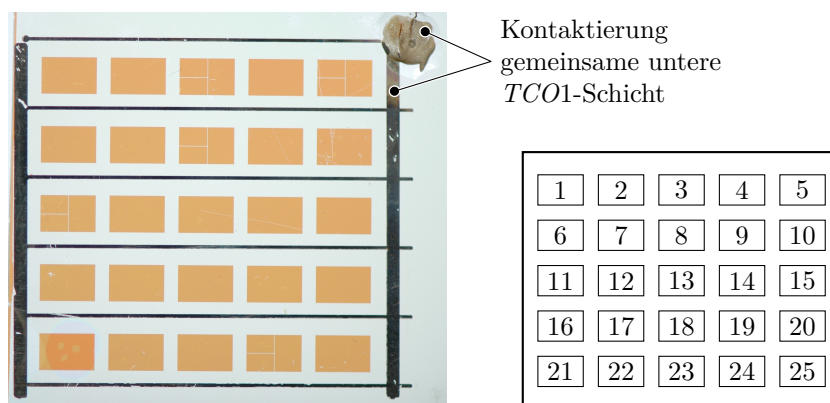
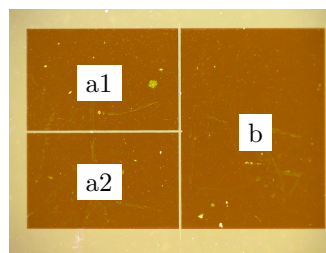


Bild 3.15: Foto (links) und Nummerierungsschema (rechts) der SWS auf einem Glasträger (Probe 02b033a). In jeweils drei Segmente geteilt wurden die Sensoren 3, 5, 8, 11 und 24, wodurch 35 unabhängige SWS entstehen.

Die SWS auf einem Glasträger wurden zunächst hinsichtlich ihrer Grenzfrequenz untersucht und anschließend lasergeschnitten. Bild 3.16 zeigt einen einzelnen in drei Segmente geschnittenen SWS.

Bild 3.16: Schnittgeometrie von Probe 02b033a-08. Die Teilflächen haben eine Größe von $2\text{ mm} \times 1,25\text{ mm}$ (a1, a2) sowie $2\text{ mm} \times 2,5\text{ mm}$ (b). Die Segmente wurden durch Laserschneiden getrennt.



Nach dem Schneiden der SWS wurde deren Grenzfrequenz erneut bestimmt. Tabelle 3.1 beinhaltet exemplarisch die ermittelten Grenzfrequenzen einiger SWS der Probe 02b033a vor und nach der Segmentierung.

Tabelle 3.1: Grenzfrequenzen von einzelnen SWS der Probe 02b033a vor und nach dem Laserschneiden.

SWS-Nr.	ungeschn.	geschnitten	
	f_c/kHz	Segment	f_c/kHz
3	12,5	a1	17,3
		a2	11,6
		b	7,63
5	11,9	a1	11,5
		a2	9,24
		b	15,1
8	13,3	a1	16,3
		a2	12,0
		b	15,6

Wie in Tabelle 3.1 ersichtlich ist, hat die Flächenverkleinerung der SWS keine entsprechende Erhöhung der Grenzfrequenz nach sich gezogen. Zur Ermittlung der Ursache wurden die Diodenkennlinien aller SWS bzw. der Segmente von

Probe *02b033a* aufgenommen. Dabei wurde der Widerstandsbeitrag der unteren *TCO1*-Schicht zu R_{par} und R_{ser} (bedingt durch die Strecke zwischen *SWS* und dem Lötspunkt, siehe Bild 3.15) korrigiert¹, da die elektrischen Eigenschaften der *TCO1*-Schicht, unabhängig von der Sensorfläche, konstant sind. Als Ergebnis der Messung konnte ein reziprok proportionaler Zusammenhang zwischen der Fläche der photoaktiven Schicht \mathcal{A}_{aS} und dem Serienwiderstand R_{ser} nachgewiesen werden. Dieser Zusammenhang bewirkt die Unabhängigkeit der Grenzfrequenz f_c von \mathcal{A}_{aS} , da die Zunahme von R_{ser} die Verringerung der Sperrschichtkapazität C_{SPS} bei Verringerung der Diodenfläche \mathcal{A}_{aS} kompensiert (vgl. Gleichung 3.2).

Eine mögliche Ursache für die Erhöhung von R_{ser} ist der Teil des Umfangs der *SWS*, der in Kontakt zu der umliegenden *TCO1*-Schicht steht. Dieser ist gegenüber den ungeschnittenen Sensoren reduziert, wodurch der Übergangswiderstand steigt. Bedingt durch die Schnittgeometrie, ist die Länge des leitenden Umfangsteils proportional zu \mathcal{A}_{aS} , was in Bild 3.16 ersichtlich ist. Von den einzelnen Segmenten stehen jeweils nur die außen liegenden Kanten im Kontakt zur *TCO1*-Schicht. Die Schnittkanten sind elektrisch isoliert, da der Schnitt bis in den Glasträger reicht und somit alle Sensorschichten inklusive der *TCO1*-Schicht durchtrennt sind.

Die zweite mögliche Ursache ist der spezifische elektrische Widerstand ρ der Sensorschichten und deren Grenzflächen zueinander (Übergangswiderstände). Dieser hängt vom Schichtmaterial, der Materialpaarung und von der Herstellungstechnologie der *SWS* ab. Aus dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ , der photoaktiven Fläche \mathcal{A}_{aS} sowie der entsprechenden Schichtdicke bzw. Dicke der Übergangzone d resultiert unter Vernachlässigung von Zuleitungswiderständen ein maßgeblicher Teil des Serienwiderstandes

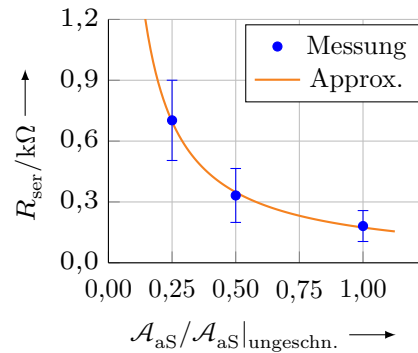
$$R_{\text{ser}} \approx \rho \frac{d}{\mathcal{A}_{\text{aS}}} . \quad (3.3)$$

Gleichung 3.3 zeigt den bei den Messungen beobachteten reziprok proportionalen Zusammenhang zwischen R_{ser} und \mathcal{A}_{aS} . Der Faktor ρd ist dabei als kombinierter Einfluss aller spezifischen Schicht- und Übergangswiderstände zu verstehen.

Bild 3.17 zeigt die Erhöhung von R_{ser} mit abnehmender Fläche \mathcal{A}_{aS} . Die Messung beinhaltet sowohl die ungeschnittenen Sensoren, als auch die segmentierten mit der Hälfte (Bild 3.16: b) sowie einem Viertel (Bild 3.16: a1, a2) der ursprünglichen Sensorfläche \mathcal{A}_{aS} . Die Messwerte (Erweiterungsfaktor $k = 2$) wurden mit einer Hyperbel entsprechend Gleichung 3.3 approximiert.

¹Der Widerstandsbeitrag wurde durch Messung unmittelbar neben dem *SWS*, direkt auf der unteren *TCO1*-Schicht ermittelt.

Bild 3.17: Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der Fläche der SWS, bezogen auf die Fläche der ungeschnittenen Sensoren. Dargestellt sind die Messwerte der 35 SWS von Probe 02b033a sowie eine hyperbelförmige Approximation.



Da sowohl die Reduzierung des leitenden Sensorumfangs als auch die Verringerung der Sensorfläche zu einem reziprok proportionalen Zusammenhang zwischen \mathcal{A}_{as} und R_{ser} führen, lassen sich beide Ursachen bei den vorliegenden SWS nicht voneinander trennen.

Werden die Gleichungen 3.1, 3.2 und 3.3 zusammengeführt, folgt für die Grenzfrequenz

$$f_c = \frac{1}{2\pi\rho d \frac{\varepsilon_0\varepsilon_r}{d_i}} \cdot \quad (3.4)$$

Die Grenzfrequenz der SWS ist demnach unabhängig von der Sensorfläche \mathcal{A}_{as} und resultiert aus den technologischen Randbedingungen und den verwendeten Materialien.

3.6.3 Neuer Technologieansatz

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, kann die Grenzfrequenz der bisherigen SWS unter Beibehaltung von Schichtmaterialien und Herstellungstechnologie allein durch eine Verkleinerung der photoaktiven Fläche nicht erhöht werden. Diese Limitierung sowie die Notwendigkeit einer aufwändigen, manuell geführten Herstellung sollen durch einen neuen technologischen Ansatz für die SWS überwunden werden. Dieser Ansatz beinhaltet die Entwicklung dünner, transparenter p-i-n-Photodioden auf Basis eines Standard-SOI-Wafers (SOI: Silicon on Insulator, dt.: Silizium auf Isolator) mit in der Halbleitertechnik üblichen Prozessen. Durch eine geschickte Anordnung der dotierten Gebiete auf dem Wafer kann bei gleicher photoelektrischer Empfindlichkeit der SWS deren Sperrschichtkapazität deutlich gesenkt und somit die Grenzfrequenz erhöht werden.

In den folgenden Abschnitten werden der neue Ansatz und die daraus resultierende Herstellungstechnologie dargestellt. Anschließend werden die neuen Sensoren umfassend charakterisiert und auf ihre Einsatzmöglichkeiten in verschiedenen SWI-Aufbauten hin untersucht.

4 Lateralsensor aus monokristallinem Silizium

Um die in Abschnitt 3.5 genannten Entwicklungsziele zu erreichen, wurde in dieser Arbeit ein neuer Ansatz zur Herstellung transparenter *SWS* verfolgt.

4.1 Ansatz für ein neues Sensordesign

Der neue Ansatz für die hochdynamischen *SWS* betrifft sowohl die grundlegende Sensorgestalt als auch die Herstellungstechnologie. Die einzelnen Punkte des neuen Konzeptes werden im Folgenden erläutert.

4.1.1 Erhöhung der Dynamik durch laterale Strukturierung der Sensorfläche

Das *SWI* soll für ein breites Anwendungsspektrum geeignet sein, welches Messungen mit einer Verfahrgeschwindigkeit des Messspiegels bis $\dot{z} = 1 \text{ m s}^{-1}$ einschließt. Aus dieser Forderung resultiert die Grenzfrequenz für die *SWS* von $f_c \geq 3,16 \text{ MHz}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ (He-Ne-Laser) [White u. a., 1962].

Bei einer axialen Anordnung der p,- i- und n-Schichten nach [Stiebig u. a., 2003c] (Bild 3.12) entspricht die prinzipbedingt unveränderliche Dicke der photoaktiven Schicht gleichzeitig dem Plattenabstand der Sperrschichtkapazität C_{SpS} . Die Plattenfläche wird durch die Fläche der aktiven Schicht \mathcal{A}_{aS} definiert und beträgt für die vorhandenen Sensoren $4 \text{ mm} \times 2,5 \text{ mm}$. Durch die geringe Dicke der photoaktiven Schicht von 41 nm entsteht eine vergleichsweise große Sperrschichtkapazität. Diese berechnet sich mit der relativen Permittivität von amorphem Silizium (a-Si), $\varepsilon_{\text{r,a-Si}} = 11,3$ [Shur u. a., 1989] entsprechend Gleichung 3.1

$$C_{\text{SpS}} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{r,a-Si}} \frac{\mathcal{A}_{\text{aS}}}{d_i} = 24,5 \text{ nF} . \quad (4.1)$$

Mit dieser Sperrschichtkapazität und einem Serienwiderstand $R_{\text{ser}} \approx 120 \Omega - 500 \Omega$ [Mandryka, 2009] sind die rechnerisch erreichbaren Grenzfrequenzen $f_c \approx 55 \text{ kHz}$, welche auch experimentell in [Mandryka, 2009] erreicht wurden. Für die angestrebte maximale Verfahrgeschwindigkeit des Messspiegels von $\dot{z} = 1 \text{ m s}^{-1}$ sind diese Grenzfrequenzen zu gering.

Um bei gegebener Sensorfläche eine geringe Sperrschichtkapazität erreichen zu können, wurde für die Photodioden der neue Ansatz einer lateralen Kammstruktur der p-i-n-Gebiete verfolgt (Bild 4.1 rechts). Dies hat den Vorteil der Unabhängigkeit zwischen der Dicke der photoaktiven Schicht in Richtung der optischen Achse z und dem kapazitätsbestimmenden Abstand der p- und n-Gebiete. Dieser Abstand kann mit dem neuen Ansatz entsprechend den elektrischen

und technologischen Anforderungen dimensioniert werden, während die Dicke der photoaktiven Schicht allein den optischen Restriktionen genügen muss. Auf diese Weise soll die Sperrschichtkapazität gegenüber einer axialen Struktur (Bild 4.1 links) bei gleicher Sensorfläche reduziert und so die Grenzfrequenz erhöht werden.

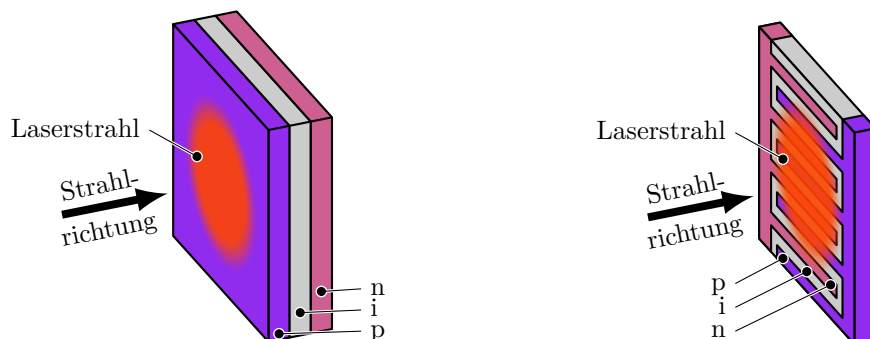


Bild 4.1: Vergleich verschiedener Photodiodenaufbauten. In einem axialen Aufbau (links) sind die p-, i- und n-Schicht in Strahlrichtung z in mehreren parallelen, senkrecht zu z ausgerichteten Ebenen hintereinander angeordnet (stapelförmiger Aufbau). In einem lateralen Aufbau (rechts) erfolgt die Anordnung der p-, i- und n-Gebiete in einer einzigen, senkrecht zu z ausgerichteten Ebene (kammförmiger Aufbau).

4.1.2 Grundlegender Sensoraufbau

Die lateralen *SWS* basieren neben der neuen Strukturierung der aktiven Schicht auch auf einer neuen Herstellungstechnologie, welche kristallines Si zur Grundlage hat, in das die p-i-n-Photodiode als photoelektrischer Umformer dotiert wird. Wegen seiner Eigenschaften (hohe Ladungsträgerbeweglichkeit, geringe Rekombinationsrate, adäquate Absorptionsrate bei 633 nm [Infineon Technologies, 2001]) ist kristallines Si besonders geeignet, um die angestrebten photoelektrischen Eigenschaften (Photoempfindlichkeit, Grenzfrequenz, Dunkelstrom usw.) zu erreichen. Kristallines Si ist kommerziell in Form von Wafern verfügbar, wodurch die Forderung nach der Verwendung von Standardhalbleitermaterialien erfüllt wird. Als Ausführungsform bieten sich *SOI*-Wafer [Allen, 2005] an. Diese sind durch ihren Aufbau (Bild 4.2) besonders für die Herstellung dünner Si-Schichten geeignet, wie sie für die *SWS* benötigt werden. Die 2 nm dicke natürliche Oxidschicht auf Si [Lyshevski, 2005] wird in den folgenden Betrachtungen vernachlässigt.

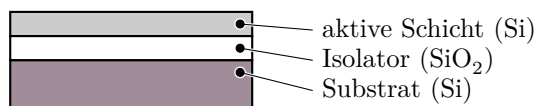


Bild 4.2: Querschnitt eines *SOI*-Wafers. Die aktive Schicht ist nur wenige nm dick und durch eine *SiO₂*-Schicht gegenüber dem Substrat isoliert.

In die aktive Si-Schicht können durch konventionelle Verfahren die streifenförmigen Dotiergebiete aus Bild 4.1 (rechts) eingebracht werden. Die entstehende

p-i-n-Photodiode ist in diesem Fall photoelektrisch funktionsfähig, aufgrund der Dicke des Substratmaterials von ca. 0,3 mm jedoch im sichtbaren Bereich noch nicht transparent. Dazu ist es notwendig, das Substratmaterial im photoaktiven Bereich vollständig zu entfernen. Zur Verbesserung der elektrischen Eigenschaften wird außerdem eine Oxidschicht auf die Oberseite der photoaktiven Schicht aufgebracht (Passivierung). Wird diese durch eine Oxidation der aktiven Schicht hergestellt, kann so deren Dicke auf das notwendige Maß von 41 nm eingestellt werden. Bild 4.3 zeigt schematisch einen entsprechend präparierten *SOI*-Wafer.

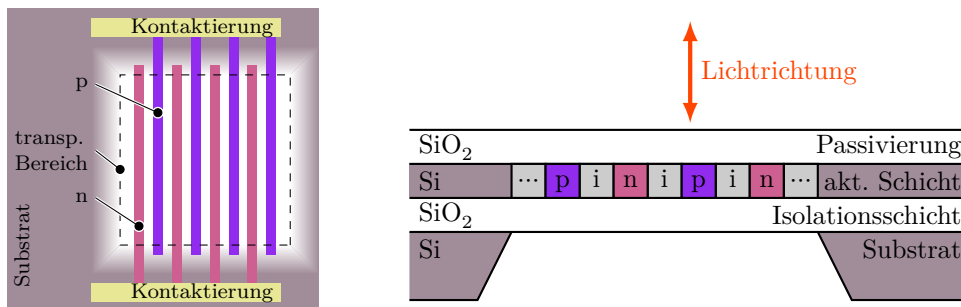


Bild 4.3: Lateraler SWS, basierend auf kristallinem Si in Form eines *SOI*-Wafers. Die Ansicht in Strahlrichtung (links) zeigt den transparenten Bereich mit den streifenförmig dotierten p- und n-Gebieten sowie deren Kontaktierung. Im Querschnitt (rechts) ist die Isolation der photoaktiven Schicht gegenüber dem Substrat und dessen lokale Abätzung dargestellt.

Für die transparente Schicht des *SWS* sind deren reale Abmessungen zu beachten. Die laterale Abmessung resultiert aus dem Durchmesser des Laserstrahls und beträgt etwa $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ (Bild 4.3 links, gestrichelter Bereich). Die Dicke der transparenten Schicht folgt aus der Dicke der photoaktiven Schicht von 41 nm, der Passivierungs- und der Isolationsschicht und beträgt nur wenige hundert nm. Dadurch stellt der transparente Teil des *SWS* eine überaus dünne Membran mit äußerst geringer mechanischer Stabilität dar. Um Verformungen dieser Membran zu verhindern und die in Abschnitt 2.3.2 erläuterten Ebenheitsanforderungen erfüllen zu können, ist eine zusätzliche mechanische Stabilisierung notwendig. Hierfür kann beispielsweise eine Glasplatte verwendet werden, die vor dem Abätzen des Substrates auf den dotierten Wafer aufgeklebt wird und die Membran in ihrer augenblicklichen, ebenen Form fixiert.

Ein weiterer kritischer Punkt ist der Reflexionsgrad des *SWS*. Wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, soll der Sensor einen Reflexionsgrad $\rho_{\text{se}} \rightarrow 0$ aufweisen, um das Intensitätsprofil der stehenden Welle nicht zu beeinflussen. Im Falle der *SWS* der Arbeitsgruppe BÜCHNER [Mandryka, 2009] konnte der Reflexionsgrad über eine Variation der Dicken der *TCO*-Kontaktierungsschichten eingestellt werden. Für den lateralen *SWS* auf Basis von *SOI*-Wafers ist hingegen das Aufbringen von zusätzlichen dünnen Antireflexions(*AR*)-Schichten zur Minderung des Reflexionsgrades notwendig.

4.1.3 Sperrschichtkapazität der lateralen Anordnung

Durch die vergleichsweise komplexe Anordnung der Dotierungsgebiete lässt sich das Modell eines einfachen Plattenkondensators nicht auf die Sperrschichtkapazität der lateralen Anordnung anwenden. Stattdessen wurde die Berechnung unter Berücksichtigung der Streukapazitäten nach [Gevorgian, 1994] und [Igreja u. a., 2004] durchgeführt, wobei der Grundaufbau des *SWS* (Bild 4.3) ohne *AR*-Schichten für die Modellbildung verwendet wurde.

In den Schichten des *SWS* bilden sich Teilkapazitäten zwischen den p- und n-Gebieten der Kammstruktur aus. Dabei ist zwischen der Lage der Teilkapazitäten in der Kammstruktur (im Inneren oder an deren Ende) zu unterscheiden. Die unterschiedlichen Permittivitäten der einzelnen Schichten wurden mittels der Partialkapazitätsmethode nach [Hoffmann, 1983] bei der Berechnung der Gesamtkapazität berücksichtigt. Bild 4.4 zeigt das verwendete Modell mit den zur Berechnung verwendeten Teilkapazitäten.

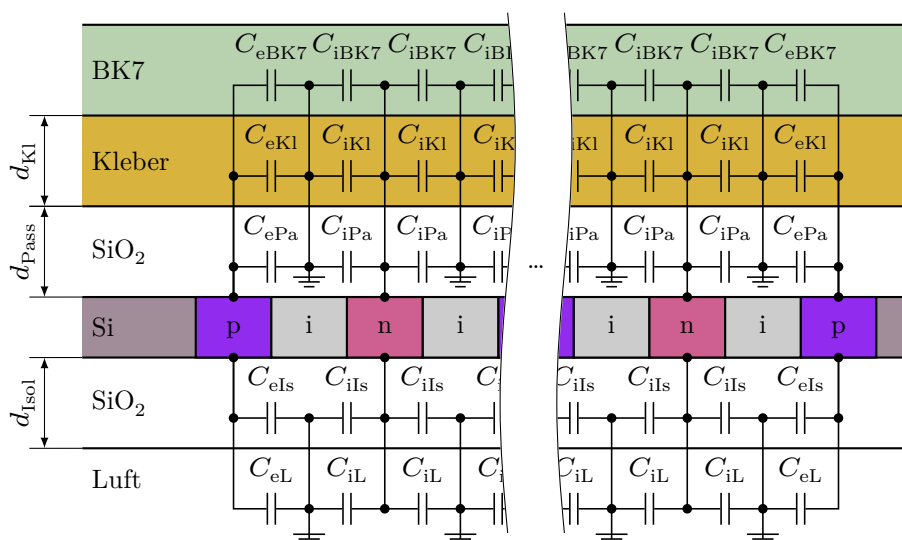


Bild 4.4: Grundaufbau des Sensors mit den Schichtdicken von Kleber (d_{Kl}), Passivierung (d_{Pass}) und Isolationsschicht (d_{Isol}) zur Berechnung der Sperrschichtkapazität. Es entstehen Teilkapazitäten im Inneren (i) und am Ende (e) der Kammstruktur jeweils in der BK7- (BK7), Kleber- (Kl), Passivierungs- (Pa), Isolations- (Is) und Luftschicht (L).

In die Berechnung der Teilkapazitäten fließen die Permittivitäten der einzelnen Schichten und die geometrischen Verhältnisse von Schichtdicke, Breite der dotierten Gebiete (Elektroden) und deren Abstand ein.

Die kammförmige Anordnung der dotierten Gebiete wird durch Koordinatentransformationen in eine Parallelanordnung (klassischer Plattenkondensator) überführt. In Anhang A werden die dafür notwendige Berechnungsschritte dargestellt, die Notation orientiert sich dabei an [Igreja u. a., 2004].

Die Gesamtkapazität der Sperrschicht ergibt sich aus der Kombination der einzelnen im Anhang A berechneten und in Tabelle 4.1 aufgeführten Teilkapazitäten.

Die Werte für die effektiven Schichtdicken und effektiven relativen Permittivitäten wurden mit der Partialkapazitätsmethode ermittelt.

Tabelle 4.1: Teilkapazitäten der lateralen Anordnung. Die berechneten Kapazitäten gehen von folgenden Abmessungen der Sensoren aus: Breite der p- und n-Gebiete $b_{pn} = 20 \mu\text{m}$, Breite der i-Gebiete $b_i = 20 \mu\text{m}$, Länge der dotierten Streifen $l_{pn} = 1 \text{mm}$, Anzahl der Elektroden $N_E = 25$.

Schicht	geom. Dicke	eff. Dicke ^a	ϵ_r	eff. ϵ_r ^a	C_I / fF	C_E / fF
Glas	∞	∞	2,265 ^b	2,27	20	31
Kleber	96 μm	96,1 μm	3,61 ^c	1,345	12	9
Passiv.	100 nm	100 nm	3,9 ^d	0,29	2	0
Isol.	400 nm	400 nm	3,9 ^d	2,9	24	0
Luft	∞	∞	1	1	9	14

^aBerechnung für ein zweischichtiges System siehe [Igreja u. a., 2004].

^b[Phelps u. a., 1996]

^c[Henkel Europe, 2004]

^d[Vila u. a., 2002]

Aus den Teilkapazitäten ergibt sich unter Berücksichtigung der Elektrodenanzahl N_E die Gesamtspererschichtkapazität C_{SpS} der lateralen Anordnung [Igreja u. a., 2004]

$$C_{\text{SpS}} = (N_E - 3) \frac{C_I}{2} + 2 \frac{C_I C_E}{C_I + C_E} = 0,8 \text{ pF}. \quad (4.2)$$

Durch die laterale Anordnung der p-, i- und n-Gebiete auf einem *SOI*-Wafer kann die Sperrschichtkapazität gegenüber einer axialen Anordnung deutlich reduziert werden (vgl. Gleichung 4.1), die angestrebte Erhöhung der Grenzfrequenz ist daher plausibel.

Auf Basis des aussichtsreichen Ansatzes einer lateral strukturierten p-i-n-Photodiode auf der Grundlage eines abgedünnten *SOI*-Wafers wurde eine zugehörige Herstellungstechnologie entwickelt, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

4.2 Herstellungstechnologie für den lateralen SWS

Um den lateralen *SWS* auf Basis von kristallinem Si in Form eines *SOI*-Wafers herstellen zu können, wurde in einem gemeinsamen Forschungsprojekt mit dem Fachgebiet Mikro- und Nanoelektronische Systeme (*MNES*) eine entsprechende Prozesstechnologie entwickelt.

Die maßgeblichen Halbleiterprozesse zur Strukturierung, Dotierung, Kontaktierung und Abdünnung der *SOI*-Wafer wurden auf Basis vorhandener Vorarbeiten vom *MNES* entworfen und ausgelegt. Bild 4.5 zeigt den entwickelten Fertigungsprozess als Zusammenfassung.

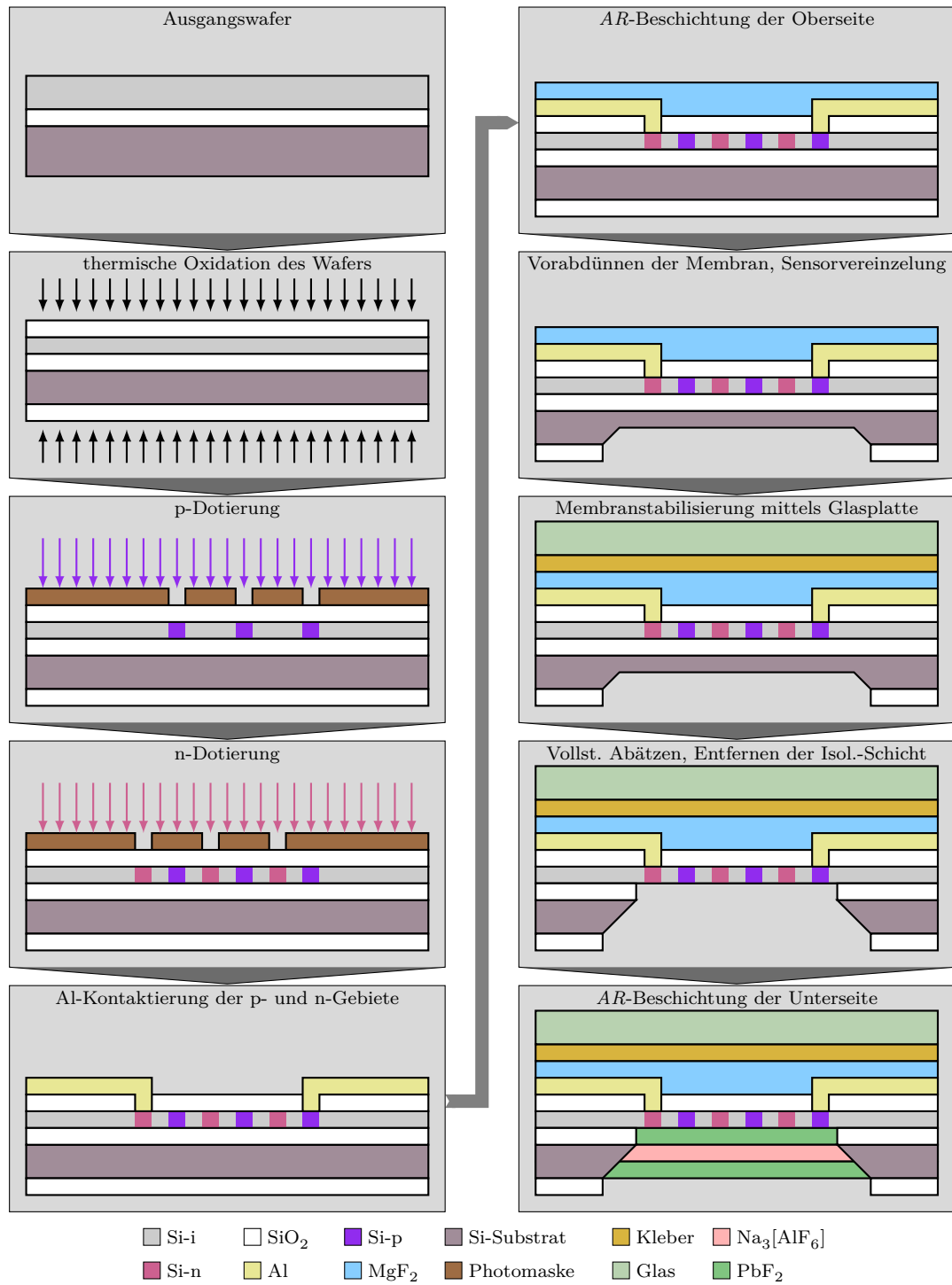


Bild 4.5: Herstellungstechnologie der SWS auf Basis von SOI-Wafern.

Die durchzuführenden Prozessschritte werden im Folgenden detailliert beschrieben.

4.2.1 Vorbereitung der Wafer

Die Herstellung der *SWS* erfolgt auf handelsüblichen *SOI*-Wafern. Die Wafer weisen eine Dicke der aktiven Schicht von 100 nm – 200 nm und einen Schichtwiderstand von 500 Ω cm – 4000 Ω cm auf.

Stand der Technik sind Wafer mit einem Durchmesser von 200 mm. In den Anlagen des ZENTRUM FÜR MIKRO- UND NANOTECHNOLOGIE (*ZMN*) können allerdings maximal 4"-Wafer prozessiert werden. Aus diesem Grund werden im ersten Schritt vier 3"-Wafer aus einem 200 mm-Wafer ausgeschnitten, dabei wird die Kristallorientierung mit Flats/Notches [Lindroos, 2010] markiert.

Die ausgeschnittenen Wafer haben eine Substratdicke von 0,8 mm. Die späteren Prozessschritte (lokale Abätzung des Substrates, *AR*-Beschichtung der Sensorunterseite) erfordern eine geringere Dicke, daher wird das Trägersubstrat auf 0,3 mm abgedünnt. Dies geschieht durch einen nasschemischen Ätzprozess mit KOH [Gianchandani u. a., 2008].

Nach dem Abdünnen wird der Wafer auf beiden Seiten thermisch oxidiert. Die Dicke der Oxidschichten beträgt 200 nm – 300 nm. Dabei reagieren 1 nm Si zu 2,3 nm SiO₂ [Varadan u. a., 2003]. Durch diesen Oxidationsprozess wird gleichzeitig die Dicke der photoaktiven Schicht von 41 nm eingestellt. Anschließend wird, als Vorbereitung für das lokale Abätzen des Substrates im photoaktiven Bereich, die Oxidschicht auf der Rückseite des Wafers mittels *PECVD* [Menz u. a., 2005] auf 1 μ m aufgewachsen.

4.2.2 Dotierung

Nach der mechanischen Vorbereitung der Wafer und der Einstellung der Dicke der photoaktiven Schicht erfolgt die Dotierung der p-i-n-Photodiode, welche den photoelektrischen Umformer der *SWS* darstellt.

Die Strukturierung der Vorderseite erfolgt mittels Photolithografie [Globisch u. a., 2012] und anschließender Dotierung. Die Wafervorderseite wird dazu mit einem Photopositivlack (AZ1518, [Hsu, 2008]) beschichtet, mit der entsprechenden Maske belichtet und schließlich entwickelt. Die freiliegenden Stellen werden anschließend mittels Ionenimplantation [Carter u. a., 1981] dotiert, die Implantationsdosis beträgt 10¹⁶ Ionen/cm² [Ortlepp u. a., 2015a]. Die SiO₂-Schicht dient dabei als Streuoxid, um den Gitterführungseffekt¹ zu verringern [Ruge u. a., 1991].

Die laterale Abmessung b_{pn} der p- und n-Gebiete sowie deren Abstand (entspricht der Breite b_i des i-Gebietes) wird bei deren Dotierung auf ein und demselben Wafer im Bereich 5 μ m – 40 μ m variiert. Auf diese Weise kann der Einfluss der Dotierbreiten auf das photoelektrische Verhalten der *SWS* in den späteren Untersuchungen beurteilt werden. Bild 4.6 zeigt exemplarisch den Dotiervorgang

¹Gitterführungseffekt/Channeling: Durch die kristalline Struktur des Si bilden sich in bestimmten Kristallrichtungen Kanäle aus, in denen die Dotierionen nahezu ungehindert in das Material eindringen können. Dadurch wird der Dotierprozess bei Ionenimplantation in einer dieser Richtungen schlecht steuerbar. [Gatzen u. a., 2015]

der p-Gebiete.

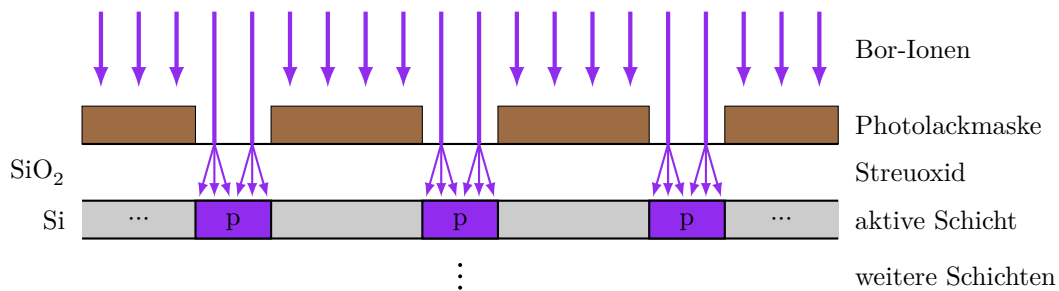


Bild 4.6: Dotierung der aktiven Schicht mittels Ionenimplantation am Beispiel der p-Dotierung.

Nach der Dotierung wird der Wafer einem Hochtemperaturprozess (Rapid Thermal Annealing (schnelle thermische Ausheilung, *RTA*)) [Gunawan u. a., 2004] unterzogen. Dabei werden Kristallgitterfehler reduziert, die eingebrachten Fremdatome in das Kristallgitter des Si integriert und auf diese Weise elektrisch aktiviert.

4.2.3 Aluminiumkontaktierung

An den Enden der Kammstruktur wird die Oxidschicht auf der Vorderseite des Wafers mittels Ätzen entfernt, damit die p- und n-Gebiete für die nachfolgende Kontaktierung zugänglich sind. Bild 4.7 zeigt das Ergebnis des entsprechenden Prozessschrittes.

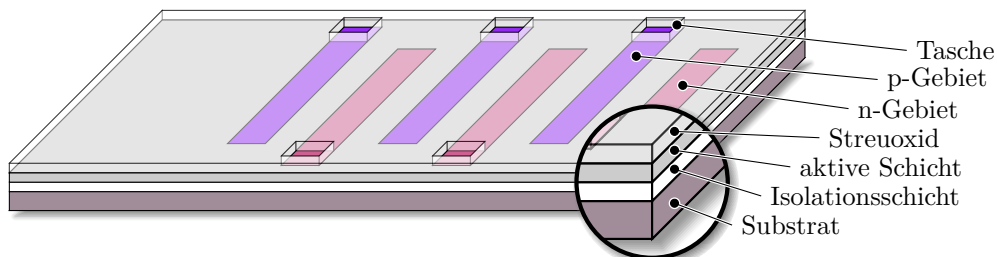


Bild 4.7: Vorbereitung der Aluminiumkontaktierung. Als Zugang zu den vergrabenen dotierten Gebieten werden Taschen in das Streuoxid geätzt.

Anschließend wird Photolack AZ1518 aufgetragen und strukturiert, danach erfolgt die Al-Beschichtung des gesamten Wafers mit einer Schichtdicke von 400 nm. In den nicht zu kontaktierenden Bereichen wird das Al danach mittels Abhebetechnik (lift-off, [Völklein u. a., 2006]) entfernt. Abschließend wird der Wafer ausgeheizt. Dies bewirkt eine verbesserte elektrische Verbindung zwischen dem Si der aktiven Schicht und den Al-Kontakten. Bild 4.8 zeigt die fertiggestellte Aluminiumkontaktierung.

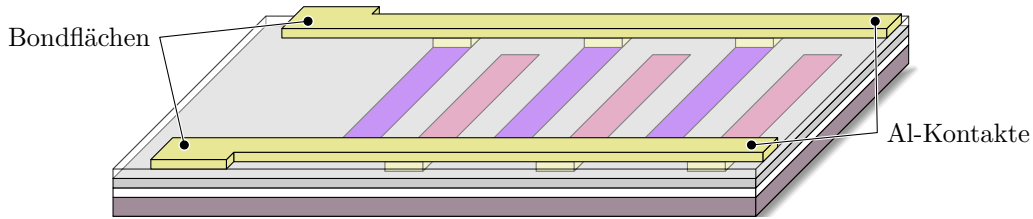


Bild 4.8: Strukturierung der Aluminiumleiterbahnen.

4.2.4 Antireflexbeschichtung der Vorderseite

Auf die Vorderseite des Sensors wird zur Verringerung des Reflexionsgrades durch physikalische Gasphasenabscheidung (Physical Vapour Deposition, *PVD*) [Maluf u. a., 2004] eine 159 nm dicke MgF_2 -*AR*-Schicht aufgebracht. Die Bondflächen sind bei diesem Vorgang durch einen Photolack geschützt. Durch einen Lift-Off-Prozess wird nach der Beschichtung das MgF_2 gemeinsam mit dem Photolack von den Bondflächen entfernt. Die Berechnung und der detaillierte Prozess der *AR*-Beschichtung werden in Abschnitt 4.3 beschrieben. Nach diesem Prozessschritt ist die Vorderseite des Wafers fertig bearbeitet, das Ergebnis zeigt Bild 4.9.

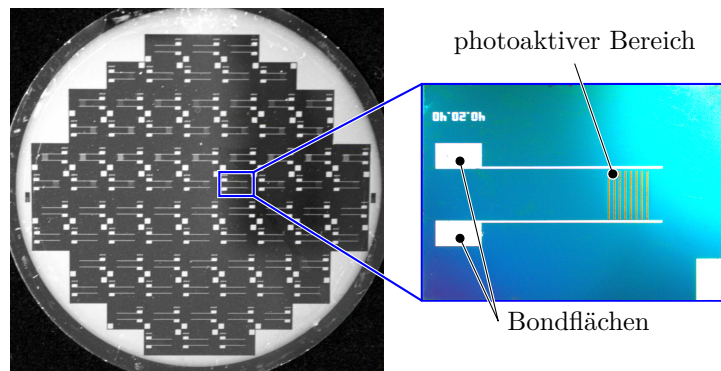


Bild 4.9: Wafer mit fertig bearbeiteter Vorderseite. [Ortlepp u. a., 2015b]

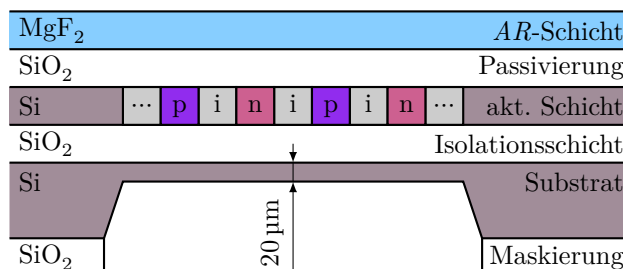
Die Sensoren sind bis zu diesem Zeitpunkt noch nicht transparent. Daher muss das Substratmaterial lokal entfernt werden, sodass eine dünne, transparente Membran im Bereich der p-i-n-Photodiode entsteht. Diese Membran ist aufgrund ihrer geometrischen Abmessungen (Dicke ca. 675 nm, Fläche ca. 1 mm × 1 mm) mechanisch instabil. Da für die korrekte Funktion des *SWS* eine Membran mit einer Ebenheitsabweichung <160 nm notwendig ist (siehe Kapitel 2.3.2), muss die Membran vor ihrer Fertigstellung mechanisch stabilisiert werden. Dazu werden die Sensoren im Bereich der Membran vorabgedünnt, vereinzelt, mit einer Glasplatte versehen und abschließend vollständig abgedünnt. Das Vorgehen wird in den nächsten Abschnitten erläutert.

4.2.5 Vorabdünnung

Zur Herstellung der Membran wird zunächst die Rückseite des Wafers lokal nass-chemisch mit KOH bzw. trockenchemisch durch reaktives Ionenätzen mit induktiv

gekoppeltem Plasma (Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching, *ICP-RIE*) [Köhler, 1998] auf eine Restdicke von ca. 20 μm abgeätzt. Dabei ergibt sich beim nasschemischen Ätzen anisotropiebedingt ein Winkel der Seitenwände von 54,74° [Lobontiu u. a., 2005] bezüglich der {100}-Kristallrichtung [Banks, 2006]. Dieser Winkel macht die vorangegangene Abdünnung des gesamten Wafers erforderlich, um großflächige Vertiefungen zu vermeiden (siehe Abschnitt 4.2.1). Bild 4.10 zeigt den Sensorquerschnitt nach dem Vorabdünnen.

Bild 4.10: Sensor nach dem Vorabdünnen mit Restsubstratdicke 20 μm . Al-Kontakte nicht dargestellt.



4.2.6 Sensorvereinzlung

Der Wafer wird zunächst entlang der Sensorgrenzen chemisch oder mechanisch geritzt und anschließend gebrochen. Die so entstandenen Einzelsensoren werden gemäß den nachfolgend beschriebenen Schritten separat weiterbearbeitet.

4.2.7 Stabilisierung der Membran und vollständiges Abdünnen

Nach dem Teilen des Wafers wird eine Glasplatte zur Stabilisierung der Membran auf die einzelnen Sensoren aufgeklebt. Zum Zeitpunkt des Klebens hat die Membran eine Dicke von 20 μm und weist eine – im Vergleich zur Enddicke² von 675 nm – gute mechanische Stabilität auf. Dadurch besitzt die Membran eine hinreichende Ebenheit in der Größenordnung des Ausgangsmaterials. Durch das Aufkleben der Glasplatte wird die Membran in ihrer augenblicklichen, ebenen Form fixiert und kann anschließend durch induktiv gekoppeltes Plasma (Inductively Coupled Plasma, *ICP*) sensorweise verformungsarm auf die finale Dicke abgeätzt werden. Durch die Verwendung des selektiven *ICP*-Ätzprozesses wirkt die SiO₂-Isolationsschicht als Ätzstopp³ [Adams u. a., 2010]. Auf diese Weise kann das Si-Substrat der Rückseite vollständig entfernt werden, ohne die angrenzenden Schichten zu beeinflussen. Nach diesem Prozessschritt ist die Membran ca. 750 nm dick⁴ und hinreichend transparent für den Einsatz in einer stehenden Welle [Ortlepp u. a., 2016]. Bild 4.11 zeigt den vereinzelt Sensor nach dem Aufkleben der Glasplatte.

²Finaler Schichtaufbau siehe Bild 4.26.

³Der Ätzprozess ist nicht ideal selektiv, daher wird von der Isolationsschicht ebenfalls ein geringer Anteil abgetragen.

⁴Schichtaufbau siehe Bild 4.26, jedoch zu diesem Zeitpunkt noch mit Isolationsschicht 398 nm und ohne unteres AR-Ersatzsystem.

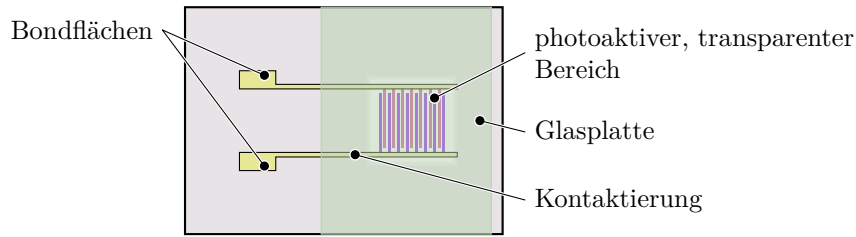


Bild 4.11: Fertig prozessierte Vorderseite des Sensors nach Abdünnung der Membran auf die finale Dicke.

Eine detaillierte Beschreibung der Untersuchungen zur Membranstabilisierung befindet sich in Abschnitt 4.4.2.

4.2.8 AR-Beschichtung der Rückseite

Um eine hinreichende Entspiegelung des Sensors erreichen zu können, ist es zunächst erforderlich, die Isolationsschicht im Bereich der Membran vollständig zu entfernen (siehe Abschnitt 4.3). Dies wird durch einen weiteren selektiven Ätzprozess realisiert. Anschließend wird auf die Rückseite der photoaktiven Schicht die AR-Schicht aufgebracht. Diese besteht aus einem Dreifachschichtsystem aus PbF_2 - und $\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$ -Schichten, welche mittels *PVD* auf die Rückseite der aktiven Schicht abgeschieden werden. Die Berechnung der Schichtdicken und der detaillierte Prozess der AR-Beschichtung werden in Abschnitt 4.3 beschrieben.

4.2.9 Zusammenfassung des Fertigungsprozesses

Nach dem Durchlaufen der beschriebenen Prozessschritte ist die Herstellung der SWS abgeschlossen und die Sensoren haben den in Bild 4.12 gezeigten Aufbau.

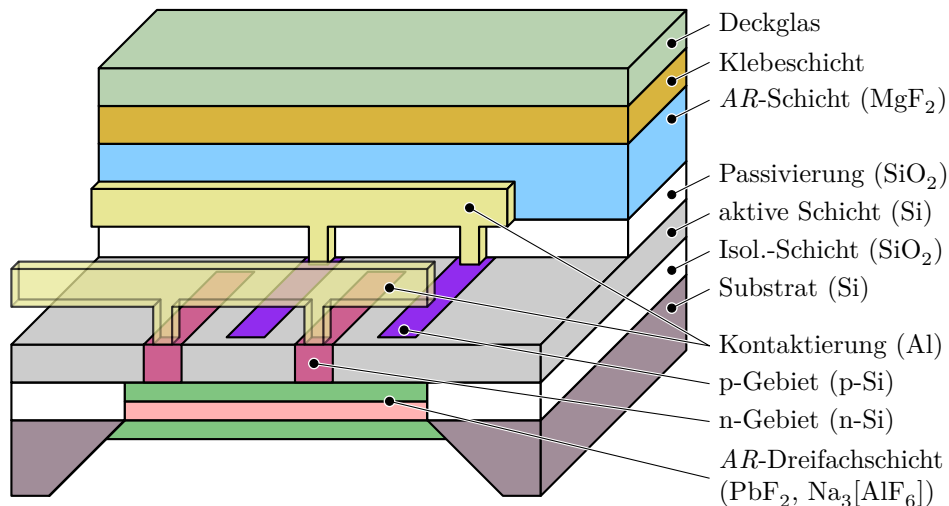


Bild 4.12: Schnittansicht des Sensors nach dem vollständigen Durchlaufen des Herstellungsprozesses.

4.3 Technologie zur Entspiegelung

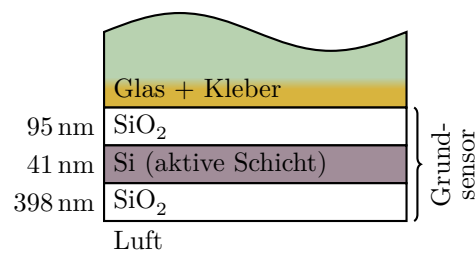
In Abschnitt 2.3.3, Bild 2.11 wurde der Einfluss des Sensorreflexionsgrades ϱ_{Se} auf das erzeugte Signal des *SWS* gezeigt. Da die entstehende Signalverzerrung und Abnahme der Signalamplitude mit steigendem ϱ_{Se} zu Nichtlinearitäten und Rauschen im Sensorsignal führen, sind diese für interferometrische Messungen i. d. R. unerwünscht. Um eine maximale Signalqualität zu erhalten, ist daher ein *SWS* mit einem Reflexionsgrad von $\varrho_{\text{Se}} \rightarrow 0$ erforderlich. Da ein Reflexionsgrad $\varrho_{\text{Se}} = 0$ in der Praxis jedoch nicht erreicht werden kann, wird für die weiteren Betrachtungen ein Zielreflexionsgrad $\varrho_{\text{Se}} < 0,01$ definiert.

Für die nachfolgenden Berechnungen werden zur optischen Modellierung des *SWS* gegenüber Bild 4.12 folgende Vereinfachungen vorgenommen:

- Bei Verwendung eines brechzahlangepassten Klebers können Kleber und Deckglas aufgrund ähnlicher optischer Eigenschaften als eine einzige Schicht angesehen werden.
- Die aktive Si-Schicht wird als homogen angenommen, die unterschiedlichen Brechungsindizes der p-, i- und n-Gebiete werden vernachlässigt.
- Die Oberseite des Deckglases (Grenzfläche Glas – Luft) ist entspiegelt. Da somit nur vernachlässigbare Reflexionen von dieser Grenzfläche ausgehen, kann das Deckglas für die Berechnungen als halb-unendlich dick angesehen werden, sodass dessen reale Dicke d_{BK7} unbedeutend ist.

Aus diesen Annahmen resultiert der in Bild 4.13 gezeigte, vereinfachte Aufbau des Grundensors (*SOI*-Wafer mit aufgeklebter Glasplatte und entferntem Substrat, ohne Entspiegelungsschichten), welcher für die durchgeführten Berechnungen verwendet wurde. Die angegebenen Werte sind Nenn-Schichtdicken.

Bild 4.13: Vereinfachter Querschnitt des Grundensors mit entferntem Substrat und ohne AR-Schichten. Glasplatte und Kleber werden als eine Schicht angenommen.



Für das in Bild 4.13 dargestellte Schichtsystem kann der resultierende Gesamtreflexionsgrad mit der Matrixmethode berechnet werden. Diese Berechnungsmethode für Mehrschichtsysteme wird im folgenden Abschnitt erläutert.

4.3.1 Matrixmethode zur Berechnung von Mehrschichtsystemen

Trifft eine elektromagnetische Welle auf die Grenzfläche zweier Medien, wird diese im Allgemeinen sowohl gebrochen als auch reflektiert. Ein Teil der Welle breitet sich im zweiten Medium (Substrat) weiter aus, während der andere Teil an der

Grenzfläche in das erste Medium (Umgebung) zurückreflektiert wird [Yeh, 1988]. In einem optischen Mehrschichtsystem wie in Bild 4.13 entstehen aufgrund der zahlreichen Grenzflächen viele Teilstrahlen, die miteinander interferieren. Deren große Anzahl lässt sich in der klassischen Darstellung von elektromagnetischen Wellen (Gleichung 2.2) rechnerisch nur schlecht handhaben.

Zur rechnerischen Vereinfachung wird daher an dieser Stelle die Matrix-Methode nach [Larouche u. a., 2008] angewandt. Mit dieser Methode kann der Reflexionsgrad ϱ eines Schichtsystems für isotrope und homogene Materialien vergleichsweise einfach berechnet werden. Dazu wird für jede Schicht i eine charakteristische Transfermatrix \mathbf{C}_i aufgestellt [Haferkorn, 2003]

$$\mathbf{C}_i = \begin{pmatrix} \cos \Phi_i & -j \frac{\sin \Phi_i}{\gamma_i} \\ -j \gamma_i \sin \Phi_i & \cos \Phi_i \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Dabei sind:

$$\gamma_i = \begin{cases} n_i \cos \varphi_i & \text{für s-Polarisation} \\ \frac{n_i}{\cos \varphi_i} & \text{für p-Polarisation} \end{cases},$$

$$\Phi_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_i d_i \cos \varphi_i,$$

n_i : Brechungsindex der Schicht i ,

φ_i : Ausbreitungswinkel in der Schicht i ,

λ_0 : Vakuumwellenlänge des Lichtes und

d_i : Dicke der Schicht i .

Analog zu γ_i werden γ_U und γ_S für die Umgebung und das Substrat berechnet.

Prinzipbedingt ist die senkrechte Anordnung des *SWS* zu der vor dem Messspiegel entstehenden stehenden Welle notwendig. Es kann daher ein senkrechter Lichteinfall auf das gesamte Schichtsystem angenommen werden, wodurch alle $\varphi_i = 0$ sind. Dabei entfällt gleichzeitig die Unterscheidung zwischen s- und p-Polarisation [Yeh, 1988].

Die Gesamttransfermatrix \mathbf{C} des vollständigen Schichtstapels wird durch Multiplikation der Einzelmatriizen \mathbf{C}_i berechnet

$$\mathbf{C} = \prod_{i=1}^3 \mathbf{C}_i = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Dabei ist beginnend bei der Umgebung, hin zum Substrat vorzugehen.

Aus den Elementen $c_{11} \dots c_{22}$ der Gesamttransfermatrix \mathbf{C} berechnet sich dann der komplexe Reflexionskoeffizient r

$$r = \frac{\gamma_U c_{11} + \gamma_U \gamma_S c_{12} - c_{21} - \gamma_S c_{22}}{\gamma_U c_{11} + \gamma_U \gamma_S c_{12} + c_{21} + \gamma_S c_{22}}. \quad (4.5)$$

Der Reflexionsgrad ϱ des gesamten Schichtsystems ist schließlich

$$\varrho = |r|^2. \quad (4.6)$$

Für senkrechten Lichteinfall beträgt der Reflexionsgrad des vereinfachten Sensors aus Bild 4.13 $\varrho_{\text{Se}} = 0,64 \gg 0,01$, weshalb für den Einsatz der Sensoren in einem SWI eine Entspiegelung erforderlich ist. Das Prinzip der Entspiegelung durch Aufbringen von zusätzlichen dünnen Schichten auf ein Substrat wird im Folgenden erläutert.

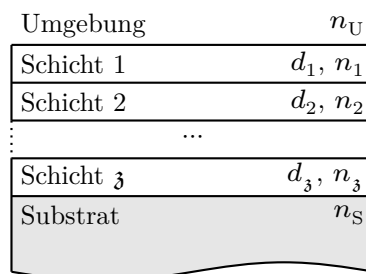
4.3.2 Prinzip der Entspiegelung

Reflexionen einer elektromagnetischen Welle an der Grenzfläche eines Substrates gegenüber der Umgebung sind häufig unerwünscht und können durch unterschiedliche Entspiegelungsmaßnahmen reduziert werden.

Eine Möglichkeit, den Reflexionsgrad eines Substrates zu beeinflussen, ist, eine oder mehrere dünne Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes darauf aufzubringen [Heavens, 1960]. Die einfallende elektromagnetische Welle wird dann an jeder Schichtgrenze gebrochen und reflektiert, wodurch mehrere Teilstrahlen entstehen [Zhang u. a., 2013]. Ziel einer Entspiegelung ist die destruktive Interferenz aller in das erste Medium (Umgebung) zurückreflektierten Teilstrahlen, was einem geringeren Reflexionsgrad des Gesamtsystems gegenüber dem Substrat ohne Beschichtung entspricht. Damit die Teilstrahlen miteinander interferieren können, müssen die Dicken der einzelnen Schichten kleiner als die Kohärenzlänge des verwendeten Lichtes sein [Knittl, 1976].

Bild 4.14 zeigt den allgemeinen Aufbau eines Mehrschicht-Entspiegelungssystems zur Entspiegelung eines Substrates gegenüber der Umgebung.

Bild 4.14: Allgemeiner Aufbau zur Beeinflussung des Reflexionsgrades eines Substrates (n_S) gegenüber der Umgebung (n_U) durch Aufbringen mehrerer Schichten mit dem Brechungsindex n und der Dicke d .



4.3.3 Berechnung von Mehrschichtsystemen

Die Berechnung des Reflexionsgrades für ein gegebenes Schichtsystem lässt sich mit der Matrixmethode aus Abschnitt 4.3.1 vergleichsweise einfach durchführen, dementsprechend existiert hierfür eine Vielzahl an Software-Hilfsmitteln z. B. FREESNELL [Jaffer, 2018]. Die Berechnung der notwendigen Schichtdicken und Brechungsindizes zum Erreichen eines vorgegebenen Reflexionsgrades ϱ bzw. Reflexionsgradverlaufs $\varrho(\lambda)$ stellt jedoch ein inverses Problem dar und ist demzufolge mit einem deutlich größeren Aufwand verbunden. Für einige Problemstellungen

der Ent- bzw. Verspiegelung existieren in der Literatur analytische Lösungen, z. B. Einfach-, Zweifach- und Dreifachschichten sowie periodische Schichtsysteme [Hecht, 2009]. Diese Lösungen beziehen sich jedoch stets auf die Übergangsstelle zwischen zwei Medien mit halb-unendlicher Dicke (Umgebung und Substrat). Im Gegensatz dazu stellt der *SWS* zunächst eine beidseitig von Luft umgebene, freitragende Schicht [Stenzel, 1996] mit endlicher Dicke dar, welche wiederum selbst aus einzelnen dünnen, nicht periodisch angeordneten Schichten besteht. Für solche komplexen Systeme existieren in der Literatur keine analytischen Lösungen, daher erfolgt die Berechnung der erforderlichen Schichtdicken und -brechungsindizes numerisch mittels eines Optimierungsalgorithmus. Jedoch liegt der Fokus bei den kommerziell verfügbaren Softwareprodukten üblicherweise auf periodischen Schichtsystemen [Tikhonravov u. a., 2008].

Um unter den gegebenen Randbedingungen die passenden Schichten für die Entspiegelung der *SWS* zu berechnen, wurde daher ein eigener Algorithmus entwickelt. Dieser basiert auf der bereits beschriebenen Matrixmethode und berechnet innerhalb der vorgegebenen Toleranzbereiche der d_i und n_i in einem äquidistanten Raster alle möglichen Kombinationen (erschöpfende Suche / Brute-Force), um das globale Minimum des Sensorreflexionsgrades ϱ_{Se} zu finden.

Für die Minimumsuche wurde als Optimierungskriterium der Reflexionsgradverlauf über einen Bereich um die Zentralwellenlänge λ_z gewählt. Dieser Verlauf soll idealerweise einer vorgegebenen Designreflexion entsprechen, welche im Allgemeinen jeden beliebigen Verlauf annehmen kann. Für die Entspiegelung der *SWS* besteht die Designreflexion aus einem flachen Minimum mit einer Nullstelle bei λ_z , (Bild 4.15). Das Optimierungsziel besteht demzufolge in einer idealen Entspiegelung $\varrho_{\text{Se}} = 0$ bei λ_z und, wegen des flachen Verlaufs, einer hohen Toleranz gegenüber Schichtdickenschwankungen [Mandryka, 2009].

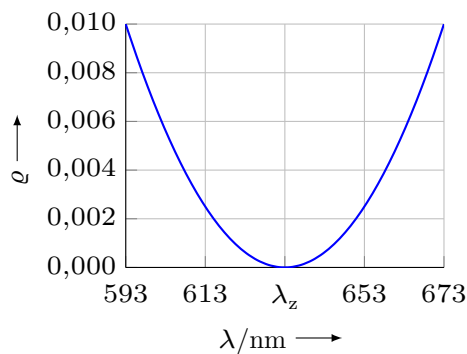


Bild 4.15: Für die Minimumsuche verwendete Designreflexion. Der Verlauf ist parabelförmig mit einer Nullstelle bei der Zentralwellenlänge $\lambda_z = 633$ nm.

An diskreten Punkten im vorgegebenen Wellenlängenbereich wurde von der Software die Abweichung der Ist-Reflexion von der Designreflexion berechnet und mittels der Methode der kleinsten Quadrate diejenige Schichtkombination mit der besten Übereinstimmung ermittelt.

Im Rahmen einer Masterarbeit [Seitz, 2017] wurde die Software um eine grafische Benutzeroberfläche sowie effizientere Optimierungsalgorithmen erweitert, um die benötigte Rechenzeit zu reduzieren. Die implementierten Algorithmen sind

das NELDER-MEAD-Verfahren [Nelder u. a., 1965], der Patternsearch-Algorithmus [Hooke u. a., 1961] und dessen Varianten sowie der Turtlesearch-Algorithmus.

4.3.4 Entspiegelungsmöglichkeiten für den idealen *SWS*

Um den Reflexionsgrad des Grundsensors zu reduzieren, wurden verschiedene Ansätze untersucht, welche in den folgenden Abschnitten beschrieben werden. Dabei wurden zunächst die Nenndicken der einzelnen Sensorschichten angenommen und die Entspiegelungsmöglichkeiten mit diesen Werten theoretisch untersucht. Die Entspiegelung der realen Sensoren mit toleranzbedingt von den Nennmaßen abweichenden Schichtdicken wird in Abschnitt 4.4.1 beschrieben.

Intrinsische Entspiegelung

Um die Anzahl der Herstellungsschritte gering zu halten, wurde zunächst angestrebt, eine Entspiegelung allein durch eine Anpassung der vorhandenen Sensorschichten, ohne Aufbringen zusätzlicher *AR*-Schichten zu erreichen. Dabei sind folgende Randbedingungen zu beachten:

- Aufgrund seiner optimalen elektrischen Eigenschaften ist es angebracht, SiO_2 als Passivierungsschicht einzusetzen. Gleichwohl ist dessen Dicke variabel (Minstdicke 40 nm [Zöllner, o.D.]).
- Die aktive Schicht besteht technologiebedingt aus Si mit der erforderlichen Nenndicke von 41 nm (siehe Abschnitt 2.3.1).
- Die Isolationsschicht aus SiO_2 resultiert aus dem Aufbau der kommerziell verfügbaren *SOI*-Wafer. Die Dicke der Schicht kann jedoch durch zusätzliche Prozessschritte eingestellt werden.

Der *SWS* entspricht in seinem Grundaufbau einer Dreifachschicht zwischen einem Substrat (Glas/Kleber) und der Umgebung (Luft). Für diesen Anwendungsfall existieren in der Literatur zwei Standardlösungen, die $\frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{4}$ - und die $\frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4}$ -Schichtfolge [Pedrotti u. a., 2008]. Die Bezeichnungen repräsentieren jeweils die Dicke der einzelnen *AR*-Schichten zwischen Substrat und Umgebung.

Die Konfiguration $\frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4}$ ist für die Entspiegelung des *SWS* nicht geeignet, da bei einer Dicke der aktiven Schicht von $\frac{\lambda}{2}$ das Sensorwechselsignal entfällt (siehe Abschnitt 2.3.1). Für den $\frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{4}$ -Fall und alle anderen Dickenvariationen der beiden SiO_2 -Schichten kann mit der entwickelten Software (Abschnitt 4.3.3) gezeigt werden, dass kein Reflexionsgrad $\varrho_{\text{Se}} < 0,41$ möglich ist.⁵ Daher ist das Aufbringen einer oder mehrerer zusätzlicher *AR*-Schichten auf den Grundsensoren notwendig, um dessen Reflexionsgrad deutlich verringern zu können.

⁵Ursache sind die zusätzlichen Anforderungen an die Brechungsindizes der einzelnen Schichten für ein wirksames $\frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{4}$ -System [Haferkorn, 2003]. Bedingt durch die vorgegebenen Materialien können diese Bedingungen bei den *SWS* jedoch nicht eingehalten werden.

Einseitige AR-Beschichtung

Da mit den vorhandenen Schichten des Grundsensors keine ausreichende Minderung des Reflexionsgrades möglich ist, wurde zunächst untersucht, ob eine einseitige AR-Beschichtung ausreichend sein kann. Unter Berücksichtigung der o. g. Randbedingungen sind dafür zwei Varianten möglich, siehe Bild 4.16.

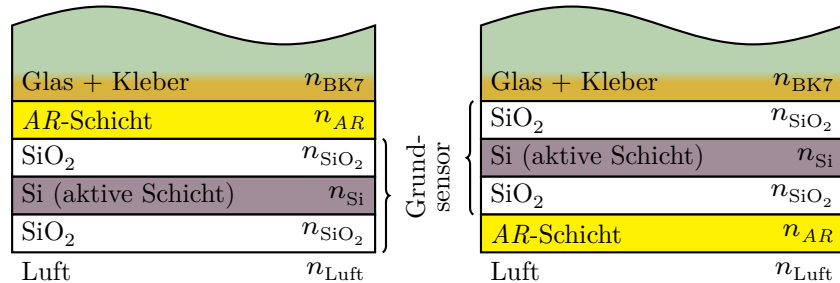


Bild 4.16: Einseitige AR-Beschichtung der SWS auf der Oberseite (links) bzw. der Unterseite (rechts).

Die o. g. Randbedingungen erlauben den Spezialfall einer unteren SiO₂-Passivierungsschicht mit einer Dicke von 0, die AR-Schicht läge dann direkt auf der aktiven Schicht.

Zunächst wurde untersucht, ob eine AR-Beschichtung mit im ZMN vorhandenen, typischen Materialien der Halbleiterfertigung möglich ist. Dies sind

- amorphes Silizium (a-Si),
- Siliziumdioxid (SiO₂),
- Siliziumnitrid (Si₃N₄),
- Titanitrid (TiN),
- Aluminium (Al) und
- Aluminiumnitrid (AlN).

Die Brechungsindizes der o. g. Materialien sowie von weiteren Stoffen, welche in diesem Abschnitt betrachtet werden, sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

Tabelle 4.2: Für die AR-Berechnung angenommene Brechungsindizes.

Stoff	Brechungsindex	Quelle
Luft	$n_{Luft} = 1,00$	[Edlén, 1966]
BK7	$n_{BK7} = 1,52$	[SCHOTT, 2015]
Siliziumdioxid	$n_{SiO_2} = 1,48$	[Gao u. a., 2013]
Siliziumnitrid	$n_{Si_3N_4} = 2,02$	[Hilleringmann, 2006]
Silizium	$n_{Si} = 3,87 + j 0,02$	[Jellison, 1992]
Titanitrid	$n_{TiN} = 1,35 + j 2,76$	[Pflüger u. a., 1984]
Aluminiumnitrid	$n_{AlN} = 2,17$	[Adachi, 1999]
Aluminium	$n_{Al} = 1,45 + j 7,54$	[Rakić, 1995]
Magnesiumfluorid	$n_{MgF_2} = 1,38$	[Dodge, 1984]
Bleifluorid	$n_{PbF_2} = 1,76$	[Malitson u. a., 1969]
Kryolith	$n_{Na_3[AlF_6]} = 1,34$	[Chigrin u. a., 1999]

Für die im *ZMN* verfügbaren Materialien ergeben sich nach Optimierungsrechnungen mit der entwickelten Software die in Tabelle 4.3 gezeigten Schichtkombinationen mit minimaler Abweichung von der Designreflexion. Als zusätzliche Randbedingung wurde eine fertigungstechnisch bedingte Mindestdicke der *AR*-Schicht von 40 nm einbezogen.

Tabelle 4.3: Optimale Schichtdickenkombinationen für die im *ZMN* verfügbaren Materialien und deren Reflexionsgrad ρ bei $\lambda_0 = 633$ nm.

AR Obers.	Passiv. SiO ₂	akt. Sch. Si	Isol. SiO ₂	AR Unters.	$\rho_{633\text{ nm}}$
a-Si, 63 nm	192 nm	41 nm	105 nm	—	0,008*
—	107 nm	41 nm	0 nm	a-Si, 41 nm	0,025*
Si ₃ N ₄ , 78 nm	214 nm	41 nm	107 nm	—	0,189
—	214 nm	41 nm	0 nm	Si ₃ N ₄ , 78 nm	0,174
TiN, 40 nm	154 nm	41 nm	0 nm	—	0,252
—	213 nm	41 nm	186 nm	TiN, 50 nm	0,031*
Al, 40 nm	185 nm	41 nm	0 nm	—	0,859
—	100 nm	41 nm	202 nm	Al, 40 nm	0,329
AlN, 73 nm	214 nm	41 nm	107 nm	—	0,141
—	214 nm	41 nm	0 nm	AlN, 73 nm	0,127

Die mit * gekennzeichneten Schichtkombinationen scheinen für eine Entspiegelung der *SWS* zunächst geeignet zu sein. Um den Einfluss der Fertigung zu berücksichtigen, wurde die Auswirkung von Schichtdickenschwankungen auf den Reflexionsgrad berechnet. Dazu wurde, ausgehend von den optimalen Schichtdicken, innerhalb einer $\pm 5\%$ -Toleranz die Schichtdickenkombination mit dem höchsten Reflexionsgrad ermittelt. Für die gekennzeichneten Kombinationen enthält Tabelle 4.4 die ungünstigsten Schichtdicken innerhalb des Toleranzbereiches und deren Reflexionsgrad.

Tabelle 4.4: Ungünstigste Schichtdickenkombinationen innerhalb einer $\pm 5\%$ -Toleranz für ausgewählte Entspiegelungsvarianten und Reflexionsgrad ρ bei $\lambda_0 = 633$ nm.

AR Obers.	Passiv. SiO ₂	akt. Sch. Si	Isol. SiO ₂	AR Unters.	$\rho_{633\text{ nm}}$
a-Si, 60 nm	182 nm	39 nm	111 nm	—	0,182
—	101 nm	39 nm	0 nm	a-Si, 39 nm	0,074
—	224 nm	39 nm	177 nm	TiN, 47 nm	0,208

Aus Tabelle 4.4 ist ersichtlich, dass fertigungsbedingte Abweichungen der Schichtdicken zu einem Reflexionsgrad des Gesamtsystems führen können, der größer als der Zielreflexionsgrad von $\rho_{Se} < 0,01$ ist. Damit stellt die Entspiegelung mit einem der in Tabelle 4.3 gekennzeichneten Materialien lediglich eine theoretische Möglichkeit zur Senkung des Reflexionsgrades dar, welche allerdings nicht praxistauglich ist.

Da mit den verfügbaren Materialien keine hinreichende Entspiegelung möglich

ist, wurden zwei Optimierungsrechnungen durchgeführt (AR -Schicht auf der Ober- bzw. Unterseite), bei denen der Brechungsindex der AR -Schicht und damit deren Material als variabler Parameter angesetzt wurde. Der mögliche Brechungsindexbereich wurde dabei mit $1,33 \leq n_{AR} \leq 5$ gewählt. Die resultierenden optimalen Schichtkombinationen zeigt Bild 4.17.

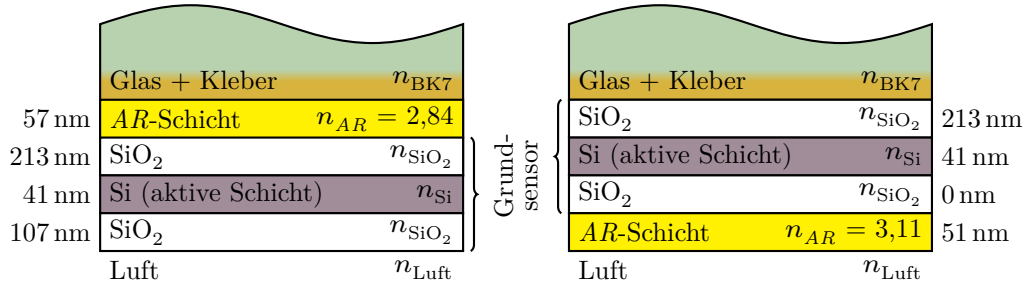


Bild 4.17: AR -Beschichtung der SWS auf der Ober- (links) bzw. Unterseite (rechts). Der Brechungsindex der AR -Schicht wurde bei der Optimierungsrechnung nicht wie bei einem konkreten Material fest vorgegeben, sondern wurde als Parameter ebenfalls variiert. Die dargestellten Schichtdicken-Brechungsindex-Kombinationen stellen jeweils das Optimum bezüglich der Abweichung von der Designreflexion dar.

Die Schichtkombinationen aus Bild 4.17 haben die in Bild 4.18 dargestellten Reflexionsgradverläufe. Dargestellt sind jeweils die Verläufe der idealen Schichtdicken sowie der ungünstigsten Schichtdicken innerhalb einer fertigungsbedingten $\pm 5\%$ -Dickentoleranz.

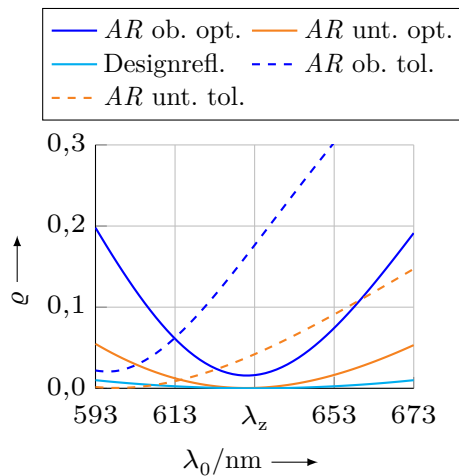


Bild 4.18: Berechnete Reflexionsgradverläufe („opt.“) der einseitig AR -beschichteten SWS mit einer AR -Schicht auf der Ober- bzw. Unterseite des Grundensors (Bild 4.17). Dargestellt sind ebenfalls die ungünstigsten Schichtdicken innerhalb einer $\pm 5\%$ -Dickentoleranz („tol.“).

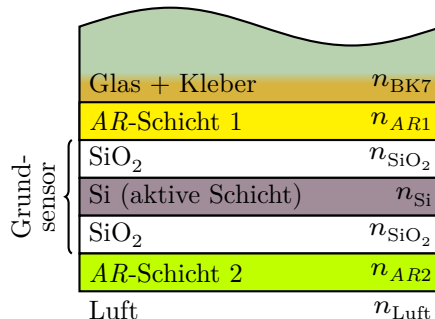
Aus Bild 4.18 ist ersichtlich, dass eine AR -Beschichtung auf der Oberseite der SWS nicht geeignet ist, um den Reflexionsgrad hinreichend zu senken. Eine Beschichtung der Unterseite ist prinzipiell geeignet, jedoch beträgt der toleranzbedingte Reflexionsgrad bis zu $\rho_{Se} = 0,042$.

Um zu prüfen, ob eine toleranzunempfindlichere Entspiegelung möglich ist, wurde die Möglichkeit einer zweiseitigen AR -Beschichtung untersucht. Die Ergebnisse dazu sind im folgenden Abschnitt beschrieben.

Zweiseitige AR-Beschichtung

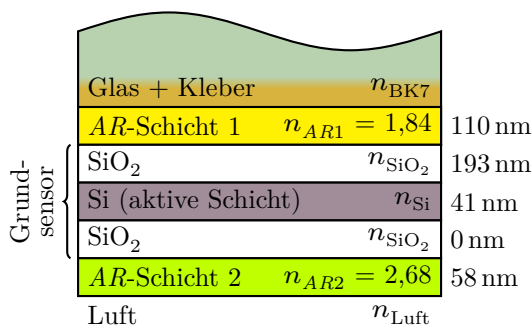
Da die im vorherigen Abschnitt beschriebene einseitige AR-Beschichtung der SWS nicht zu einer zufriedenstellenden Entspiegelung führte, wird in diesem Abschnitt die zweiseitige Beschichtung des Grundensors überprüft. Eine zweiseitige AR-Beschichtung hat den in Bild 4.19 gezeigten prinzipiellen Schichtaufbau.

Bild 4.19: Zweiseitige AR-Beschichtung der SWS mit je einer zusätzlichen Schicht sowohl auf der Oberseite als auch auf der Unterseite des Grundensors.



Zunächst wurde auch für die zweiseitige AR-Beschichtung untersucht, ob eine hinreichende Minderung des Reflexionsgrades mit den auf Seite 53 gelisteten Materialien des ZMN möglich ist. Dazu wurde für die verbleibenden 25 Materialkombinationen der Reflexionsgradverlauf und der Einfluss der herstellungsbedingten Schichtdickentoleranz untersucht. Das Ergebnis der berechneten Reflexionsgrade ist, dass die genannten Materialien auch für eine zweiseitige Entspiegelung nicht geeignet sind. Folglich wurde erneut eine Entspiegelung mit variablen Brechungsindizes berechnet. Die optimale Schichtfolge zeigt Bild 4.20.

Bild 4.20: Optimale Schichtfolge für eine zweiseitige AR-Beschichtung der SWS. Der Reflexionsgrad ist $\varrho_{Se} = 7 \cdot 10^{-5}$ bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$.



Die Schichtkombination aus Bild 4.20 beinhaltet die vollständige Entfernung der unteren SiO₂-Schicht (Isolationsschicht) und hat den in Bild 4.21 gezeigten Reflexionsgradverlauf. Dargestellt sind die Verläufe der idealen Schichtdickenkombination und der ungünstigsten Schichtdicken innerhalb einer $\pm 5\%$ -Dickentoleranz.

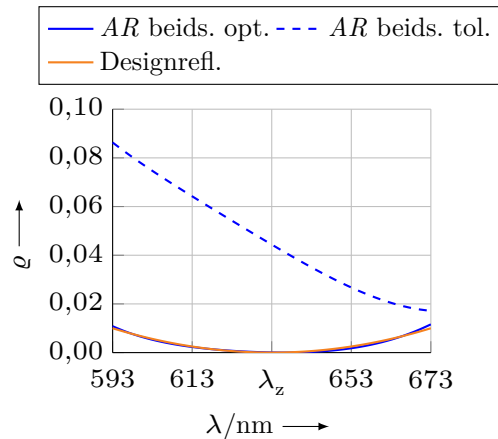


Bild 4.21: Berechneter Reflexionsgradverlauf („opt.“) der zweiseitig AR-beschichteten SWS. Dargestellt ist ebenfalls die ungünstigste Schichtdickenkombination innerhalb einer $\pm 5\%$ -Dickentoleranz („tol.“).

Aus Bild 4.21 ist ersichtlich, dass mit einer zweiseitigen AR-Beschichtung eine hinreichende Entspiegelung der SWS möglich ist. Gegenüber einer einseitigen Entspiegelung ist diese Variante jedoch toleranzempfindlicher (vgl. Bild 4.18) und erfordert einen zusätzlichen Prozessschritt. Daher wurde eine zweiseitige AR-Beschichtung für den beschriebenen Grundsensoren nach Bild 4.13 zunächst nicht weiter verfolgt. Stattdessen wurde eine Konfiguration mit einseitiger Entspiegelung auf der Sensorunterseite nach Bild 4.17 angestrebt, für die im ZMN eine Charge mit den entsprechenden Schichtdicken des Grundsensors gefertigt wurde.

4.4 Realisierung der lateralen SWS

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten die Entwicklung des lateralen Ansatzes zur Erhöhung der Grenzfrequenz der neuen SWS sowie die Technologieschritte zu deren Herstellung beschrieben wurden, folgt in den sich anschließenden Abschnitten die Beschreibung der technischen Umsetzung. Die maßgeblichen Fertigungsprozesse in dieser Arbeit wurden dabei vom MNES im ZMN der TU ILMENAU durchgeführt.

4.4.1 Entspiegelung der realen SWS

Auf Basis der im vorigen Abschnitt ermittelten idealen Schichtdicken-Brechungsindex-Kombinationen wurde im ZMN eine entsprechende Charge SWS (Grundsensoren ohne Entspiegelung) hergestellt. Die in Bild 4.17 gezeigten idealen Schichtdicken des Grundsensors wurden im Prozess jedoch nicht erreicht. Die tatsächlichen Schichtdicken sind (die Isolationsschicht wurde vorerst nicht entfernt)

- Passivierungsschicht: 95 nm,
- photoaktive Siliziumschicht: 101 nm und
- Isolationsschicht: 398 nm.

Da die tatsächlichen Schichtdicken von den angestrebten abweichen, wurde für die vorliegende Konfiguration erneut überprüft, welche Entspiegelung eine hinrei-

chende Reflexionsgradminderung ermöglicht. Dabei wurde auch ein Entfernen der Isolationsschicht sowie ein zusätzlicher Materialauftrag auf die Passivierungsschicht in Betracht gezogen, wodurch sich für den Grundsensoren die Optionen

- Belassen der ursprünglichen Schichtdicken,
- Anpassung der Passivierungsschicht und
- Entfernen der Isolationsschicht

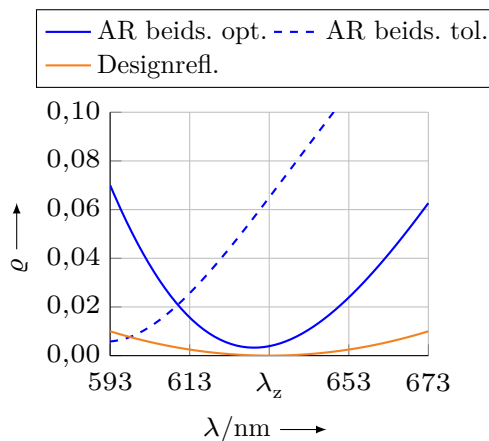
ergeben. Tabelle 4.5 zeigt die zugehörigen Schichtparameter und Reflexionsgrade.

Tabelle 4.5: Minimal erreichbare Reflexionsgrade ϱ bei $\lambda_0 = 633$ nm verschiedener AR-Varianten für den gegebenen Grundsensoren.

AR Obers. n / d	Passiv. SiO ₂	akt. Sch. Si	Isol. SiO ₂	AR Unters. n / d	$\varrho_{633 \text{ nm}}$
1,33 / 159 nm	95 nm	101 nm	398 nm	—	0,309
—	95 nm	101 nm	398 nm	1,93 / 127 nm	0,139
1,33 / 153 nm	95 nm	101 nm	398 nm	1,88 / 128 nm	0,084
1,33 / 159 nm	95 nm	101 nm	0 nm	—	0,395
—	95 nm	101 nm	0 nm	2,44 / 85 nm	0,018
1,33 / 140 nm	95 nm	101 nm	0 nm	2,29 / 87 nm	0,005*
2,68 / 40 nm	246 nm	101 nm	398 nm	—	0,092
—	229 nm	101 nm	398 nm	1,93 / 126 nm	0,128
2,71 / 42 nm	241 nm	101 nm	398 nm	1,98 / 124 nm	0,028

Als Variante mit dem niedrigsten Reflexionsgrad wurde die Entfernung der Isolationsschicht mit beidseitiger Entspiegelung gewählt (in Tabelle 4.5 markiert mit *). Bild 4.22 zeigt den zugehörigen Reflexionsgradverlauf.

Bild 4.22: Reflexionsgradverlauf („opt.“) des gewählten Schichtsystems für die beidseitige Beschichtung. Dargestellt ist ebenfalls die ungünstigste Schichtdickenkombination innerhalb einer $\pm 5\%$ -Dickentoleranz („tol.“).



Das zu erwartende Reflexionsverhalten der hergestellten Sensorcharge entspricht somit nicht dem geplanten Verlauf (Bild 4.18) oder der Designreflexion. Da der Reflexionsgrad bei der Zentralwellenlänge λ_z jedoch kleiner als der Zielreflexionsgrad ist ($\varrho_{633 \text{ nm}} = 0,005 < 0,01$), wurde die Entspiegelung mit den vorliegenden Grundsensoren durchgeführt. Die Überführung der theoretisch berechneten Schichtparameter in reale AR-Schichten wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Reale *AR*-Schichten

Die Brechungsindizes der *AR*-Schichten in Tabelle 4.5 sind zunächst theoretische Werte, für die bei der praktischen Durchführung der Entspiegelung konkrete Materialien möglichst mit gleichem Brechungsindex eingesetzt werden müssen.

Das Aufbringen der *AR*-Schichten auf die Sensoren wurde von der Firma OPTISCHE INTERFERENZ-BAUELEMENTE GMBH JENA (*OIB*) durchgeführt. Die obere *AR*-Schicht bestand zunächst aus Natriumhexafluoroaluminat(III) (Kryolith), $\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$ ($n_{\text{AR1}} = 1,33$, $n_{\text{Na}_3[\text{AlF}_6]} = 1,34$).

Die untere *AR*-Schicht ($n_{\text{AR2}} = 2,29$) wurde technologiebedingt durch ein Mehrschichtsystem mit gleichem optischen Verhalten ersetzt. Als Ersatzsystem kam eine Dreifachschicht nach Bild 4.23 zum Einsatz.

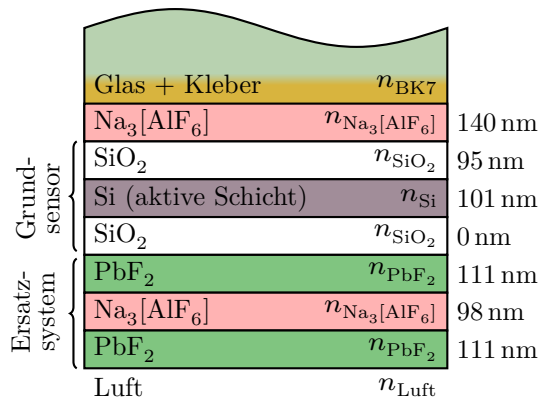


Bild 4.23: Schichtaufbau des Sensors mit entfernter Isolationsschicht und *AR*-Ersatzsystem auf der Unterseite.

Chemische Beständigkeit der oberen *AR*-Schicht

Während der *AR*-Beschichtung der Sensoroberseite sind die Bondflächen durch eine Photolackmaske abgedeckt, welche später mit $\text{C}_2\text{H}_6\text{OS}$ (Dimethylsulfoxid (DMSO)) als Lösungsmittel wieder entfernt wird (siehe Abschnitt 4.2.4). Dabei wurde festgestellt, dass $\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$ in $\text{C}_2\text{H}_6\text{OS}$ ebenfalls löslich ist, wodurch die $\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$ -*AR*-Schicht während des Lift-Off-Prozesses vollständig zerstört wurde. Die Löslichkeit wurde in einem gesonderten Versuch mit einem undotierten Leerwafer bestätigt. Das Ergebnis zeigt Bild 4.24.

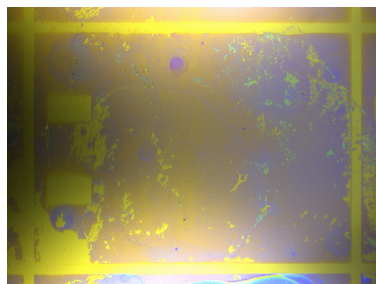
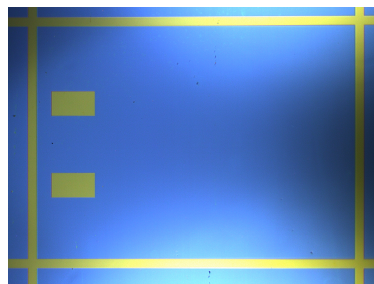


Bild 4.24: Aufgrund der Löslichkeit in $\text{C}_2\text{H}_6\text{OS}$ zerstörte $\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$ -*AR*-Schicht (Leerwafer).

Um die Zerstörung der oberen *AR*-Schicht beim Entfernen der Photolackmaske zu verhindern, wurde als Alternative MgF_2 (Magnesiumfluorid, $n_{\text{MgF}_2} = 1,38$) verwendet, welches ein Standardmaterial in der *AR*-Beschichtung ist. Der von

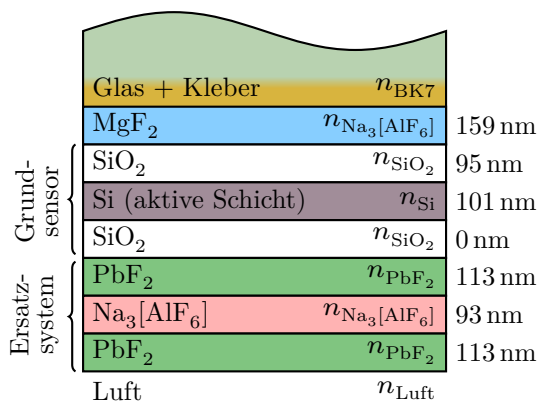
$\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$ abweichende Brechungsindex lässt sich durch angepasste Schichtdicken des Gesamtsystems ausgleichen. Die Beständigkeit von MgF_2 in einem 10-minütigen $\text{C}_2\text{H}_6\text{OS}$ -Bad wurde im ZMN an einem undotierten Leerwafer überprüft. Dieser wies keine sichtbaren Beschädigungen auf, siehe Bild 4.25.

Bild 4.25: Nach 10-minütigem $\text{C}_2\text{H}_6\text{OS}$ -Bad unbeschädigte MgF_2 -AR-Schicht (blau) auf einem undotierten Leerwafer. Zu erkennen sind die ausgesparten Bereiche, in denen bei einem realen Sensor die Bondflächen liegen.



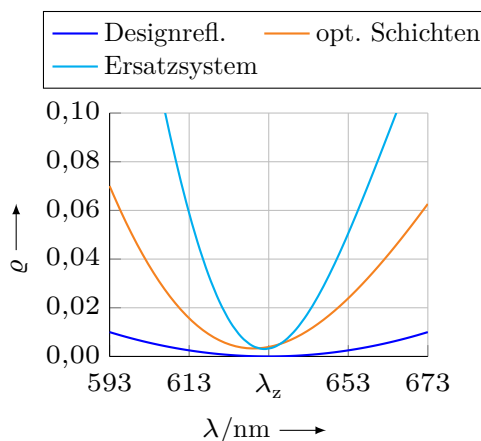
Durch den Einsatz von MgF_2 statt $\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$ ergeben sich die in Bild 4.26 gezeigten Schichtdicken des Sensors.

Bild 4.26: Schichtaufbau des Sensors mit entfernter Isol.-Schicht, oberer MgF_2 -Schicht und unterem AR-Ersatzsystem. Die AR-Schichtdicken wurden wegen der MgF_2 -Schicht nochmals angepasst.



Mit dem Ersetzen der theoretisch optimalen AR-Schichten (Tabelle 4.5) durch eine angepasste Mehrfachsicht (untere AR-Beschichtung) und eine MgF_2 -Schicht (obere AR-Beschichtung) wird das Reflexionsverhalten des Gesamtsystems, wie in Bild 4.27 gezeigt, verändert.

Bild 4.27: Vergleich des Reflexionsgradverlaufs von Designreflexion, rechnerisch optimaler Schichtkombination und Ersatzsystem nach Bild 4.26.



In Bild 4.27 ist ersichtlich, dass durch das AR-Ersatzsystem der Reflexionsgrad einen steileren Verlauf hat. Dies bedeutet eine höhere Empfindlichkeit gegenüber

Schichtdickenschwankungen im Vergleich zu den theoretisch optimalen Schichtdicken und -brechungsindizes. Da der Reflexionsgrad bei λ_z weiterhin kleiner als der Zielreflexionsgrad $\varrho_{\text{Se}} < 0,01$ ist, wurde die berechnete Schichtkombination zur *AR*-Beschichtung der Sensoren verwendet.

4.4.2 Stabilisierung der Membran

In den Abschnitten 4.2.4 und 4.2.7 wurde die Notwendigkeit einer mechanischen Stabilisierung der dünnen, transparenten Sensormembran erläutert. Die folgenden Abschnitte beschreiben die dazu durchgeführten Untersuchungen.

Ebenheit der *SWS* vor dem vollständigen Abdünnen

Die *SWS* besitzen vor dem Entfernen des Substrates im Bereich der photoaktiven Fläche eine Ebenheit vergleichbar mit der des Ausgangsmaterials. Um eine Aussage zur Wirksamkeit der Stabilisierungsmaßnahmen treffen zu können, wurde der entsprechende Bereich vor dem vollständigen Abdünnen auf der Nanomessmaschine NMM-1 [Jäger u. a., 2000] mit einem Laserfokussensoren [Mastylo, 2012] vermessen. Bild 4.28 zeigt die Ebenheitsabweichung z_E im photoaktiven Bereich von *Sensor 02* nach dessen Vorabdünnung (Restsubstratdicke ca. 20 μm , ähnlich Bild 4.10, ohne MgF_2 *AR*-Schicht).

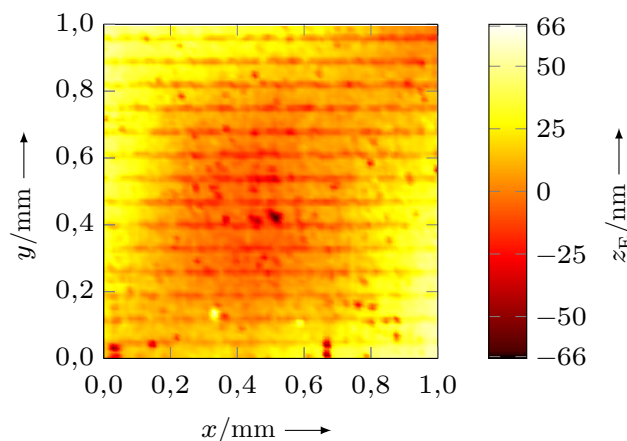


Bild 4.28: Ebenheit des photoaktiven Bereichs von *Sensor 02*. Als Querstreifen erkennbar sind die dotierten Bereiche. Deren Höhenunterschied entsteht nur scheinbar durch die unterschiedlichen Brechungsindizes der *p*-, *i*- und *n*-Gebiete und deren Auswirkung auf das Signal des Fokussensors. Basierend auf [Mastylo, 2014].

Für den in Bild 4.28 dargestellten Ausschnitt wurde eine Ebenheit mit einem Quantilsabstand⁶ $Q_{0,05} = 52$ nm ermittelt. Die Ebenheit der *SWS* ist nach diesem Prozessschritt ausreichend für einen Einsatz in einem *SWI* (vgl. Abschnitt 2.3.2).

⁶Der Quantilsabstand $Q_{0,05}$ ist die Spannweite, in der sich 90 % der Datenpunkte (vom 5 %-Quantil bis zum 95 %-Quantil) befinden [Heinrich, 2012].

SWS ohne zusätzliche Stützschrift

Zunächst wurde untersucht, ob die vorangehend ermittelte Ebenheit bei der Entfernung des restlichen Substratmaterials erhalten bleibt und so die SWS ohne weitere Stabilisierungsmaßnahmen für interferometrische Messungen verwendet werden können. Bild 4.29 zeigt den photoaktiven Bereich von *Sensor 05* nach dem vollständigen Abätzen des Substrates.

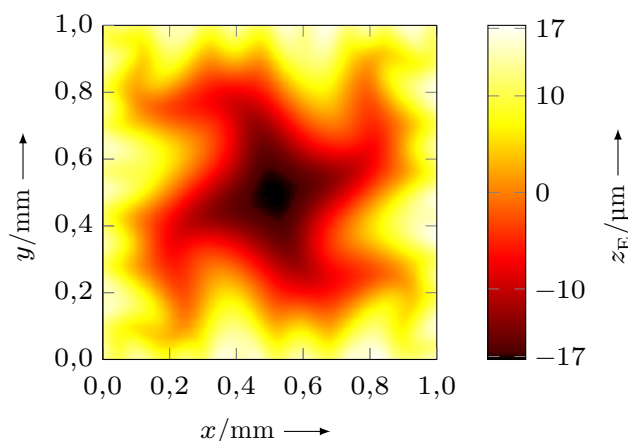


Bild 4.29: Ebenheit des photoaktiven Bereichs von *Sensor 05* nach dem vollständigen Entfernen des Substrates, basierend auf [Mastylo, 2014]. Durch die entstandene Verformung der transparenten Membran ist der SWS unbrauchbar für den Einsatz in einem SWI.

Ursache für die deutliche Verformung der Sensormembran sind die inneren mechanischen Spannungen in den einzelnen Schichten des *SOI*-Wafers. Diese entstehen einerseits durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten α von Si und SiO_2 ($\alpha_{\text{Si}} = 2,59 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [Hull, 2006], $\alpha_{\text{SiO}_2} = 5,6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ [El-Kareh, 1995]) bei der Herstellung der *SOI*-Wafer durch Oxidation bei einer Temperatur $\vartheta \approx 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ und anschließendem Abkühlen auf Raumtemperatur. Die daraus resultierenden Spannungen liegen im Bereich von 100 MPa [Lindroos, 2010]. Weiterhin bedingt die Volumenzunahme durch das Einbringen von Sauerstoffatomen in das Si-Gitter bei der Oxidation ebenfalls Spannungen, in diesem Fall ca. 700 MPa [Lindroos, 2010]. Werden diese inneren Spannungen nicht mehr durch das Substratmaterial aufgenommen, verformen sich die verbleibenden Sensorschichten wie in Bild 4.29 gezeigt. Die stabilisierende Funktion des Substrates muss daher durch ein anderes, transparentes, Funktionselement ersetzt werden.

Der naheliegende Ansatz, das nach der Vorabdünnung verbleibende, 20 μm dicke Restsubstrat durch eine Oxidation zu SiO_2 reagieren zu lassen und somit transparent zu machen, wurde verworfen. Zum einen führen die Temperaturen um $\vartheta \approx 1000 \text{ }^\circ\text{C}$, welche bei trockener oder nasser Oxidation üblicherweise angewendet werden [Deal u. a., 1965] zu einer Zerstörung der p- und n-Dotierungsgebiete. Zum anderen führt das Einbringen der Sauerstoffatome in das Si-Gitter zu mechanischen Spannungen und damit zu unerwünschten Verformungen.

Versuche an undotierten Wafern haben weiterhin gezeigt, dass die Ebenheit der Membran außerdem weder durch deren Perforation außerhalb des photoaktiven Bereiches noch durch eine Vergrößerung der Aussparung des Substratmaterials verbessert werden kann [Zöllner, o.D.]. Untersuchungen zu polygonalen oder runden Aussparungen stehen noch aus.

SWS mit stabilisierender Glasplatte

Aus den beschriebenen Gründen ist eine zusätzliche mechanische Stabilisierung der Sensormembran notwendig, welche mit einer einseitig entspiegelte Glasplatte aus BK7 erfolgen soll. Diese wird nach dem Vorabdünnen, wenn die Sensormembran noch eine hinreichende Ebenheit aufweist, mittels brechungsindexangepasstem Kleber auf die Oberseite des photoaktiven Bereiches aufgeklebt. Damit wird die Sensormembran in ihrer momentanen, ebenen Gestalt fixiert. Das Substratmaterial wird anschließend vollständig entfernt, wodurch der SWS transparent wird. Glasplatte und Kleber nehmen dabei die inneren Spannungen der Waferschichten auf, wodurch eine Verformung der Sensormembran vermieden wird.

Da sich der Kleber im Strahlengang des SWI befindet und nach dem Aufkleben der Glasplatte weitere Prozessschritte folgen, muss der Kleber folgende Eigenschaften aufweisen

- Eignung für die zu verbindenden Materialien,
- hinreichende Transparenz im relevanten Wellenlängenbereich um 633 nm,
- geringe dynamische Viskosität, damit beim Aufbringen der Glasplatte möglichst geringe Kräfte auf die vorabgedünnte Sensormembran ausgeübt werden,
- Brechungsindex entsprechend den Anforderungen für eine Entspiegelung des Gesamtsystems (Abschnitt 4.3) und
- ausreichende Temperaturstabilität für die Prozessschritte
 - vollständiges Abdünnen der Membran mittels *ICP*,
 - *AR*-Beschichtung der Sensorrückseite,
 - Kleben des Sensors auf eine Trägerplatine (Warmhärten des dabei verwendeten Klebers) und
 - Bonden der Anschlussdrähte.

Bei all diesen Schritten kann prozessbedingt eine Temperatur auftreten, die oberhalb der Glasübergangstemperatur des Klebers liegt. Dadurch würde die Festigkeit des Klebers stark reduziert.

Für das Aufkleben der Glasplatte auf die SWS wurden verschiedene Produkte mit unterschiedlichen chemischen Technologien erwogen. Tabelle 4.6 zeigt die betrachteten Klebertypen und ihre relevanten Eigenschaften.

Tabelle 4.6: Übersicht über mögliche Klebstoffe zur Befestigung einer stabilisierenden Glasplatte auf dem photoaktiven Bereich der *SWS*.

Produkt	Technologie	dyn. Visk. /mPa s	krit. T. ^a /°C	<i>n</i>	α /10 ⁻⁶ K ⁻¹
EPOTEK 301 ^b	2-Komp.-Epoxidharz	150	65	1,52	39
EPOTEK 353ND ^c	2-Komp.-Epoxidharz	4000	90	1,57	54
LOCTITE 350 ^d	Acrylat, UV-aushärtend	4750	150	k.A.	k.A.
LOCTITE 366 ^e	Urethanmethacrylat	7500	100	k.A.	80
LOCTITE 408 ^f	Alkoxyethyl-Cyanacrylat	7	55	k.A.	k.A.
LOCTITE 420 ^g	Ethyl-Cyanacrylat	3	110	k.A.	100
LOCTITE 661 ^h	Urethanmethacrylat	500	180	k.A.	80
LOCTITE 3301 ⁱ	Acrylat, UV-aushärtend	150	>100	1,48	k.A.

^aDie kritische Temperatur bezeichnet, falls zutreffend, entweder die Glasübergangstemperatur oder die Temperatur, bei der die Ausgangsfestigkeit des Klebers auf 50 % des Wertes bei 20 °C abgefallen ist.

^b[Epoxy Technology, Inc., 2012] ^c[Epoxy Technology, Inc., 2014]

^d[Henkel Loctite America, 2003] ^e[Henkel Loctite Europe, 2005]

^f[Henkel Europe, 2012] ^g[Henkel Europe, 2010]

^h[Henkel Europe, 2014] ⁱ[Henkel Europe, 2004]

Nach dem Vorabdünnen beträgt die Dicke des Restsubstrates ca. 20 µm, die *SWS* weisen daher bereits eine verminderte mechanische Stabilität gegenüber dem Ausgangswafer auf. Aufgrund der mechanischen Belastung und der beobachteten Verformungen beim Aufbringen der Glasplatte auf die Sensoren wurden Kleber mit einer hohen dynamischen Viskosität (EPOTEK 353ND, LOCTITE 350, LOCTITE 366) nicht für die Stabilisierung der *SWS* verwendet.

Die Eignung der verbleibenden Produkte wurde anhand von Probeklebung untersucht. Dazu wurden *SWS* mit einer Glasscheibe versehen, der Kleber entsprechend Herstelleranweisung ausgehärtet und die Proben anschließend den darauffolgenden Prozessschritten bzw. einer gleichwertigen Wärmebehandlung unterzogen. Dabei stellten sich die Produkte EPOTEK 301, EPOTEK 353ND und LOCTITE 408 als nicht stabil genug heraus. Dies zeigte sich in einer deutlichen Deformation der Sensormembran, hervorgerufen durch ein Ablösen bzw. Verformen des Klebers bei den durchlaufenen Prozesstemperaturen. Bild 4.30 zeigt exemplarisch eine mit EPOTEK 301 geklebte Probe vor und nach dem vollständigen Abdünnen.

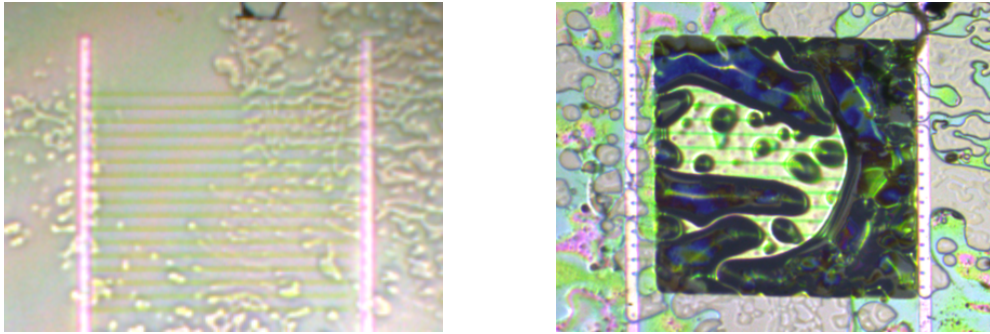


Bild 4.30: Probe EP301-1, mit EPOTEK 301 geklebt, vor (links) und nach (rechts) dem vollständigen Abdünnen des Substratmaterials. Deutlich sichtbar ist die lokale Ablösung der Kleberschicht im rechten Bild. Ursache ist die zu geringe Temperaturstabilität des verwendeten Klebers.

Die thermische Stabilität von LOCTITE 661 ist für die auftretenden Temperaturen ausreichend, jedoch wurden bei der Handhabung der entsprechenden Proben zwischen Glasplatte und Sensor Interferenzringe beobachtet, welche sich bei Druck auf die Glasplatte verändern. Dies deutet darauf hin, dass sich die Glasplatte aufgrund zu geringer Adhäsion von der Kleberschicht gelöst hat und ein Luftspalt entstanden ist. Auslöser sind die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von BK7 und Si, was durch eine äquivalente Wärmebehandlung weiterer Klebproben bestätigt werden konnte. LOCTITE 661 ist daher für die Verbindung von BK7 mit Si in einem weiten Temperaturbereich nicht geeignet.

Die verbleibenden Kleber sind thermisch, chemisch und mechanisch geeignet, die Membran mittels einer Glasplatte zu stabilisieren. Bild 4.31 zeigt beispielhaft eine mit LOCTITE 420 geklebte Probe.

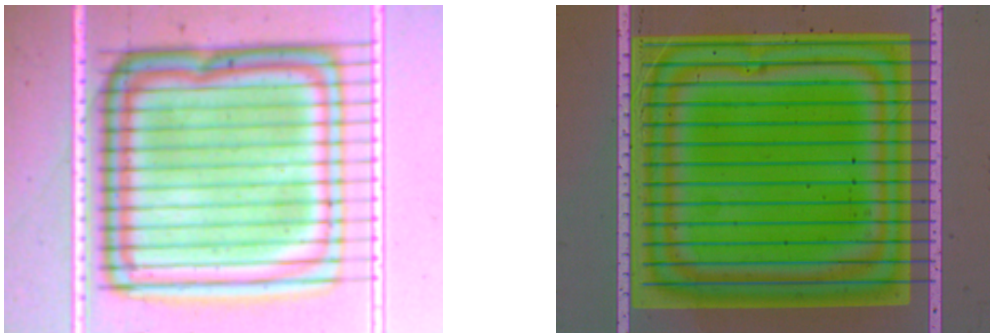


Bild 4.31: Probe LOC420-6, mit LOCTITE 420 geklebt, vor (links) und nach (rechts) dem vollständigen Abdünnen des Substratmaterials. Die Sensormembran weist keine sichtbaren Verformungen auf.

Um eine quantitative Aussage über die Ebenheit der Membran zu erhalten, wurden die Proben nach dem vollständigen Abdünnen auf der Nanomessmaschine NMM-1 [Jäger u. a., 2009a; Jäger u. a., 2009b] vermessen. Bild 4.32 zeigt exemplarisch die Ebenheitsabweichung z_E von *Sensor 07* nach dem vollständigen Entfernen des Substrates.

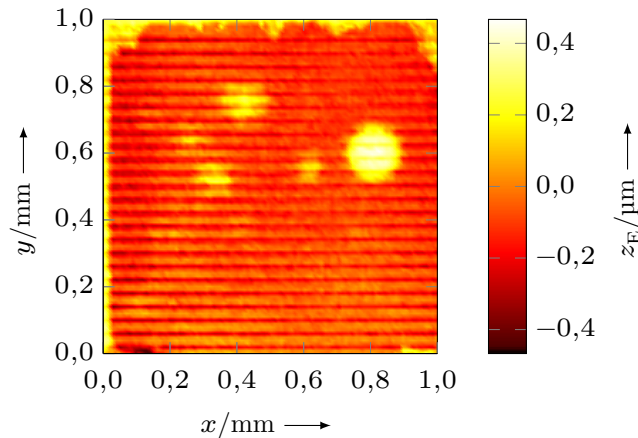


Bild 4.32: Ebenheit des photoaktiven Bereichs von *Sensor 07* nach dem vollständigen Entfernen des Substrates, basierend auf [Mastylo, 2014]. Die kreisförmigen Erhebungen sind auf Einschlüsse in der Kleberschicht zurückzuführen. Der Quantilsabstand beträgt $Q_{0,05} = 166$ nm, der Sensor ist daher hinreichend eben für den Einsatz in einem *SWI*.

Bild 4.32 zeigt, dass mit dem Aufkleben einer Glasscheibe auf den photoaktiven Bereich der *SWS* nach dem Vorabdünnen die Membran in ihrer augenblicklichen Form fixiert werden kann. Mit dieser Maßnahme ist eine deutliche Verbesserung der Ebenheit gegenüber einem nicht stabilisierten Sensor möglich (vgl. Bild 4.29). Die stabilisierten Sensoren sind transparent und können eine ausreichende Ebenheit für den Einsatz in einem *SWI* erreichen.

Da der Aufbau der *SWS* nun vollständig definiert ist, kann im Folgendem deren Grenzfrequenz rechnerisch ermittelt und somit das Potenzial der lateralen Anordnung bezüglich einer Grenzfrequenzerhöhung auf $f_c \geq 3,16$ MHz überprüft werden.

4.4.3 Kapazität und rechnerische Grenzfrequenz des Gesamtsensors

Die Kapazität der lateralen Anordnung wird im Wesentlichen durch zwei Komponenten bestimmt. Dies ist zum einen die bereits in Abschnitt 4.1.3 berechnete Sperrschichtkapazität C_{SPS} der p-i-n-Photodiode und zum anderen die Kontaktierung der p- und n-Gebiete mittels Al-Streifen inkl. der Bondflächen. Bild 4.33 zeigt eine Ansicht des *SWS* in Strahlrichtung mit den Abmessungen der für die Kapazitäten relevanten Geometrien.

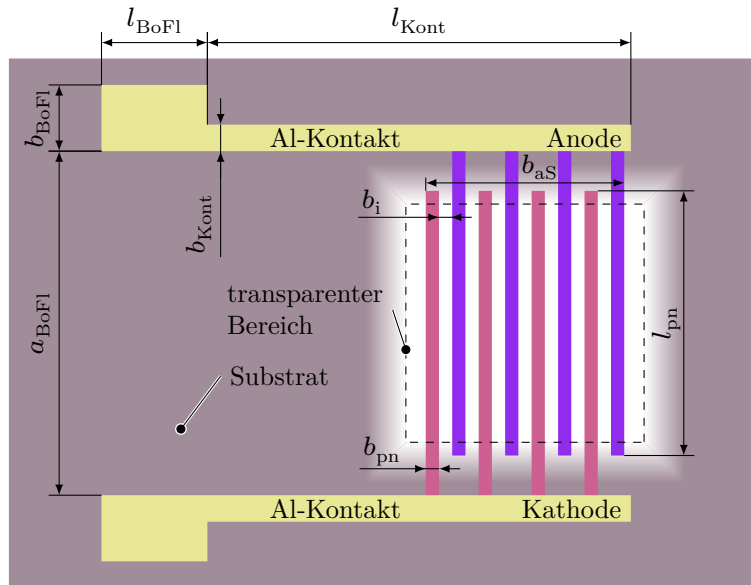


Bild 4.33: Ansicht des Sensors in Strahlrichtung mit der Elektrodenlänge l_{pn} , Elektrodenbreite b_{pn} , dem Elektrodenabstand b_i und der Breite der photoaktiven Fläche b_{aS} . Angelehnt an [Ortlepp u. a., 2015a].

Die Abmessungen der hergestellten Sensoren sind dabei

$$\begin{aligned} a_{BoFl} &= 1,15 \text{ mm}, \\ b_{BoFl} &= 0,55 \text{ mm}, \\ b_{Kont} &= 0,05 \text{ mm}, \\ l_{BoFl} &= 1 \text{ mm und} \\ l_{Kont} &= 4 \text{ mm.} \end{aligned}$$

Kapazität der Bondflächen

Die Kapazität durch die Al-Kontaktierung kann durch die Parallel- bzw. Reihenschaltung von Plattenkondensatoren modelliert werden. Dabei bilden sich zwischen den Bondflächen eine Kapazität über die umgebende Luft ($C_{BoFl,L}$) und weiterhin vier Teilkapazitäten mit den Schichten des SOI-Wafers aus. Diese Teilkapazitäten entstehen zum einen zwischen den Bondflächen und der aktiven Si-Schicht mit der SiO_2 -Isolationsschicht als Dielektrikum sowie zum anderen zwischen der aktiven Si-Schicht und dem Substrat mit der Passivierungsschicht als Dielektrikum. Die Si-Schichten fungieren dabei gleichzeitig als elektrische Verbindung zwischen den Teilkapazitäten, siehe Bild 4.34.

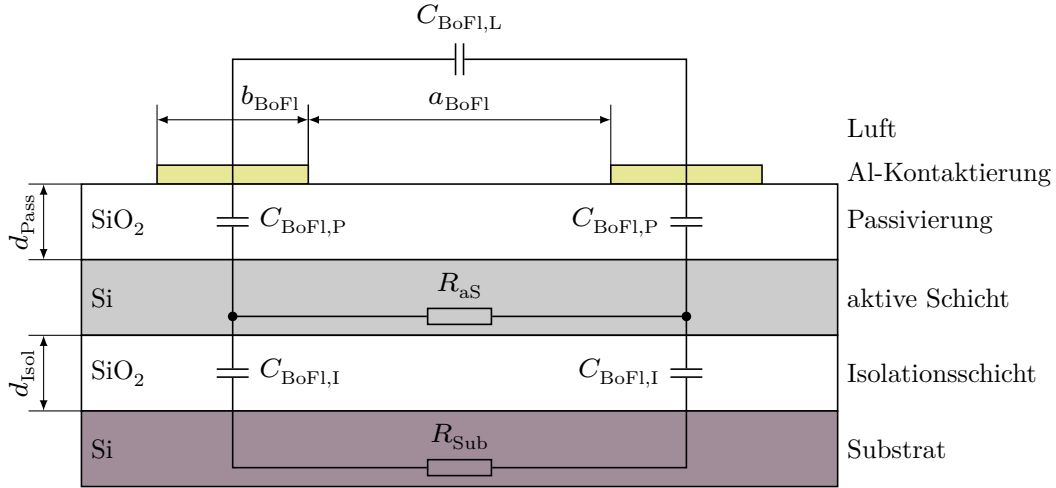


Bild 4.34: Teilkapazitäten des SWS: $C_{\text{BoFl,I}}$ zwischen dem Si-Substrat und der aktiven Schicht mit der Isolationsschicht als Dielektrikum, $C_{\text{BoFl,P}}$ zwischen der aktiven Schicht und den Al-Kontaktierungen mit der Passivierungsschicht als Dielektrikum sowie $C_{\text{BoFl,L}}$ zwischen den Al-Kontaktierungen über die umgebende Luft. Die Teilkapazitäten sind über die aktive Schicht (R_{aS}) und das Substrat (R_{Sub}) miteinander verbunden.

Die Teilkapazitäten $C_{\text{BoFl,P}}$ und $C_{\text{BoFl,I}}$ können jeweils als Plattenkondensator mit einer Plattenfläche $\mathcal{A}_{\text{BoFl}} = 0,75 \text{ mm}^2$ (Kontaktierung und Bondfläche), einem Plattenabstand von $d_{\text{Pass}} = 95 \text{ nm}$ bzw. $d_{\text{Isol}} = 398 \text{ nm}$ und SiO₂ als Dielektrikum ($\varepsilon_{r,\text{SiO}_2} = 3,9$ [Vila u. a., 2002]) berechnet werden

$$C_{\text{BoFl,P}} = \varepsilon_0 \varepsilon_{r,\text{SiO}_2} \frac{\mathcal{A}_{\text{BoFl}}}{d_{\text{Pass}}} = 273 \text{ pF} \quad \text{und} \quad (4.7)$$

$$C_{\text{BoFl,I}} = \varepsilon_0 \varepsilon_{r,\text{SiO}_2} \frac{\mathcal{A}_{\text{BoFl}}}{d_{\text{Isol}}} = 65 \text{ pF}. \quad (4.8)$$

Die Al-Kontaktierungen stellen eine gekoppelte Mikrostreifenleitung [Hoffmann, 1983] dar, deren Kapazität über die umgebende Luft $C_{\text{BoFl,L}}$ nach [Bueno-Barrachina u. a., 2009] wie ein aufgeklappter Plattenkondensator berechnet wird. Da lediglich die luftseitige Halbebene betrachtet wird, sind die berechneten Kapazitäten zu halbieren. Für die beiden Abschnitte der Kontaktierung, der Zuleitung sowie der Bondflächen, berechnet sich die Teilkapazität nach [Gao u. a., 2012]

$$\text{Bondfläche: } C_{\text{BoFl,L}} = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \left(\ln \left(1 + \frac{2b_{\text{BoFl}}}{a_{\text{BoFl}}} \right) + 2 \ln(2) \right) l_{\text{BoFl}}, \quad (4.9)$$

$$\text{Kontaktierung: } C_{\text{BoFl,L}} = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \left(\ln \left(1 + \frac{2b_{\text{Kont}}}{a_{\text{BoFl}}} \right) + 2 \ln(2) \right) l_{\text{Kont}}. \quad (4.10)$$

Mit den Abmessungen aus Bild 4.33 ist die Summe der Teilkapazitäten von Kontaktierung und Bondflächen

$$C_{\text{BoFl,L}} = 11 \text{ fF}. \quad (4.11)$$

Mit Kenntnis der in Abschnitt 4.1.3 berechneten Sperrschichtkapazität C_{SpS} der p-i-n-Photodiode und der soeben ermittelten Kapazität der Al-Kontaktierung kann das dynamische Verhalten der Sensoren rechnerisch abgeschätzt werden.

Rechnerische Grenzfrequenz

Um die Grenzfrequenz der lateralen SWS zu berechnen, wurden zunächst die ermittelten Kapazitäten und Widerstände in einem Ersatzschaltbild zusammengefasst, siehe Bild 4.35.

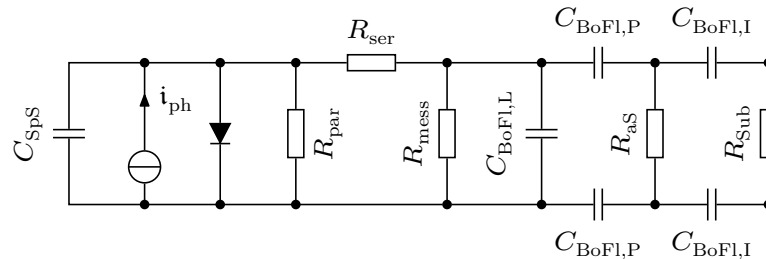


Bild 4.35: Detailliertes Ersatzschaltbild des lateralen Sensors mit den in diesem Kapitel eingeführten Kapazitäten und Widerständen sowie einem zusätzlichen Widerstand R_{mess} , der den Eingangswiderstand der an den Sensor angeschlossenen Verstärkerschaltung darstellt.

Auf Basis dieses Ersatzschaltbildes ist es möglich, die Grenzfrequenz f_c der SWS analog Gleichung 3.2 rechnerisch abzuschätzen. Dazu wurden die Bauteilwerte

$$R_{\text{par}} \approx 359 \text{ M}\Omega,$$

$$R_{\text{aS}} \approx 1 \text{ G}\Omega,$$

$$R_{\text{ser}} \approx 6,75 \text{ k}\Omega \text{ und}$$

$$R_{\text{Sub}} \approx 100 \text{ k}\Omega$$

aus Abschnitt 5.1.1 angenommen. Der Eingangswiderstand R_{mess} der nachfolgenden Verstärkerschaltung ist zunächst unabhängig von den elektrischen Eigenschaften der SWS und kann daher entsprechend den Anforderungen an eine Grenzfrequenz $f_c \geq 3,16 \text{ MHz}$ gewählt werden. Bild 4.36 zeigt die Abhängigkeit der erreichbaren Grenzfrequenz f_c vom Eingangswiderstand R_{mess} .

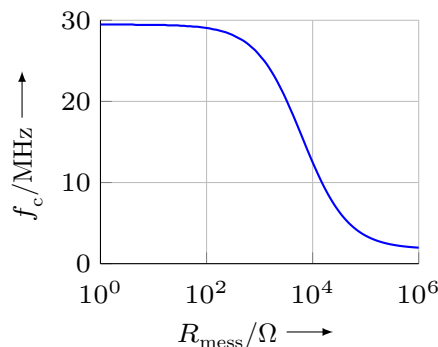


Bild 4.36: Berechnete Grenzfrequenz f_c der SWS in Abhängigkeit vom Eingangswiderstand der Verstärkerschaltung R_{mess} . Für die übrigen Bauteile des Ersatzschaltbildes wurden die im Text angegebenen Werte angenommen.

Aus Bild 4.36 wird ersichtlich, dass die SWS im Kurzschlussbetrieb ($R_{\text{mess}} \rightarrow 0$) eingesetzt werden müssen, um eine maximale Grenzfrequenz f_c zu erreichen. Zu

beachten ist in diesem Fall, dass die Einflüsse der Bondflächen ($C_{\text{BoFl,L}}$, $C_{\text{BoFl,P}}$, $C_{\text{BoFl,I}}$, R_{aS}) und des Substrates (R_{Sub}) vernachlässigt werden können und sich damit die Abhängigkeit der dynamischen Eigenschaften der *SWS* auf die Sperrschichtkapazität C_{SPS} sowie die Widerstände R_{par} und R_{ser} reduziert.

Die rechnerisch ermittelte Grenzfrequenz $f_c \approx 30$ MHz im Kurzschlussbetrieb konnte in den durchgeführten Untersuchungen (Abschnitt 5.1.3) bestätigt werden. Die Bandbreite der *SWS* entspricht damit den Anforderungen an hochdynamische Messungen mit einer angestrebten Messgeschwindigkeit vom 1 m s^{-1} .

4.4.4 Trägerplatine

Für eine einfachere Handhabung wurden die fertig prozessierten Sensoren abschließend nummeriert, auf eine Trägerplatine geklebt und mittels Bonden [Lyshevski, 2005] elektrisch mit dieser verbunden. Die Platine besitzt eine Aussparung im Bereich der transparenten Membran und mehrere Befestigungsmöglichkeiten für die nachfolgenden Untersuchungen. Bild 4.37 zeigt den fertigen Sensor auf einer Trägerplatine.

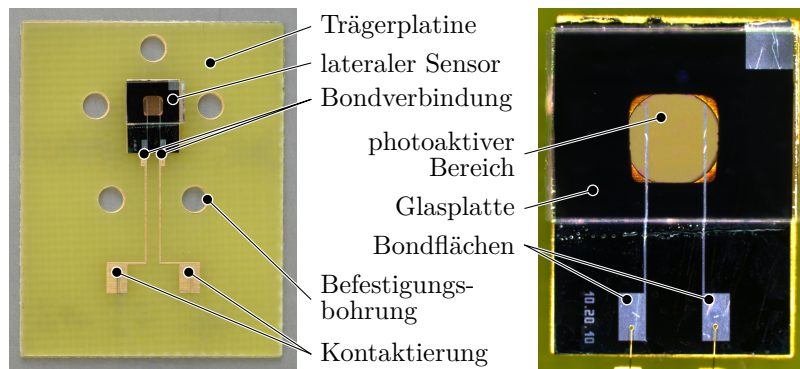


Bild 4.37: Gesamtansicht des transparenten *SWS* auf Trägerplatine (links) und Detailansicht mit transparentem, photoaktiven Bereich und stabilisierender Glasplatte (rechts).

Nach den in diesem Kapitel beschriebenen Prozessschritten sind die hergestellten *SWS* vereinzelt, die dünne, transparente Membran ist mechanisch stabilisiert, besitzt eine hinreichende Ebenheit und der photoaktive Bereich ist entspiegelt.

Die elektrischen und optischen Eigenschaften der Sensoren und deren Eignung für einen Einsatz in einem *SWI* werden im folgenden Kapitel untersucht.

5 Elektrooptische und interferometrische Untersuchungen

Nachdem die *SWS* die im vorigen Kapitel beschriebenen Herstellungsschritte durchlaufen haben, werden nun deren photoelektrische Parameter wie Photoempfindlichkeit und Grenzfrequenz sowie die grundlegenden optischen Eigenschaften wie Transparenz und Reflexionsgrad umfassend untersucht. Zum Nachweis der Eignung für interferometrische Messungen werden die *SWS* anschließend in verschiedenen Stehende-Welle-Aufbauten eingesetzt.

5.1 Grundlegende Untersuchungen am Einzelsensor

Die im Folgenden beschriebenen Untersuchungen dienen dazu, die grundlegenden elektrischen, optischen und photoelektrischen Eigenschaften der *SWS* zu bestimmen und so deren prinzipielle Eignung für deren Verwendung in einem interferometrischen Aufbau zu ermitteln.

5.1.1 Untersuchung des Diodenverhaltens

Die Funktion der *SWS* besteht in der Umformung der lokalen Intensität der stehenden Welle in einen proportionalen Photostrom (Funktion eines Messumformers [DIN 1319-2:2005-10, 2005]). Neben dieser Betriebsart zeigen die *SWS* ebenso das Verhalten einer rein elektrischen Halbleiterdiode mit Sperr- und Durchlassbereich. Da dieses Diodenverhalten die Grundlage für die Messumformerfunktion ist, wurde zunächst die Strom-Spannungs-Kennlinie der unbeleuchteten *SWS* aufgenommen. Dabei wurden die Dioden mit einer variablen Spannung u_G beaufschlagt und die Spannung u_D über der Diode sowie der resultierende Diodenstrom i_D gemessen. Um insbesondere die Messung des Sperrstromes nicht zu beeinflussen, wurde der Spannungsabfall über der Diode in einem gesonderten Durchlauf bestimmt. Hintergrund für die getrennte Messung ist der Innenwiderstand $R_i \approx 10 \text{ G}\Omega$ [RIGOL Technologies Inc., 2014] des Spannungsmessgerätes, welches parallel zu der zu messenden Diode geschaltet ist, siehe Bild 5.1.

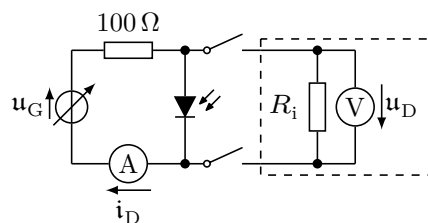
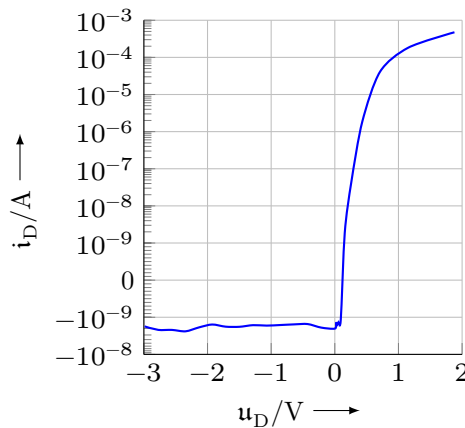


Bild 5.1: Schaltung zur Aufnahme der Diodenkennlinie. Bei der Messung von i_D sind die Schalter geöffnet, siehe Erläuterung im Text.

Die mit der obigen Schaltung ermittelte Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Bild 5.2 am Beispiel von *Sensor 01* dargestellt. Der Sensor war bei der Messung abgedeckt, um Einflüsse durch den inneren photoelektrischen Effekt [Gudden u. a., 1926] zu unterbinden.

Bild 5.2: Dunkelkennlinie von *Sensor 01*. Der Sensor zeigt typisches Diodenverhalten mit einem Sperr- und Durchlassbereich. Der Bereich der Ordinate zwischen -10^{-9} A und $+10^{-9}$ A ist linear unterteilt.



Funktionsfähige *SWS* wie *Sensor 01* weisen die typische Kennlinie einer p-i-n-Diode auf. Hervorzuheben ist dabei der geringe Sperrstrom von ca. -2 nA. Derartige Sensoren entsprechen damit elektrisch den Anforderungen für den Einsatz in einem *SWI*. Exemplare mit einem Sperrstrom < -1 μ A oder ohne ausgeprägten Durchlassbereich wurden als elektrisch defekt definiert und für die folgenden Untersuchungen nicht weiter verwendet.

Aus den aufgenommenen Dunkelkennlinien wurden die elektrischen Eigenschaften der *SWS* abgeleitet. Dazu wurde je eine Ausgleichsgerade im Sperr- und Durchlassbereich der Kennlinie gebildet (im Bild nicht dargestellt) und aus deren Koeffizienten R_{par} und R_{ser} ermittelt. Diese Parameter beeinflussen maßgeblich die Grenzfrequenz der Sensoren (Abschnitt 4.4.3) und sind damit insbesondere für dynamische Messungen relevant. Die ermittelten elektrischen Eigenschaften hängen dabei von den geometrischen Parametern der *SWS* und dem Schichtaufbau ab. Die SiO_2 -Isolationsschicht bestimmt beispielsweise wesentlich den Parallelwiderstand R_{par} eines Sensors. Sensoren mit Isolationsschicht weisen im Mittel einen Parallelwiderstand $R_{\text{par}} = 490$ M Ω auf, wohingegen bei Sensoren ohne Isolationsschicht im Mittel $R_{\text{par}} = 88$ M Ω ist. Die Isolationsschicht ist daher für die elektrisch einwandfreie Funktion der *SWS* notwendig. Ohne Isolationsschicht steht die PbF_2 -AR-Schicht in direktem Kontakt mit der aktiven Schicht, wodurch R_{par} auf durchschnittlich 18 % des Wertes mit Isolationsschicht sinkt. Für die zukünftige Herstellung der *SWS* ist daher die Einhaltung der vorgesehenen Sensor-Schichtdicken erforderlich, um die Isolationsschicht im Schichtsystem belassen zu können (s. Kapitel 4.4.1). Auf diese Weise lässt sich ein hinreichend hoher Parallelwiderstand R_{par} erzielen. Der daraus resultierende geringe Sperrstrom unterstützt die Forderung nach einem geringen Gleichanteil s_{g} des Messsignals bei Einsatz in einem *SWI*.

Nachdem die grundlegende elektrische Funktionsfähigkeit der *SWS* nachgewiesen werden konnte, wurde der Einfluss der auftretenden optischen Strahlungsleis-

tung auf die Strom-Spannungs-Kennlinie untersucht. Bei der Bestrahlung einer p-i-n-Photodiode mit Photonen hinreichender Energie und im Absorptionsbereich des Grundmaterials werden im i-Gebiet (Sperrschicht) Elektronen-Loch-Paare erzeugt [Dugge u. a., 1989]. Durch das elektrische Feld zwischen den p- und n-dotierten Gebieten wandern die erzeugten Ladungsträger zu den entsprechenden Zonen, wodurch ein Photostrom entsteht. Dieser Photostrom überlagert den von außen durch u_G eingepprägten Strom und beeinflusst somit die Diodenkennlinie, insbesondere den Sperrstrom. Mit dem in Bild 5.3 gezeigten Aufbau wurde die Strom-Spannungs-Kennlinie unter veränderlicher Intensität auf der photoaktiven Fläche der *SWS* wiederholt aufgenommen. Als Lichtquelle diente dabei eine modulierbare Laserdiode (*LD*) mit $\lambda_0 = 639 \text{ nm}$, deren optische Ausgangsleistung P_{Str} über den Laserdiodenstrom variiert wurde. Mit einem Laserleistungsmesser (*LLM*) wurde P_{Str} in Position (1) eingestellt und während der Messung in Position (2) überwacht. Zur Strahlaufteilung diente dabei ein polarisationsneutraler Strahlteiler (*NST*) mit einem Teilungsverhältnis von 1:1.

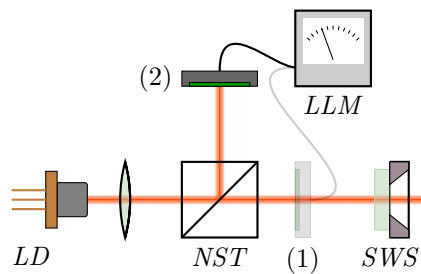


Bild 5.3: Aufbau zur Aufnahme der Diodenkennlinie unter veränderlicher Beleuchtung. Mit einem *NST* wird ein Teil des Strahls der modulierbaren *LD* ausgekoppelt und dessen Intensität mit einem *LLM* gemessen.

Mit dem in Bild 5.3 gezeigten Aufbau wurden die Strom-Spannungs-Kennlinien der *SWS* bei verschiedenen Laserleistungen im Bereich $0,1 \text{ mW} \leq P_{\text{Str}} \leq 2 \text{ mW}$ aufgenommen. Bild 5.4 zeigt exemplarisch die ermittelte Kennlinienschar für *Sensor 01*. Die Angabe der Laserleistung bezieht sich auf Position (1) in Bild 5.3.

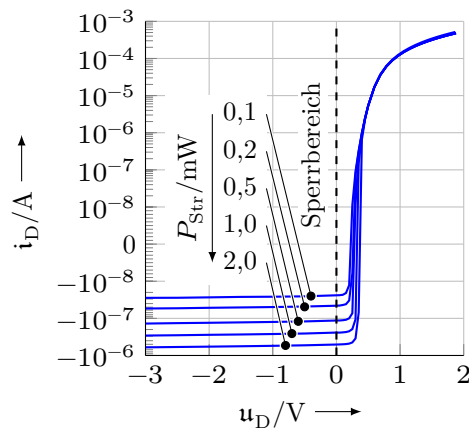


Bild 5.4: Diodenkennlinie von *Sensor 01* bei verschiedenen Strahlungsleistungen P_{Str} auf der photoaktiven Fläche. Der Sperrstrom zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Intensität der Laserstrahlung.

Insbesondere im relevanten Sperrbereich ist der Einfluss der Laserleistung P_{Str} und damit der Intensität auf die Strom-Spannungs-Kennlinie der *SWS* deutlich zu erkennen, die *SWS* können demnach als photoelektrisch funktionsfähig angesehen

werden. Die Quantität und Qualität dieses Einflusses, also die Photoempfindlichkeit und die Linearität der Intensitäts-Photostrom-Umformung, werden im nächsten Abschnitt untersucht.

5.1.2 Photoempfindlichkeit und Linearität der photoelektrischen Umformung

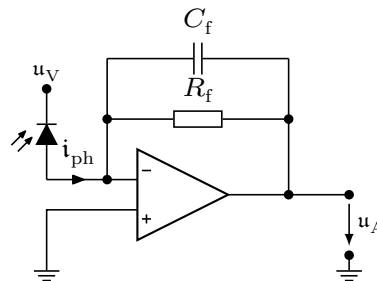
Die spektrale Photoempfindlichkeit η ist definiert als das Verhältnis aus Photostrom i_{ph} und einfallender Strahlungsleistung P_{Str} auf die photoaktive Fläche:

$$\eta = \frac{i_{\text{ph}}}{P_{\text{Str}}} . \quad (5.1)$$

Die spektrale Photoempfindlichkeit $\eta(\lambda_0)$ ist eine Bauteilkonstante. Gleichung 5.1 zeigt daher einen linearen Zusammenhang zwischen P_{Str} und i_{ph} für eine gegebene Wellenlänge λ_0 . In der Realität wird der lineare Arbeitsbereich jedoch begrenzt, einerseits durch den Sperrstrom bei geringen Strahlungsleistungen $P_{\text{Str}} \rightarrow 0$ und andererseits durch den Sättigungsstrom bei hohen Strahlungsleistungen P_{Str} . Bei kommerziellen Photodioden zeigt der Sperrstrom über einen weiten Bereich einen linearen Zusammenhang zur Intensität der Beleuchtung [Optoelectronics, 2018].

Die Linearität der Umformung von I_{SW} zu i_{ph} ist auch für die Funktion der *SWS* ein wesentlicher Punkt. Bei der Anwendung der transparenten *SWS* in einem *SWI* wird auf Basis des Photostromes i_{ph} auf die lokale Intensität der stehenden Welle und damit die Position der *SWS* im Strahlengang geschlossen. Linearitätsabweichungen führen dabei zu Signalverzerrungen (Oberwellen) des Sensorsignals und verursachen somit direkt Linearitätsabweichungen der Längenmessung. Die $P_{\text{Str}} - i_{\text{ph}}$ -Kennlinie der Sensoren wurde daher mit einem Aufbau nach Bild 5.3 ermittelt. Dabei wurde die Strahlungsleistung P_{Str} der *LD* im Bereich 0,05 mW – 3 mW moduliert und zeitgleich der Photostrom i_{ph} indirekt über einen Transimpedanzverstärker (*TIV*) [Rohlfing u. a., 1993] gemessen. Bild 5.5 zeigt dessen grundlegende Schaltung. In einem *TIV* wird der zu messende Photostrom i_{ph} mittels Operationsverstärker (*OPV*) [Fischer u. a., 1979] und R_f in eine proportionale Spannung umgeformt. Die Kapazität C_f im Rückkopplungszweig dient dabei der Frequenzgangkompensation des *OPV* [Graeme, 1996].

Bild 5.5: *TIV* zur Umformung des Photostromes i_{ph} in eine proportionale Spannung u_A . Für den Quasikurzschlussbetrieb ist die Vorspannung $u_V = 0$.



Der Grund für die Verwendung eines *TIV* ist der geringe Eingangswiderstand $R_i \approx 0$, durch welchen die *SWS* im Quasikurzschlussbetrieb eingesetzt werden

können. In dieser Betriebsart weisen Photodioden eine höhere Photoempfindlichkeit η , einen größeren linearen Arbeitsbereich und eine höhere Grenzfrequenz f_c auf, als im Photovoltaikbetrieb mit $R_i > 0$ [HAMAMATSU PHOTONICS, 2018].

Der Zusammenhang zwischen Strahlungsleistung P_{Str} und generiertem Photostrom i_{ph} ist in Bild 5.6a exemplarisch für *Sensor 05* dargestellt. Der Sensor wurde während der Messung sowohl im Quasikurzschlussbetrieb ($u_V = 0 \text{ V}$) als auch unter Vorspannung in Sperrrichtung ($u_V = 5 \text{ V}$) betrieben. Die mittlere Steigung der Kennlinie entspricht der Photoempfindlichkeit η . Bild 5.6b zeigt die Kennlinie nach Subtraktion der Regressionsgerade. Die verbleibende Abweichung von einer horizontalen Gerade entspricht der Linearitätsabweichung.

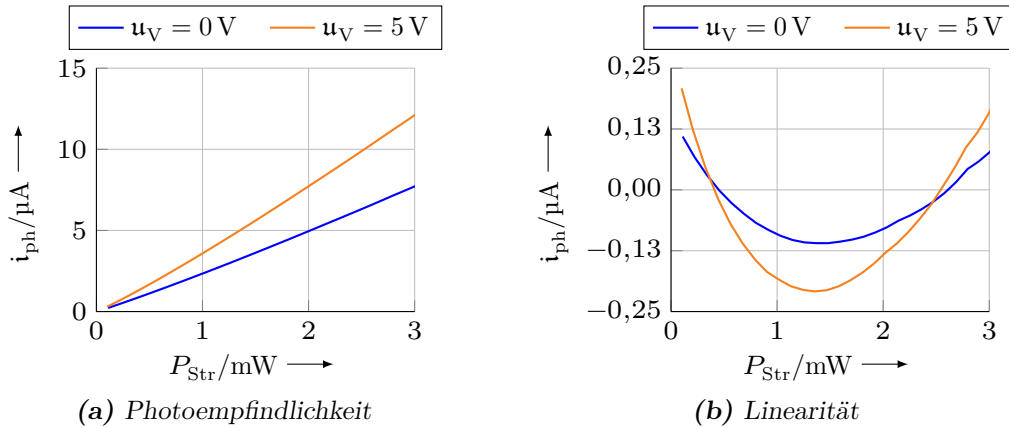


Bild 5.6: Photoempfindlichkeit und Linearität des Photosignals von *Sensor 05*. Der Sensor wurde mit einer modulierbaren Laserdiode beleuchtet und der resultierende Photostrom gemessen.

Wie für eine Photodiode erwartet, existiert eine deutliche Korrelation zwischen der auftreffenden Laserleistung P_{Str} und dem generiertem Photostrom i_{ph} .

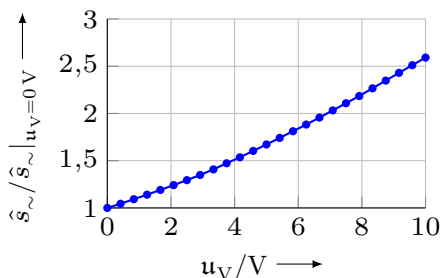
Die ermittelte Photoempfindlichkeit η der *SWS* ist dabei deutlich kleiner als die handelsüblicher Si-Photodioden. Während Standardphotodioden die auftreffende Strahlungsleistung im relevanten Wellenlängenbereich nahezu vollständig absorbieren, liegt der Schwerpunkt bei den *SWS* auf einer hohen Transparenz. Die Photoempfindlichkeit der *SWS* liegt daher im Bereich $\eta \approx 4 \mu\text{A mW}^{-1}$, während bspw. eine Photodiode BPW34 [Osram Opto Semiconductors, 2018] im identischen Messaufbau $\eta = 390 \mu\text{A mW}^{-1}$ erreicht.

Die ermittelte Linearitätsabweichung (Bild 5.6b) von *Sensor 05* beträgt $\pm 1,5\%$ vom Endwert. Da diese sowohl im Quasikurzschlussbetrieb als auch unter Vorspannung identisch ist, wird die Ursache vornehmlich in der Nichtlinearität des verwendeten *LLM* statt in den elektrischen Parametern des *SWS* vermutet.

In Bild 5.6a ist außerdem die steigende Photoempfindlichkeit η bei Erhöhung der Vorspannung u_V ersichtlich. Um diesen Effekt genauer zu quantifizieren, wurden die Sensoren mit einem periodischen optischen Signal beaufschlagt. Dazu wurde die Intensität der *LD* durch einen Funktionsgenerator (*FuG*) moduliert und die Amplitude des Wechselsignals s_{\sim} aufgezeichnet. Eine steigende Vorspan-

nung der Sensoren bewirkt dabei eine Vergrößerung der Signalamplitude, was bei gleichbleibendem Modulationshub der optischen Leistung einer Erhöhung der Photoempfindlichkeit entspricht. Bild 5.7 zeigt exemplarisch für *Sensor 07* den Zusammenhang zwischen Wechselsignal s_{\sim} und der Vorspannung u_V .

Bild 5.7: Abhängigkeit der Amplitude des Wechselsignals \hat{s}_{\sim} von der Vorspannung u_V am Beispiel von *Sensor 07*. Dargestellt ist die relative Amplitude bezogen auf den Wert bei $u_V = 0$ V.



Auch die anderen *SWS* zeigen eine Erhöhung von η , bei $u_V > 0$ V (Bild 5.8).

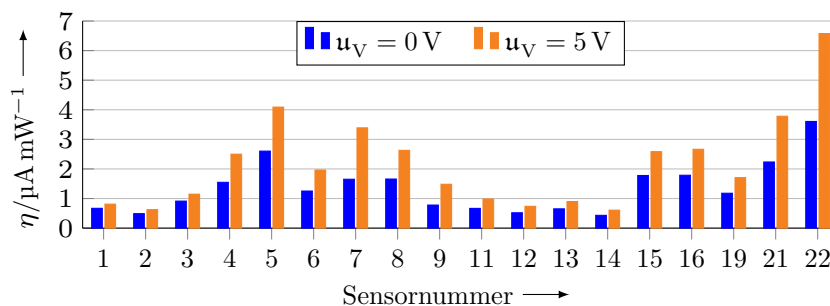
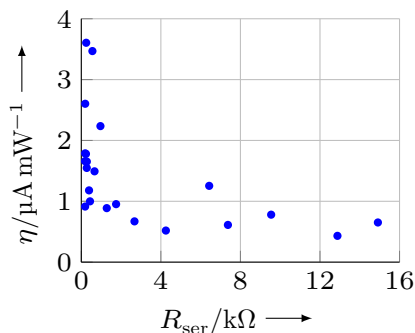


Bild 5.8: Photoempfindlichkeit η der *SWS* in Abhängigkeit der Vorspannung u_V . Eine Vorspannung $u_V > 0$ V bewirkt bei elektrisch funktionsfähigen Sensoren eine Erhöhung von η .

Weiterhin hängt η von den elektrischen Eigenschaften der *SWS*, insbesondere dem Serienwiderstand R_{ser} ab. Bild 5.9 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

Bild 5.9: Photoempfindlichkeit η der *SWS* in Abhängigkeit des Serienwiderstandes R_{ser} .



Aus Bild 5.9 kann zunächst gefolgert werden, dass für die angestrebte hohe Photoempfindlichkeit ein geringer Serienwiderstand R_{ser} notwendig ist und die Herstellung der Sensoren dahingehend zu optimieren ist. Weiterhin können die *SWS* bereits während der Herstellung auf ihre elektrischen Eigenschaften hin untersucht und ggf. selektiert werden.

5.1.3 Untersuchung des dynamischen Verhaltens

Die *SWS* sollen in einem *SWI* auch für hochdynamische Messungen geeignet sein, deshalb wurde die erforderliche Grenzfrequenz der Sensoren mit $f_c \geq 3,16$ MHz definiert (Abschnitt 3.5).

Die Grenzfrequenz wurde mit einem Aufbau nach Bild 5.10 ermittelt. Die *SWS* wurden darin mit einer modulierbaren *LD* beleuchtet, die Sensorsignale mittels *TIV* verstärkt und durch ein digitales Speicheroszilloskop (*DSO*) aufgezeichnet. Durch die Verwendung einer modulierbaren *LD* kann auf einen *SWI*-Aufbau verzichtet werden, bei dem der Messspiegel mit hohen Geschwindigkeiten bewegt werden muss. Um den Frequenzgang der *LD* auszugleichen, wurde eine kommerzielle Photodiode (*PD*)¹ an einem kommerziellen *TIV*² ($f_c = 200$ MHz) als Referenz eingesetzt.

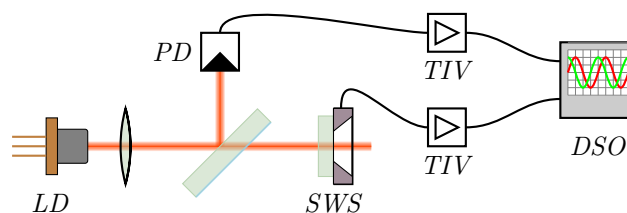


Bild 5.10: Aufbau zur Messung der Grenzfrequenz. Lichtquelle ist eine modulierbare *LD*. Mit einer einseitig entspiegelten Glasplatte werden ca. 4% des Strahls ausgekoppelt und auf eine Referenz-*PD* geleitet.

Die Modulationsfrequenz der *LD* wurde, beginnend bei 10 Hz, so lange erhöht, bis die relative Amplitude des Photostroms i_{ph} unter -3 dB sank. Die Frequenz an diesem Punkt entspricht der Grenzfrequenz f_c . Bild 5.11 zeigt exemplarisch den Frequenzgang von *Sensor 21* bei einer Vorspannung $u_V = 0$ V.

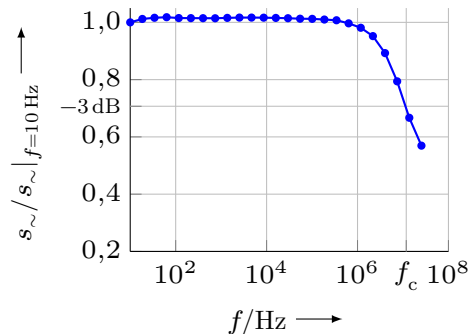


Bild 5.11: Frequenzgang von *Sensor 21* bei $u_V = 0$ V. Die Grenzfrequenz beträgt $f_c = 11,8$ MHz.

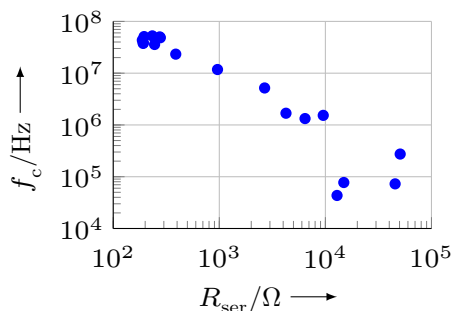
Die Grenzfrequenz f_c der *SWS* hängt dabei von den elektrischen und geometrischen Parametern der Sensoren ab. Im Quasikurzschlussbetrieb bilden Sperrschichtkapazität C_{SpS} und Serienwiderstand einen Tiefpass bezüglich des Messwiderstandes R_{mess} (siehe Bild 4.35). Dieser Tiefpasscharakter zeigt sich auch in den durchgeführten Grenzfrequenzmessungen. Bild 5.12 zeigt den Zusammenhang

¹HAMAMATSU S5972 [HAMAMATSU PHOTONICS, 2015]

²FEMTO DHPKA-100 [FEMTO Messtechnik GmbH, 2015]

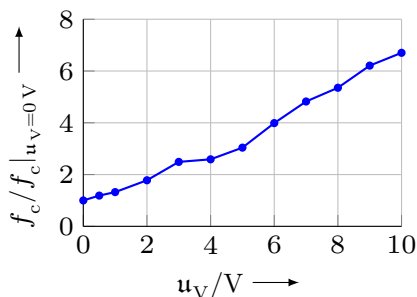
zwischen dem aus der Diodenkennlinie ermittelten Serienwiderstand R_{ser} und der mit dem Aufbau aus Bild 5.10 bestimmten Grenzfrequenz f_c der SWS.

Bild 5.12: Abhängigkeit der Grenzfrequenz f_c vom Serienwiderstand R_{ser} ($u_V = 0\text{ V}$).



Für alle Sensoren wurde die Aufnahme des Frequenzgangs sowohl im Kurzschlussbetrieb ($u_V = 0\text{ V}$) als auch mit einer Vorspannung $u_V = 5\text{ V}$ durchgeführt. Durch eine Vorspannung in Sperrrichtung verbreitert sich die Sperrschicht einer PD, wodurch die Sperrschichtkapazität C_{SPS} sinkt, was wiederum die Bandbreite der PD erhöht [Dugge u. a., 1989]. Bild 5.13 zeigt den Zusammenhang der Vorspannung u_V und der Grenzfrequenz f_c für Sensor 11.

Bild 5.13: Abhängigkeit der Grenzfrequenz f_c von der Vorspannung u_V am Beispiel von Sensor 11. Dargestellt ist die relative Grenzfrequenz bezogen auf den Wert bei $u_V = 0\text{ V}$.



Auch für die anderen Sensoren konnte ein ähnlicher Zusammenhang festgestellt werden. Durch eine Vorspannung $u_V = 5\text{ V}$ kann f_c im Vergleich zum Quasikurzschlussbetrieb nahezu verdreifacht werden. Ein Betrieb der SWS im Sperrbereich stellt demzufolge eine einfache Möglichkeit dar, deren Dynamik zu erhöhen. Bild 5.14 zeigt die Grenzfrequenzen der SWS für $u_V = 0\text{ V}$ und $u_V = 5\text{ V}$.

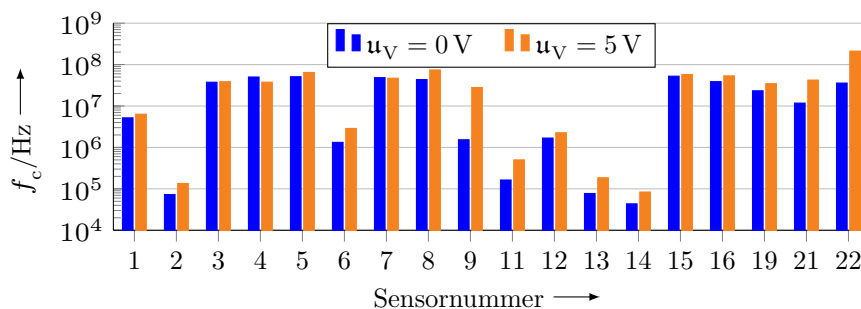


Bild 5.14: Abhängigkeit der Grenzfrequenz f_c von der Vorspannung u_V . Dargestellt sind nur die Werte der elektrisch funktionsfähigen Sensoren.

Die durchgeführten Messungen zeigen, dass die *SWS* die Anforderungen für dynamische Messungen mit einer Grenzfrequenz $f_c \geq 3,16$ MHz erfüllen können. Dafür sind Sensoren mit einem geringen Serienwiderstand $R_{\text{ser}} < 1 \text{ k}\Omega$ und eine Vorspannung $u_V > 0 \text{ V}$ erforderlich. Werden diese Randbedingungen erfüllt, kann die Grenzfrequenz f_c gegenüber der axialen Anordnung deutlich erhöht werden. Durch die teilweise erreichten Grenzfrequenzen $f_c > 10$ MHz eröffnen sich für die *SWS* zusätzliche Einsatzgebiete, beispielsweise Heterodynwendungen (Abschnitt 5.4), in denen ebenfalls eine hohe Dynamik erforderlich ist.

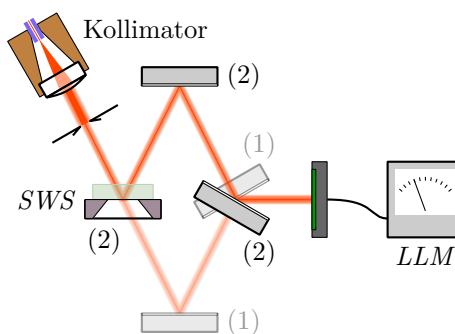
5.1.4 Untersuchung der Reflexionseigenschaften

Nachdem die elektrische und photoelektrische Funktion der *SWS* im vorigen Kapitel nachgewiesen werden konnte, werden im Folgenden deren optische Eigenschaften betrachtet.

Zur Bestimmung des Reflexionsgrades ρ einer Probe existieren in der Literatur verschiedene Versuchsanordnungen [Strong, 1938; Nijnatten u. a., 2008]. Aufgrund der geringen Sensorfläche der *SWS* wurde deren Reflexionsgrad ρ_{Se} mit der V-N-Anordnung³ nach [Stenzel u. a., 2011] ermittelt. Diese ermöglicht die Absolutmessung des Reflexionsgrades ohne eine Referenz, erfordert nur eine einzige Reflexion auf der Probe und ist daher für die *SWS* besonders geeignet. Die Anordnung von Lichtquelle, Probe und Spiegeln für dieses Messprinzip ist in Bild 5.15 dargestellt. Der Reflexionsgrad wird in zwei aufeinanderfolgenden Messungen ermittelt. Zunächst wird die Strahlungsleistung einer zweifach mit Spiegeln umgelenkten Lichtquelle ohne Probe im Strahlengang ermittelt (P_0 , Spiegelstellung (1)). Anschließend wird die Probe in den Strahlengang eingefügt und die beiden Spiegel so angeordnet, dass das Strahlenbündel der Lichtquelle wieder auf den Leistungsmesser fällt (Spiegelstellung (2)). Somit wird die von der Probe reflektierte Leistung P_R gemessen. Da die Spiegel bei der ersten und zweiten Messung unter gleichem Winkel getroffen werden, ist anzunehmen, dass deren Reflexionsverluste bei beiden Messungen identisch sind und somit vernachlässigt werden können. Der Reflexionsgrad ρ der Probe kann dann aus dem Verhältnis der gemessenen Strahlungsleistungen $\rho = \frac{P_R}{P_0}$ berechnet werden. Zusätzlich zu dem beschriebenen Aufbau ist eine Blende in den Strahlengang eingefügt, um den Strahlquerschnitt auf die photoaktive Fläche des *SWS* zu begrenzen und somit Reflexionen an umgebenden Strukturen zu vermeiden. Als Lichtquelle kam der kollimierte Strahl eines stabilisierten, fasergekoppelten He-Ne-Lasers [Lutzke, 1986] mit $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ zum Einsatz.

³Die Buchstabenkombination V-N symbolisiert die schematischen Strahlverläufe während der Messung.

Bild 5.15: Aufbau zur absoluten Messung von ϱ_{Se} . Die Referenzmessung erfolgt ohne SWS und mit den Spiegeln in Position (1). Anschließend wird der SWS in den Strahlengang eingefügt und die Spiegel in Position (2) gebracht.



Einige der mit diesem Aufbau ermittelten Reflexionsgrade sind exemplarisch in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Tabelle 5.1: Exemplarische Reflexionsgrade ϱ_{Se} von SWS ohne und mit AR-Beschichtung. Durch die Beschichtung konnte ϱ_{Se} reduziert, der Zielwert $\varrho_{\text{Se}} < 0,01$ jedoch nicht erreicht werden.

Probe	$P_0/\mu\text{W}$	$P_R/\mu\text{W}$	ϱ_{Se}
ohne AR-Beschichtung			
Sensor 15	77,3	27,6	0,357
Sensor 16	51,6	15,9	0,308
Sensor 19	51,6	17,8	0,345
mit AR-Beschichtung			
Sensor 23	51,6	6,7	0,130
Sensor 25	51,4	7,0	0,136
Sensor 27	52,6	8,3	0,158

Ohne AR-Schicht weisen die SWS im Mittel einen Reflexionsgrad $\varrho_{\text{Se}} = 33,7\%$ auf, während bei den AR-beschichteten Sensoren im Mittel $\varrho_{\text{Se}} = 14,1\%$ ist. Durch die AR-Beschichtung der SWS konnte deren Reflexionsgrad demzufolge um ca. 50% reduziert werden. Das in Abschnitt 4.3 definierte Ziel $\varrho_{\text{Se}} < 0,01$ wurde jedoch nicht erreicht. Die möglichen Ursachen für diesen Umstand sollen im Folgenden erläutert werden.

Die Dimensionierung der AR-Schichten der SWS erfolgte mit der in Abschnitt 4.3.1 dargelegten Matrixmethode. Dabei wurden die Parameter

- Wellenlänge λ_0 , für die der Reflexionsgrad berechnet wird,
- (komplexer) Brechungsindex n der einzelnen Schichten,
- (komplexer) Brechungsindex n_S (Substrat) und n_U (Umgebung) sowie
- Dicke d der einzelnen Schichten

für die Berechnung der γ_i (Gleichung 4.3) verwendet. Die genaue Kenntnis der einzelnen Parameter hat dabei einen direkten Einfluss auf die Übereinstimmung des berechneten mit dem realen Reflexionsgrad. Weichen die tatsächlichen Parameter von denen für die Berechnung verwendeten ab, werden die AR-Schichten falsch dimensioniert. Bis auf die Wellenlänge λ_0 , welche wegen der Verwendung eines stabilisierten He-Ne-Lasers als Lichtquelle als hinreichend übereinstimmend mit dem theoretischen Wert betrachtet werden kann, unterliegen alle o. g. Parameter Toleranzen.

Somit stellen die geometrischen und optischen Parameter der Sensorschichten die relevanten Einflussfaktoren dar. Die Toleranzen der einzelnen Schichten haben dabei einen unterschiedlich starken Effekt auf den Reflexionsgrad. In Bild 5.16 ist die Auswirkung von Schichtdicken- bzw. Brechungsindexabweichungen jeder Schicht dargestellt. Für die Kennlinien wurde die Dicke d_i bzw. der Brechungsindex n_i einer einzelnen Schicht i im dargestellten Bereich variiert, während alle anderen Parameter den theoretischen Werten aus Abschnitt 4.4.1 entsprachen. Die Isolationsschicht ist in der aktuellen Konfiguration vollständig entfernt und besitzt demzufolge eine Toleranz von 0.

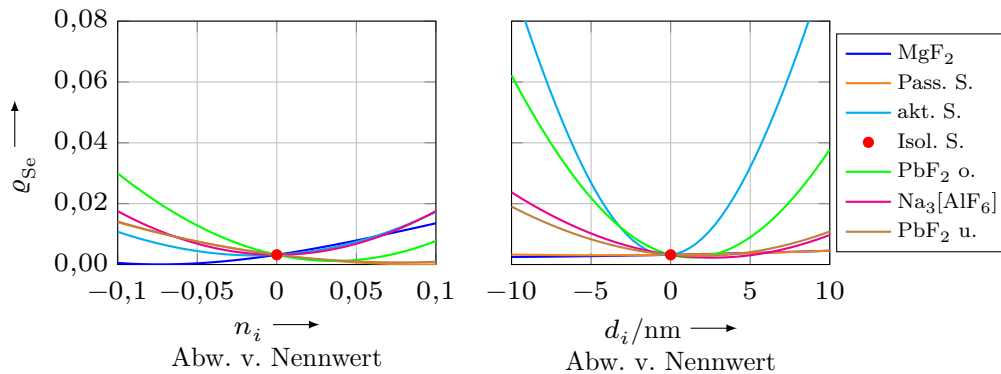


Bild 5.16: Berechneter Reflexionsgrad ρ_{Se} eines SWS nach Bild 4.26 bei Brechungsindizes (links) und Schichtdicken (rechts) um den Nennwert. Dargestellt ist der Einfluss jeder einzelnen Sensorschicht. Die entsprechende Schicht wird im Toleranzbereich variiert, die Dicken bzw. Brechungsindizes der übrigen Schichten entsprechen dem Nennwert.

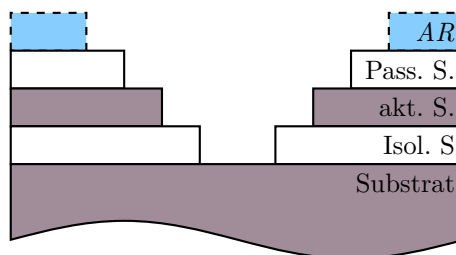
Wie in Bild 5.16 dargestellt, besitzen die Brechungsindizes n_i der einzelnen Schichten trotz des vergleichsweise groß angesetzten Toleranzbereiches nur einen geringen Einfluss auf das Reflexionsverhalten der SWS. Die Wirkung der nicht dargestellten Brechungsindizes n_S und n_U von Substrat und Umgebung ist vergleichbar.

Als vermutliche Ursache für den in der Praxis nicht erreichten Reflexionsgrad werden daher Abweichungen der Schichtdicken angenommen. Die photoaktive Si-Schicht hat dabei die größte Auswirkung auf den Sensorreflexionsgrad (Bild 5.16 rechts). Die tatsächliche Dicke der Schicht wurde im ZMN an einer einzigen Stelle auf dem 200 mm-Wafer bestimmt und auf Grundlage dieses Wertes die AR-Beschichtung dimensioniert. Die Dicke der vergrabenen Si-Schicht des SOI-Wafers, welche die Grundlage für die photoaktive Schicht bildet, ist vom Hersteller mit $143 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ toleriert. Daher kann die Si-Schicht auf den 4 Teilwafern (Abschnitt 4.2.1) und damit auch für jeden Sensor unterschiedlich ausfallen.

Durch die Kombination der Toleranz des Ausgangsmaterials ($\pm 5 \text{ nm}$) mit der Toleranz bei der Prozessierung der Sensorschichten ($\pm 5 \%$) sind Schichtdickenkombinationen möglich, die einen Reflexionsgrad bis $\rho_{Se} = 0,223$ bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ zur Folge haben. Die ermittelten Reflexionsgrade sind also mit hoher Wahrscheinlichkeit durch vom Nennmaß abweichende Schichtdicken verursacht. Daher ist es

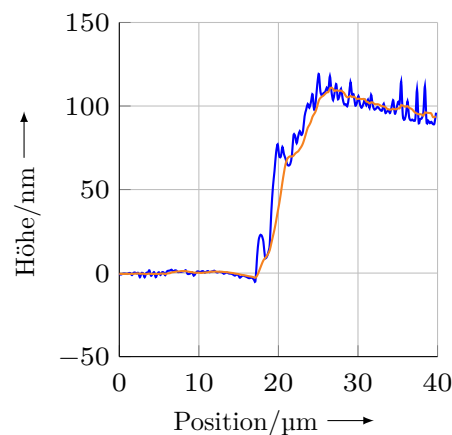
für zukünftige Sensoren unerlässlich, die tatsächlichen Schichtdicken nach der Prozessierung der Grundsensoren, vor der *AR*-Beschichtung, zu messen und die *AR*-Schichten anhand dieser Werte zu dimensionieren. Dies ist durch mehrere, auf dem Wafer verteilte Messstellen außerhalb der photoaktiven Bereiche möglich, an denen die einzelnen Sensorschichten mit selektiven Ätzverfahren stufenförmig freigelegt werden (Bild 5.17). Die Messung der oberen *AR*-Schicht ist mit dieser Methode ebenfalls möglich, um anschließend die untere *AR*-Beschichtung zu dimensionieren. Die Bestimmung der tatsächlichen Schichtdicken muss dabei, entsprechend Bild 5.16, je nach Schicht mit einer maximalen Unsicherheit von etwa ± 2 nm bis ± 5 nm erfolgen. Die unteren *AR*-Schichten können unter Beibehaltung des momentanen Herstellungsprozesses nicht gemessen werden, da die Unterseite des Substrates eine zu hohe Rauheit aufweist.

Bild 5.17: Stufenförmige Messstelle auf dem Grundsensordesign zur Schichtdickenbestimmung. Die Dicke der oberen *AR*-Schicht kann zu einem späteren Zeitpunkt ebenfalls bestimmt werden.



Die entstandenen Stufen können bspw. mit einem Rasterkraftmikroskop [Binnig u. a., 1986] vermessen werden. Für die obere *AR*-Schicht aus MgF_2 wurde dies an einem undotierten Leerwafer exemplarisch durchgeführt. Die Messung erfolgte mit einem metrologischen Rasterkraftmikroskop [Vorbringer-Dorozhovets u. a., 2018] auf der Nanomessmaschine NMM-1 [Manske u. a., 2007]. Bild 5.18 zeigt den Übergang vom unbeschichteten Wafer (links) zur MgF_2 -Schicht (rechts).

Bild 5.18: Schichtdicke einer MgF_2 -Schicht auf einem undotierten Leerwafer, gemessen mit einem Rasterkraftmikroskop. Dargestellt ist der Übergang von der unbeschichteten Fläche (links) zur beschichteten Fläche (rechts) als Rohdaten und tiefpassgefiltert. Basierend auf [Vorbringer-Dorozhovets, 2014].



Eine Messung der Schichtdicke mittels Rasterkraftmikroskop ist prinzipiell möglich. Durch dessen hohe laterale Auflösung tritt jedoch deutlich die Rauheit der Schichtoberfläche hervor, weshalb die Rohdaten tiefpassgefiltert werden müssen, um die Rauheit von der Form der Stufe zu trennen. Eine Bestimmung der Schichtdicken mittels Ellipsometrie [Azzam u. a., 1987] ist ebenfalls möglich und

konnte in einem Vorversuch mit einem einzelnen *SWS* erfolgreich durchgeführt werden.

5.1.5 Beugung an der Gitterstruktur der photoaktiven Schicht

Die photoaktive Schicht der *SWS* ist streifenförmig dotiert. Da die dotierten Gebiete unterschiedliche optische Eigenschaften aufweisen, stellen die Sensoren ein optisches Gitter dar. Dieses Gitter bewirkt bei Einsatz der *SWS* in einem *SWI* eine Beugung des von der Laserquelle kommenden und auch des vom Messspiegel reflektierten Strahls. Die gebeugten Teilstrahlen fallen nach dem Durchlaufen des Sensors auf den Messspiegel und werden dort reflektiert. Befindet sich der *SWS* in einem *SWI*-Aufbau in geringem Abstand zum Messspiegel, so gelangen auch die Maxima höherer Ordnung auf die photoaktive Fläche des *SWS* und tragen somit zum Sensorsignal bei. Bild 5.19 zeigt die streifenförmig dotierten Gebiete der photoaktiven Fläche eines *SWS* bei Durchlichtbeleuchtung.

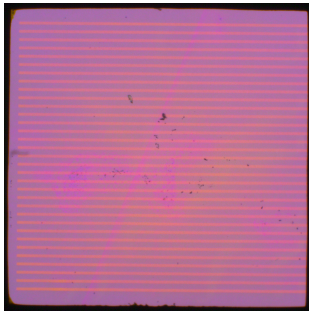


Bild 5.19: Aktive Schicht von Sensor 05 im Durchlicht. Vom Untergrund heben sich nur die n-dotierten Bereiche ab. Diese haben von den anderen Gebieten abweichende optische Eigenschaften und bilden dadurch ein Beugungsgitter.

In Bild 5.19 ist zu erkennen, dass lediglich die n-dotierten Gebiete als Streifen zu sehen sind, die p- und i-Gebiete sind in ihren Eigenschaften in dem Maße ähnlich, dass sie als einheitliche Fläche erscheinen.

Der Winkel φ_1 zwischen dem nullten und ersten Beugungsmaximum bei Durchgang einer Welle durch ein Beugungsgitter kann unter Verwendung der Gittergleichung [Pedrotti u. a., 2008]

$$g = \frac{i \lambda}{\sin(\varphi_i)} \quad (5.2)$$

mit der Gitterkonstante g , der Beugungsordnung i und dem Winkel zwischen nulltem und i -tem Maximum φ_i berechnet werden. Für einen *SWS* mit gleich breiten p-, i-, und n-Gebieten, beispielsweise $b_{pn} = b_i = 10 \mu\text{m}$, befinden sich die beugungsrelevanten n-Gebiete in einem Abstand von $40 \mu\text{m}$ (Dotierungsfolge: ...-p-i-n-i-..., siehe z. B. Bild 4.33). Der resultierende Beugungswinkel des ersten Maximums ist in diesem Fall $\varphi_1 = 15,8 \text{ mrad}$ für $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$.

Um das Beugungsverhalten der *SWS* zu untersuchen, wurde ein *SWS* mit diesen Gitterabmessungen in den Strahlengang der in Bild 5.20 dargestellten Anordnungen eingesetzt. Zur Analyse des Beugungsmusters kommt dabei zunächst eine Kamera (a) zum Einsatz. Für nachfolgende Untersuchungen kann stattdessen auch ein Laserleistungsmesser (*LLM*) (b) oder ein Wellenfrontsensor (*WFS*) [Hartmann, 1900; Shack u. a., 1971] (c) als Detektor dienen.

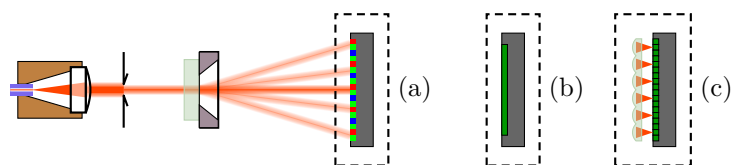
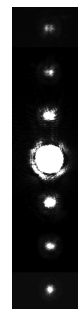


Bild 5.20: Aufbauten zur Untersuchung des Beugungsmusters. Die SWS werden mit einem He-Ne-Laser durchleuchtet und das Beugungsmuster mit einer Kamera (a), einem LLM (b) oder einem Wellenfrontsensor (WFS) (c) erfasst.

Das mit dem Aufbau aus Bild 5.20 (a) aufgenommene Beugungsmuster von *Sensor 07* ist in Bild 5.21 gezeigt.

Bild 5.21: Kameraaufnahme des Beugungsmusters von *Sensor 07* nach dem Durchleuchten mit einem He-Ne-Laser. Zu erkennen ist das Maximum 0. Ordnung (Mitte) sowie die Maxima höherer Ordnung mit geringerer Intensität. (Gesamtbild aus Belichtungsfusion von Einzelbildern mit unterschiedlicher Belichtungszeit.)



Wie erwartet wird der Laserstrahl an der Gitterstruktur der aktiven Schicht gebeugt und bildet ein typisches Interferenzmuster. Der Winkel zwischen den Beugungsordnungen von *Sensor 07*, berechnet aus dem Abstand der Maxima auf dem Kamerasensor und dem Abstand zwischen SWS und Kamera, beträgt 15,7 mrad. Damit kann für *Sensor 07* eine Gitterkonstante $g = 40,4 \mu\text{m}$ (Gleichung 5.2) berechnet werden.

Die aus der Kameramessung berechnete und die tatsächliche Gitterkonstante sind in ausreichender Übereinstimmung. Dies bestätigt, dass nur die in Bild 5.19 sichtbaren n-dotierten Gebiete zur Entstehung des Beugungsmusters beitragen. Auch für Sensoren mit Dotierungsgebieten anderer Breite (*Sensor 11*: je $20 \mu\text{m}$) und Sensoren mit gemischten Breiten (*Sensor 08*: $b_{\text{pn}} = 10 \mu\text{m}$, $b_1 = 5 \mu\text{m}$) wurden den Berechnungen entsprechende Beugungsmuster beobachtet.

Nachdem die Ursache und die Eigenschaften der Beugung untersucht wurden, soll im Folgenden der Einfluss auf die Anwendung der SWS betrachtet werden.

Die Beugung des Laserstrahls an der Gitterstruktur der photaktiven Fläche der SWS hat für einen Einsatz der Sensoren in einem SWI die möglichen Auswirkungen

- Leistungsverlust im Messstrahl,
- Mehrstrahlinterferenzen, wenn gebeugte Strahlen auf den SWS fallen und
- Beeinflussung der Wellenfront des Messstrahls.

Der Leistungsverlust durch die Beugung an der Gitterstruktur bewirkt eine unterschiedliche Intensität der einfallenden und reflektierten Welle in einem SWI-Aufbau. Wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert, resultiert daraus eine Zunahme des

Gleichanteils s_{\sim} und eine Verringerung des Wechselanteils s_{\sim} des Sensorsignals. Um die beschriebene Auswirkung beurteilen zu können, wurde der Leistungsverlust im Messstrahl in einem Aufbau nach Bild 5.20 mit *LLM* (b) untersucht. Zur Messung der gesamten transmittierten Leistung P_T wurde der *LLM* so nah an den *SWS* positioniert, dass alle Beugungsordnungen auf die Messfläche auftreffen. Zur Messung der Leistung $P_{T,0}$ in der 0. Ordnung wurde der *LLM* entlang der optischen Achse so weit von dem *SWS* entfernt, dass alle anderen Ordnungen nicht mehr auf die Messfläche treffen. Tabelle 5.2 zeigt die ermittelten Messwerte für Sensoren mit und ohne *AR*-Beschichtung.

Tabelle 5.2: Leistungsverteilung in den Beugungsordnungen nach Beugung an der Gitterstruktur der photoaktiven Schicht.

Probe	AR	$b_{pn}/\mu\text{m}$	$b_i/\mu\text{m}$	$P_T/\mu\text{W}$	$P_{T,0}/\mu\text{W}$	$P_{T,0}/P_T$
<i>Sensor 05</i>	nein	10	5	108	104	0,963
<i>Sensor 07</i>	nein	10	10	112	108	0,964
<i>Sensor 08</i>	nein	10	5	117	113	0,966
<i>Sensor 11</i>	nein	20	20	124	118	0,952
<i>Sensor 19</i>	nein	10	15	89	85	0,955
<i>Sensor 26</i>	ja	10	20	134	122	0,910
<i>Sensor 27</i>	ja	10	20	154	148	0,961

Tabelle 5.2 zeigt, dass der Beugungsverlust unabhängig von den Dotierungsbreiten b_{pn} und b_i sowie unabhängig von einer *AR*-Beschichtung ca. 4 % beträgt. Eine Messung von Sensoren mit stark deformierter Membran (ähnlich Bild 4.30 rechts) war nicht möglich, da diese zusätzlich zum Beugungseffekt eine starke Verformung des Laserstrahlprofils durch Brechung hervorrufen, wodurch keine Zuordnung der gemessenen Leistung zu den einzelnen Beugungsordnungen möglich ist.

Durch den Winkel zwischen Messstrahl und den Teilstrahlen der höheren Beugungsordnungen entsteht nach der Reflexion am Messspiegel auf der photoaktiven Schicht ein Interferenzstreifenmuster, das die lokale Intensität der stehenden Welle überlagert. Der Abstand der Interferenzstreifen entspricht dabei der Gitterkonstante g , was einen entsprechend geringen Kontrast des Störsignals aufgrund der integrierenden Wirkung der photoaktiven Schicht zur Folge hat. In Kombination mit der vergleichsweise geringen Intensität der höheren Beugungsordnungen besitzt das Störinterferenzbild deshalb nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf das eigentliche Sensorsignal. Mit zunehmendem Abstand zwischen *SWS* und Messspiegel trifft ein zunehmend kleinerer Teil der höheren Beugungsordnungen auf die photoaktive Fläche, wodurch sich deren Einfluss weiter reduziert. Für einen üblichen Sensor mit $b_{pn} = 10 \mu\text{m}$ und $b_i = 20 \mu\text{m}$ trifft ab einem Abstand von 47 mm zwischen *SWS* und Messspiegel nur noch die 0. Beugungsordnung auf den Sensor. Dadurch beschränkt sich der Einfluss der Beugung auf den bereits beschriebenen Leistungsverlust in der 0. Beugungsordnung (Tabelle 5.2) und den daraus resultierenden geringen Gleichanteil im Sensorsignal.

Die gitterförmige Dotierung der photoaktiven Schicht hat zusätzlich einen Einfluss auf die Wellenfront des Messstrahls. Ist die Wellenfront deformiert, bilden

die Flächen gleicher Phase der stehenden Welle keine äquidistanten Ebenen. Der *SWS* integriert dann die Intensität I_{SW} der stehenden Welle über verschiedene Phasenwinkel δ , was zu einer Beeinträchtigung des Sensorsignals führt.

Um die Wirkung der Dotierung der *SWS* auf die Wellenfront des Messstrahls zu bestimmen, wurden die Sensoren in einem Aufbau gemäß Bild 5.20 mit *WFS* (c) untersucht. Zunächst wurde die Wellenfront des Messstrahls ohne *SWS* im Strahlengang ermittelt und anschließend der *SWS* eingefügt. Aus beiden Messungen wurde die Differenz gebildet um so den Einfluss der Wellenfront der Laserquelle zu minimieren. Bild 5.22 zeigt exemplarisch die Messungen für *Sensor 07*.

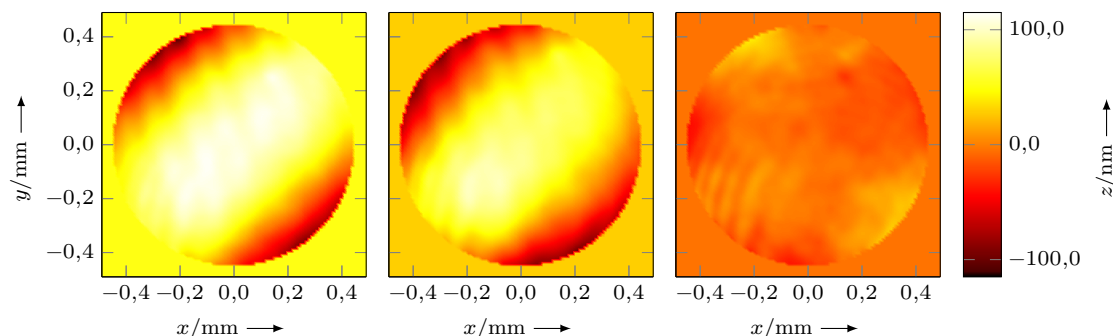


Bild 5.22: Einfluss von *Sensor 07* auf den Messstrahl. Wellenfront ohne (links) und mit *Sensor* im Strahlengang (Mitte) sowie die Differenz der Wellenfronten ohne und mit *Sensor* (rechts). Durch den *Sensor* erfährt die Wellenfront eine Deformation mit einem Effektivwert (RMS) von 10 nm.

Bild 5.22 zeigt, dass die Wellenfront durch *Sensor 07* nur wenig gestört wird (Quantilsabstand $Q_{0,05} = 32$ nm). Auch die übrigen Sensoren beeinflussen die Wellenfront im Vergleich zur Ebenheit der photoaktiven Membran (Abschnitt 4.4.2) nur gering. Der Einfluss der Wellenfrontdeformation auf das Sensorsignal wird aus diesem Grund als nachrangig eingestuft.

5.1.6 Detektion der lokalen Intensität einer stehenden Welle

Der Photostrom der *SWS* besteht, wie in Bild 2.7 dargestellt, aus einem Gleich- und Wechselanteil. Der Gleichanteil resultiert aus

- der Unebenheit von Membran und Wellenfront,
- der verbleibenden Schrägstellung des *SWS* zur optischen Achse,
- der unterschiedlichen Intensität von hin- und rücklaufender Welle aufgrund von Reflexion und Absorption am bzw. im *SWS* und
- der endlichen Dicke der photoaktiven Schicht.

Die ersten drei Punkte werden in den folgenden Abschnitten näher untersucht.

Einfluss der Ebenheit der photoaktiven Schicht

In den vorangegangenen Abschnitten konnte nachgewiesen werden, dass die *SWS* photoelektrisch funktionsfähig sind. Als abschließende Untersuchung an einzelnen Sensoren soll in diesem Abschnitt die Eignung zur Detektion der Intensität einer stehenden Welle bei feststehendem Sensor und Verschiebung des Messspiegels gezeigt werden. Die zugehörige Versuchsanordnung ist schematisch in Bild 5.23 dargestellt. Im verwendeten Aufbau kann der Messspiegel und mit ihm das Intensitätsprofil I_{SW} der stehenden Welle mittels eines Piezotranslator (*PZT*) entlang der optischen Achse verschoben werden, wodurch im ortsfesten *SWS* ein Wechselsignal entsteht. Als Ansteuerung für den *PZT* dient ein Funktionsgenerator (*FuG*), dessen Signal mit einem Piezotreiber verstärkt wird. Ein Faradayisolator (*FI*) unterdrückt Rückreflexionen in den Kollimator, welche die Laserquelle destabilisieren würden. Das Sensorsignal wird mittels Transimpedanzverstärker (*TIV*) verstärkt und durch ein digitales Speicheroszilloskop (*DSO*) aufgezeichnet.

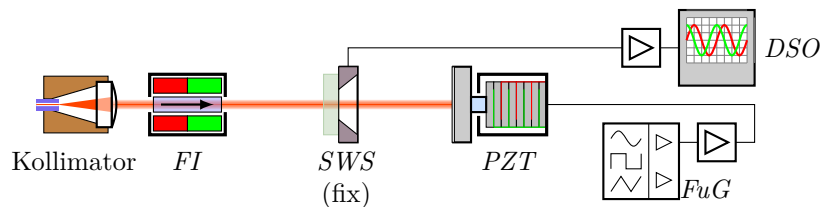


Bild 5.23: Stehende-Welle-Aufbau zur Untersuchung der interferometrischen Eigenschaften der *SWS*, bestehend aus einem Kollimator (links), einem Faradayisolator (*FI*), einem ortsfesten *SWS* (Mitte), und einem Messspiegel, der mittels eines *PZT* entlang der optischen Achse verschoben werden kann.

Nach der Justage von Messspiegel und *SWS* senkrecht zu der durch den Kollimator vorgegebenen optischen Achse wurde der *PZT* mit einem sinusförmigen Signal einer Frequenz von 10 Hz beaufschlagt. Die Amplitude wurde dabei so gewählt, dass mehrere Perioden der stehenden Welle den *SWS* durchlaufen und als Folge ein streckenweise sinusförmiges Sensorsignal entsteht. Es wurden verschiedene Sensoren in den Strahlengang eingesetzt, um zu untersuchen, wie sich deren Eigenschaften auf die Detektion von I_{SW} auswirken. Bild 5.24 zeigt exemplarisch die aufgezeichneten Photoströme zweier Sensoren mit unterschiedlicher Ebenheit der photoaktiven Schicht. Die Membran von *Sensor 22* ist vergleichsweise eben, wohingegen *Sensor 09* ein Exemplar mit defekter Klebeverbindung ist (ähnlich Bild 4.30 rechts). Dies hebt den in Abschnitt 2.3.2 erläuterten Einfluss der Membranverformung deutlich hervor.

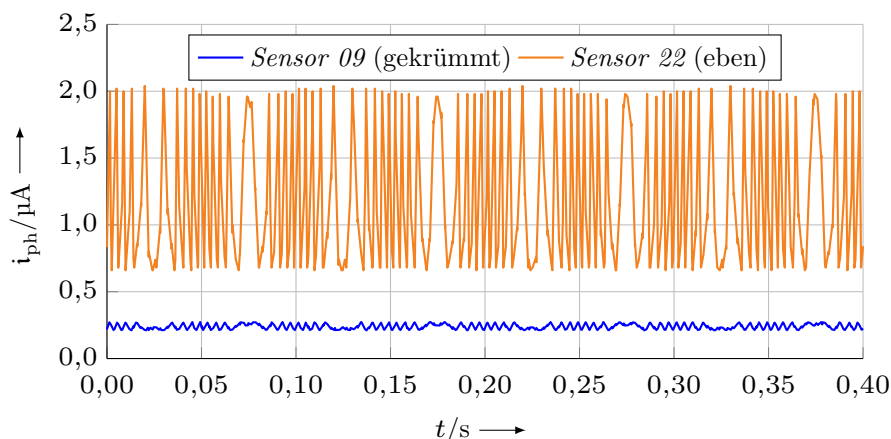


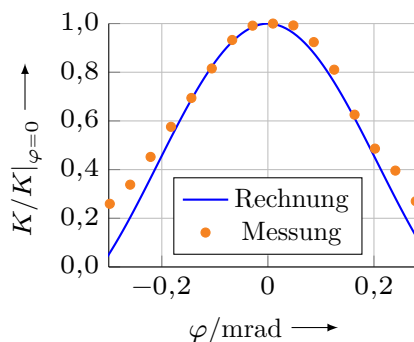
Bild 5.24: Photoströme i_{ph} von Sensor 09 und Sensor 22 in einem SWI-Aufbau nach Bild 5.23. Zu erkennen sind die deutlichen Unterschiede der \hat{s}_{\sim} , die Umkehrbereiche des Messspiegels und die dazwischenliegenden sinusförmigen Signalabschnitte.

Die Detektion des Intensitätsprofils einer stehenden Welle ist mit den entwickelten *SWS* möglich. Bild 5.24 zeigt, dass dabei die Ebenheit der photoaktiven Schicht ein kritischer Parameter für die ordnungsgemäße Funktion des *SWI* ist.

Einfluss der Schrägstellung des *SWS* bzgl. der optischen Achse

Neben der Ebenheit der Sensormembran hat auch deren Ausrichtung zum Laserstrahl einen Einfluss auf den MICHELSON-Kontrast K (Abschnitte 2.3.1 und 2.3.3). Die Auswirkung einer Winkelabweichung φ zwischen optischer Achse und der Sensornormalen auf K wurde in einem *SWI*-Aufbau nach Bild 5.23 untersucht. Darin wurde der *SWS* zunächst auf einen maximalen Kontrast justiert und diese Ausrichtung als Ausgangspunkt ($\varphi = 0$) verwendet. Anschließend wurde der *SWS* gegen die optische Achse geneigt und der resultierende Kontrast K ermittelt. Bild 5.25 zeigt die Verringerung von K bei zunehmenden Winkel φ zwischen optischer Achse und Normalenrichtung des *SWS*.

Bild 5.25: Normierter Michelsonkontrast K bei einem Kippwinkel φ des *SWS* gegenüber der ideal senkrechten Ausrichtung zur optischen Achse.



Für die Anwendung der *SWS* in einem *SWI* wird ein möglichst hoher MICHELSON-Kontrast angestrebt. Mit den gegebenen Abmessungen der photoakti-

ven Schicht sind die Sensoren in einem Stehende-Welle-Aufbau demzufolge mit $|\varphi| < 0,1$ mrad senkrecht zur optischen Achse zu justieren, um mindestens 80 % des maximal möglichen Kontrastes zu erreichen.

Einfluss des Sensorreflexionsgrades

Um beim Einsatz der *SWS* in einem *SWI* eine geringe Messabweichung erreichen zu können, müssen der Auswertelektronik Sensorsignale zugeführt werden, die idealerweise nur aus der Grundfrequenz bestehen. Bei einer Signalverzerrung (Harmonische) entstehen sonst unerwünschte periodischen Nichtlinearitäten im Längenmesswert. Die Untersuchung der Sinusförmigkeit und des Oberwellengehalts des Sensorsignals fand in einem *SWI*-Aufbau nach Bild 5.23 statt, in dem der Messspiegel periodisch entlang der optischen Achse bewegt wurde. Diese Bewegung erfolgte durch die Anregung des *PZT* mit einer von einem *FuG* erzeugten dreieckförmigen Spannung mit einer Frequenz von 6 Hz. In einer Phase gleichförmiger Bewegung des Messspiegels wurde das Sensorsignal mittels *DSO* aufgezeichnet und eine diskrete Fouriertransformation (*DFT*) [Föllinger, 2003] durchgeführt. Das resultierende Spektrum zweier verschiedener Sensoren ist in Bild 5.26 dargestellt.

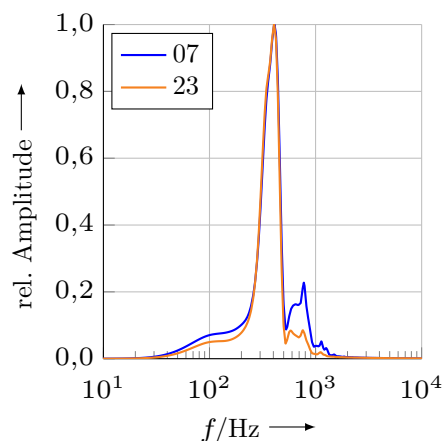


Bild 5.26: Mittels *DFT* ermittelte Spektren der Signale von *Sensor 07* und *Sensor 23* bei gleichförmig bewegtem Messspiegel. Die Grundfrequenz beträgt 410 Hz, die Oberschwingung bei 820 Hz deutet auf Vielstrahlinterferenzen hin.

Die Grundfrequenz der gleichförmigen Bewegung ist in der *DFT* deutlich zu erkennen. Weiterhin ist bei *Sensor 07* (ohne *AR*-Beschichtung) eine Oberschwingung bei der doppelten Grundfrequenz zu erkennen, die von Mehrfachreflexionen zwischen photoaktiver Fläche und Messspiegel und einer daraus resultierenden Vielstrahlinterferenz hervorgerufen wird (Abschnitt 2.3.3). Bei *Sensor 23* (mit *AR*-Beschichtung) werden Mehrfachreflexionen unterdrückt, daher ist die Amplitude der Oberschwingung bei diesem Sensor geringer.

Nach der Untersuchung der elektrischen, optischen und photoelektrischen Eigenschaften der *SWS* erfolgt nun eine theoretische Abschätzung der zu erwartenden Abweichungen bei interferometrischen Längenmessungen mit den *SWS* in einem *SWI*. Dazu werden die Auswirkungen von äußeren Einflüssen auf das Sensorsignal und die ermittelte Sensorposition betrachtet.

5.1.7 Einfluss der Form der photoaktiven Schicht sowie der Temperatur auf die detektierte Phase der stehenden Welle

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben und in den vorangegangenen Abschnitten ersichtlich, beeinflussen Sensorparameter wie die Ebenheitsabweichung der photoaktiven Schicht usw. das Photosignal s der *SWS*.

Da bei interferometrischen Messungen mit den *SWS* aus dem Photosignal s auf die Sensorposition z_M geschlossen wird, bedeutet eine Beeinflussung des Photosignals im Allgemeinen auch eine Beeinflussung der berechneten Sensorposition.

Um den Einfluss der Sensortoleranzen auf interferometrische Messungen abzuschätzen, wurde eine Simulation eines nicht idealen Sensors durchgeführt und mit einem unter den gegebenen Bedingungen optimal herzustellenden Sensor verglichen.

Dazu wurde das entstehende Sensorsignal berechnet, welches ein einzelner *SWS* in einem Stehende-Welle-Aufbau nach Bild 5.23 unter Berücksichtigung von Sensorreflexionsgrad, Ebenheitsabweichung der photoaktiven Schicht sowie deren Dicke erzeugt. Exemplarisch wurden für den nicht idealen Sensor die Parameter eines realen, ebenen und entspiegelten *SWS* (*Sensor 11*) verwendet, welche bereits in den vorangegangenen Messungen gewonnen wurden.

Tabelle 5.3 zeigt die für die Simulation verwendeten Parameter des Sensorreflexionsgrades ϱ_{Se} , der Ebenheitsabweichung der photoaktiven Schicht z_E und deren Dicke d_{Se} für einen optimalen Sensor und für *Sensor 11*.

Tabelle 5.3: Für die Simulation des Photosignals s verwendete Sensorparameter.

Parameter	opt. Sensor	<i>Sensor 11</i>
Reflgrd. ϱ_{Se}	0,5 %	22 %
Ebenh. $Q_{0,05}(z_E)$	0 nm	300 nm
Dicke akt. S. d_{Se}	41 nm	101 nm

Die Ebenheitsabweichung von *Sensor 11* wurde mit einem Laserfokussensor [Jäger u. a., 2010] auf der Nanomessmaschine NMM-1 [Hausotte u. a., 2011] analog Abschnitt 4.4.2 ermittelt. Für den optimalen Sensor soll die Ebenheitsabweichung vernachlässigbar klein sein und wurde aus diesem Grund mit $z_E = 0$ angenommen. Darüber hinaus hängt die konkrete Gestalt der Membran vom Fügevorgang der stabilisierenden Glasplatte ab und kann simulativ nicht quantifiziert werden. Aus diesem Grund ist es nicht zweckmäßig, bei der Berechnung eine bestimmte Form der Membran für einen hypothetischen Sensor anzunehmen.

Mit den gegebenen Parametern wurde numerisch berechnet, welches Signal s die *SWS* in einem *SWI*-Aufbau nach Bild 5.23 bei einer Wellenlänge $\lambda = 633$ nm und einer Verschiebung z_M des Messspiegels bzw. des *SWS* in z -Richtung von 600 nm erzeugen.

Für den optimalen Sensor wurde nur die Simulation durchgeführt.

Für *Sensor 11* wurde sowohl das theoretische Sensorsignal s berechnet, als auch der Photostrom i_{ph} in einem realen *SWI*-Aufbau ermittelt. Bild 5.27 zeigt die Gegenüberstellung der berechneten bzw. gemessenen Verläufe von s und i_{ph} für einen optimalen *SWS* und *Sensor 11*. Die berechneten Sensorsignale s sind

relative Werte, bezogen auf eine theoretische ebene photoaktive Schicht der Dicke $d_{\text{Se}} = 0$ mit einem Kontrast $K = 1$. Für die Aufzeichnung des realen Photostroms i_{ph} wurde der *PZT* aus Bild 5.23 mit konstanter Geschwindigkeit entlang der z -Achse verfahren.

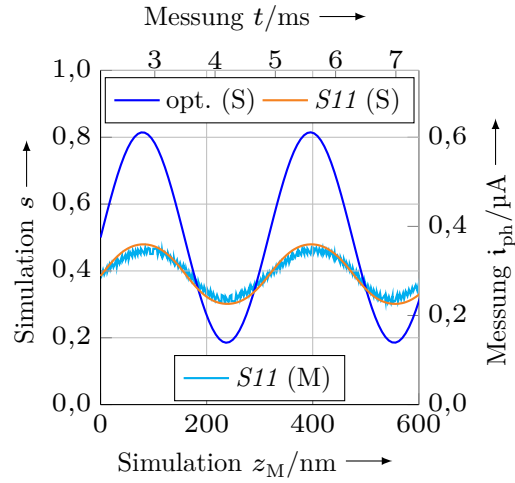


Bild 5.27: Simulation (S) und Messung (M) der Sensorsignale eines optimalen SWS (opt.) und Sensor 11 (S11) in einem SWI-Aufbau bei Verschiebung entlang der optischen Achse z .

In Bild 5.27 ist die Wirkung der Parameter aus Tabelle 5.3 auf die Amplitude und den Gleichanteil des Photosignals s bzw. Photostroms i_{ph} zu sehen. Diese bestimmen wiederum den MICHELSON-Kontrast K , der, wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert, bei zunehmender Dicke d_{Se} und Verformung der photoaktiven Schicht abnimmt. Tabelle 5.4 zeigt die aus der Simulation in Bild 5.27 resultierenden K .

Sensor	K
ideal	1
optimal	0,58
Sensor 11 Simul.	0,23
Sensor 11 Messg.	0,21

Tabelle 5.4: Michelsonkontrast für den idealen Sensor und die Signale aus Bild 5.27.

Die Verringerung des MICHELSON-Kontrasts von *Sensor 11* gegenüber dem optimalen Sensor um den Faktor 2,8 ist hauptsächlich auf die Integration des Intensitätsprofils der stehenden Welle durch eine dickere photoaktive Schicht zurückzuführen (101 nm statt 41 nm). Für zukünftige Sensoren kann durch Einhaltung der optimalen Dicke der photoaktiven Schicht der MICHELSON-Kontrast deutlich erhöht werden.

Der geringere MICHELSON-Kontrast K bzw. die geringere Signalamplitude \hat{s}_{\sim} eines SWS mit verformter photoaktiver Schicht und einem Reflexionsgrad $\varrho_{\text{Se}} > 1\%$ erfordert eine höhere Verstärkung durch den *TIV*. Damit wird jedoch auch das Sensorrauschen (thermisches Rauschen, Schrotrauschen) verstärkt, woraus ein geringerer Signal-Rausch-Abstand folgt, was für die anschließende Signalauswertung in der Regel unerwünscht ist. Daraus resultiert bei gleicher zeitlicher Skalierung eine geringere Auflösung des SWS.

Zusätzlich beeinflusst der SWS die stehende Welle durch die Ausbildung einer optischen Kavität zwischen SWS und Spiegel (Abschnitt 2.3.3). Die daraus fol-

genden Harmonischen im Sensorsignal führen im Allgemeinen zu periodischen Längenmessabweichungen des *SWI*. Zur rechnerischen Korrektur der Harmonischen existieren jedoch Lösungen in der Literatur [Hu u. a., 2017; Thurner, 2018], weshalb diese Auswirkung des *SWS* auf die stehende Welle als nachrangig eingestuft wird.

Grundsätzlich beeinflusst die Ebenheitsabweichung der photoaktiven Schicht auch die Phase von s , da das Intensitätsprofil I_{SW} der stehenden Welle in diesem Fall über andere Phasenwinkel integriert wird, als bei einer ebenen photoaktiven Schicht (Abschnitt 2.3.2). Da die Position z_M des *SWS* in einem *SWI* jedoch über die detektierte Phase, also besagtes Integral, definiert ist, resultiert eine konstante Ebenheitsabweichung nicht in einer Positionsabweichung.

Im Gegensatz zu den zeitlich konstanten Abweichungen der *SWS* von einem idealen Sensor, welche zu einem geringeren Signal-Rausch-Abstand führen bzw. deren Auswirkung auf die Positionsbestimmung korrigierbar ist, verursachen zeitlich veränderliche Parameter relevante Längenmessabweichungen. Derartige zeitliche Änderungen treten durch Deformationen des Gesamtsensors auf. Dies betrifft insbesondere die Hilfsstrukturen wie das Si-Substrat, die stabilisierende Glasplatte sowie deren Klebeverbindung, welche aufgrund von thermischer Dehnung, Änderung des Brechungsindex und Feuchtequellen die optische Weglänge im Messstrahl verändern.

Im Folgenden soll stellvertretend für die Gesamtheit der Einflüsse die Auswirkung von Temperaturänderungen auf die detektierte Phase des *SWS* dargelegt werden.

Für den Einfluss der Hilfsstrukturen auf die optische Weglänge bzw. die Position der photoaktiven Schicht entlang der optischen Achse ist die Ausrichtung des *SWS* im Strahlengang und dessen mechanische Einspannung von Bedeutung. Bild 5.28 zeigt verschiedene Varianten der Orientierung und Einspannung des *SWS* in einem *SWI*-Aufbau mit einem einzelnen Sensor.

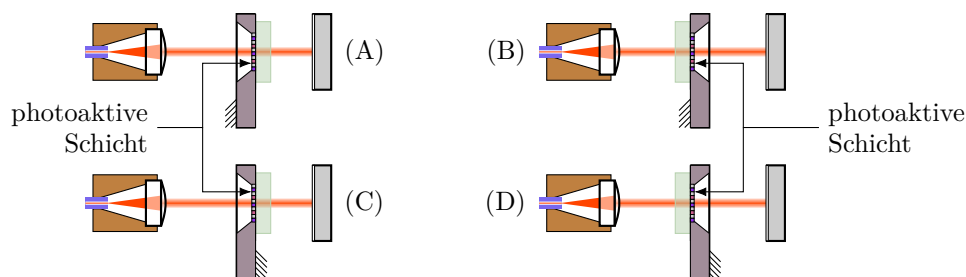


Bild 5.28: Varianten zur Orientierung und Einspannung eines *SWS* in einem Stehende-Welle-Aufbau. Die Varianten unterscheiden sich in der Position der stabilisierenden Glasplatte im relevanten Teil der stehenden Welle (A, C) oder außerhalb (B, D) und der Einspannung des *SWS* auf der Seite der photoaktiven Schicht (B, C) oder des Substrates (A, D).

Für die verschiedenen Anordnungen in Bild 5.28 wurde der Einfluss einer Temperaturänderung auf die detektierte Phase eines *SWS* ohne Entspiegelung (Grundaufbau nach Bild 4.13) berechnet. Der Einfluss der Temperaturänderung

auf den Brechungsindex der Luft [Edlén, 1966] zwischen *SWS* und Messspiegel wurde bei der Berechnung nicht berücksichtigt, da deren Einfluss bei allen Varianten aus Bild 5.28 identisch ist. Weiterhin wurden die Brechungsindexänderungen der Kleber-, Passivierungs- und Isolationsschicht aufgrund der geringen Schichtdicken vernachlässigt. Tabelle 5.5 zeigt die für die Berechnung verwendeten Parameter.

Parameter	Wert	Quelle
n_{Luft}	1,00	[Edlén, 1966]
n_{BK7}	1,52	[SCHOTT, 2015]
n_{SiO_2}	1,48	[Gao u. a., 2013]
$\frac{dn_{\text{BK7}}}{d\vartheta}$	$1,45 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[SCHOTT, 2015]
α_{BK7}	$7,10 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[SCHOTT, 2015]
α_{Kleber}	$100 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[Henkel Europe, 2010]
α_{Si}	$2,59 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[Hull, 2006]
α_{SiO_2}	$0,56 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[El-Kareh, 1995]
d_{BK7}	710 μm	Messung
d_{Kl}	96 μm	Messung
d_{Pass}	95 nm	Bild 4.13
d_{Isol}	398 nm	Bild 4.13
d_{Substr}	300 μm	Abschnitt 4.2.1

Tabelle 5.5:

Für die Berechnung der thermischen Einflüsse auf die detektierte Phase des *SWS* verwendete Parameter.

Mit den Parametern aus Tabelle 5.5 wurde die virtuelle Verschiebung der photoaktiven Schicht, resultierend aus geometrischer und optischer Verschiebung aufgrund von Änderungen der optischen Weglänge, entlang der optischen Achse berechnet. Tabelle 5.6 zeigt die Beiträge der einzelnen Sensorschichten für jede Variante aus Bild 5.28. Die Vorzeichen entsprechen dabei der z -Koordinatenrichtung, für eine Verschiebung der photoaktiven Schicht in Richtung des Messspiegels ist demzufolge $\frac{dz_{\text{M}}}{d\vartheta} > 0$.

Tabelle 5.6: Beiträge der einzelnen Sensorschichten zur temperaturbedingten virtuellen Verschiebung der Position z_{M} der photoaktiven Schicht für die in Bild 5.28 dargestellten Varianten.

Variante	Beitrag zur virt. Verschiebung $\frac{dz_{\text{M}}}{d\vartheta} / (\text{m} \cdot \text{K}^{-1})$			
	(A)	(B)	(C)	(D)
Glasplatte	$-3,6 \cdot 10^{-9}$	0	$-3,6 \cdot 10^{-9}$	0
Kleber	$-4,9 \cdot 10^{-9}$	0	$-4,9 \cdot 10^{-9}$	0
Passiv.	$-25,3 \cdot 10^{-15}$	$53,2 \cdot 10^{-15}$	$-78,5 \cdot 10^{-15}$	0
Isol.	$222,9 \cdot 10^{-15}$	$-106,1 \cdot 10^{-15}$	0	$-328,9 \cdot 10^{-15}$
Substrat	$777,0 \cdot 10^{-12}$	0	0	$-777,0 \cdot 10^{-12}$
gesamt	$-7,8 \cdot 10^{-9}$	$-52,9 \cdot 10^{-15}$	$-8,6 \cdot 10^{-9}$	$-777,3 \cdot 10^{-12}$

Aus Tabelle 5.6 ist ersichtlich, dass die thermischen Einflüsse in einem *SWI*-Aufbau abhängig von der Sensoranordnung deutliche Unterschiede aufweisen. Ein minimaler Temperatureinfluss entsteht bei einer Einspannung und Orientierung des *SWS* nach Variante (B) in Bild 5.28, also einer Fixierung des *SWS* auf der Seite der photoaktiven Schicht und der Glasplatte außerhalb des relevanten Teils

der stehenden Welle. Gegenüber der ungünstigsten Variante (C) kann der Temperatureinfluss so auf einfache Weise um den Faktor $1,6 \cdot 10^5$ reduziert werden. Für ein *SWI* mit einem einzelnen *SWS* ist daher diese Variante zu bevorzugen.

Für die Erzeugung von Quadratursignalen zur Zählrichtungserkennung sind zwei *SWS* im Strahlengang des *SWI* erforderlich (Bild 2.4). Für den spiegelseitigen *SWS* ist eine Anordnung nach Bild 5.28 (B) möglich, der laserseitige *SWS* jedoch wird stets von allen optisch wirksamen Schichten des spiegelseitigen *SWS* beeinflusst. Auch hier erzeugen die stabilisierende Glasplatte und die Kleberschicht die größten Beiträge (vgl. Tabelle 5.6), weshalb für künftige *SWS* die Forderung nach einer möglichst dünnen stabilisierenden Glasplatte und Kleberschicht zu stellen ist. Wird als stabilisierendes Element ein typisches Mikroskopiedeckglas ($d_{\text{BK7}} = 170 \mu\text{m}$) und eine durch Aufschleudern applizierte Kleberschicht ($d_{\text{KI}} = 20 \mu\text{m}$) angenommen, reduziert sich der Temperaturkoeffizient auf $\frac{dz_{\text{M}}}{d\vartheta} = -1,9 \text{ nm K}^{-1}$.

In einem *SWI*-Aufbau existieren neben der Temperaturabhängigkeit der optischen Weglänge des *SWS* noch weitere Einflüsse. Tabelle 5.7 zeigt einen Vergleich der Beiträge von *SWS*, Brechungsindex der Luft [Bönsch u. a., 1998] und Langzeit-Wellenlängenstabilität des He-Ne-Lasers [SIOS Meßtechnik GmbH, 2016] für einen exemplarischen Messaufbau mit einem Abstand zwischen *SWS* und Messspiegel $z_{\text{M}} = 50 \text{ mm}$ sowie einer Temperaturabweichung $\Delta\vartheta = \pm 50 \text{ mK}$.

Tabelle 5.7: Beiträge zur Messabweichung in einem Doppelsensor-*SWI*.

Beitrag	relativ	$z_{\text{M}} = 50 \text{ mm}$, $\Delta\vartheta = \pm 50 \text{ mK}$
<i>SWS</i>	$-8,6 \text{ nm K}^{-1}$	$\pm 0,43 \text{ nm}$
n_{Luft}	$-0,92 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$\pm 2,30 \text{ nm}$
Laser	$\pm 2 \cdot 10^{-9}$	$\pm 0,10 \text{ nm}$

Wie aus Tabelle 5.7 ersichtlich wird, stellen die ermittelten Temperaturkoeffizienten der *SWS* einen relevanten Einfluss auf die mit einem *SWI* durchgeführten Längenmessungen dar. Die *SWS* sind deshalb bei interferometrischen Messungen in die Temperierung bzw. Temperaturüberwachung des gesamten Aufbaus einzubeziehen, um temperaturbedingte Messabweichungen zu reduzieren. Weiterhin sollten, wie oben erwähnt, bei künftigen Sensoren dünnere Glasplatten und Kleberschichten Anwendung finden.

Nachdem die elektrischen, photoelektrischen und optischen Eigenschaften der *SWS* untersucht wurden, wird in den nächsten Abschnitten der Einsatz der Sensoren in verschiedenen *SWI*-Anordnungen dargelegt.

5.2 *SWI* mit diskretem Doppelsensor

Die bisherigen Untersuchungen in einem Stehende-Welle-Aufbau beinhalteten lediglich einen Einzelsensor. Für interferometrische Längenmessungen mit den *SWS* werden zwei 90° -phasenverschobene Signale (Quadratursignale) benötigt, um eine Vor-Rückwärts-Zählung zu ermöglichen (siehe Bild 2.4 und zugehörige Erläuterungen).

Da mit der eingesetzten Technologie die Herstellung eines integrierten Doppelsensors nicht möglich ist, werden zwei Einzelsensoren in das SWI eingesetzt, deren Abstand entlang der optischen Achse entsprechend den Anforderungen eingestellt wird. Die folgenden Abschnitte beinhalten Untersuchungen mit einem entsprechenden SWI-Aufbau, um Aussagen zu Photosignal, Linearitätsabweichung und Eignung für Messungen mit hohen Geschwindigkeiten \dot{z} zu erlangen.

5.2.1 Photosignal und Michelsonkontrast des Doppelsensors

Zur Untersuchung der Photosignale eines diskreten Doppelsensors und der optischen Wechselwirkung zwischen den SWS wurde ein SWI-Aufbau nach Bild 5.29 verwendet. Die darin verwendeten SWS wurden zunächst einzeln charakterisiert. Dies erfolgte durch Einsetzen jeweils nur eines Sensors in den Aufbau, sodass eine Anordnung wie in Bild 5.23 resultiert, und Bestimmung des MICHELSON-Kontrasts K . Nach dem Einbau des zweiten Sensors erfolgte zunächst eine Justage der SWS parallel zueinander und anschließend eine gemeinsame senkrechte Ausrichtung zur optischen Achse. Abschließend wurden die Signale des Doppelsensors bei Bewegung des Messspiegels entlang der z -Richtung ausgewertet.

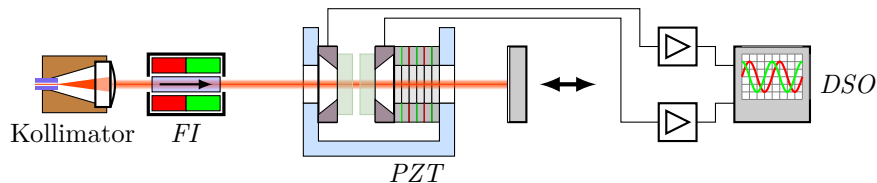


Bild 5.29: SWI-Aufbau mit einem diskreten Doppelsensor. Beide Einzelsensoren werden im Abstand von ca. 7 mm in einen gemeinsamen Halter montiert. Der Abstand δ_K zwischen beiden Sensoren und damit der Phasenwinkel zwischen deren Signalen kann mittels PZT eingestellt werden.

Zur Justage der Sensoren wurde der Messspiegel mit einem PZT mit 20 Hz moduliert und die Photoströme auf einen maximalen Wechselanteil $i_{\text{ph}\sim}$ eingestellt. Bild 5.30 zeigt die resultierenden Photoströme von *Sensor 07* und *Sensor 08*.

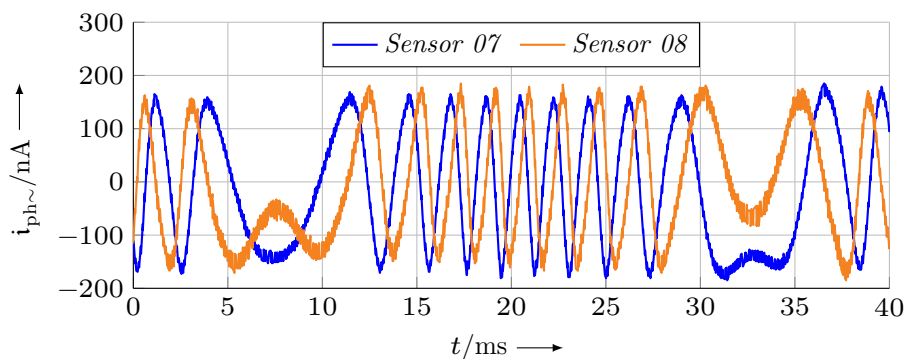


Bild 5.30: Wechsignale eines diskreten Doppelsensors bestehend aus *Sensor 07* und *Sensor 08*. Zu erkennen sind bei $t = 7$ ms und $t = 32$ ms die Umkehrpunkte des periodisch verschobenen Messspiegels.

Aus den aufgenommenen Photoströmen i_{ph} wurde anschließend der Kontrast K der Einzelsensoren erneut bestimmt. Tabelle 5.8 zeigt den MICHELSON-Kontrast der verwendeten Sensoren sowohl in einem Einzelaufbau gemäß Bild 5.23, als auch als Teil eines diskreten Doppelsensors nach Bild 5.29.

Sensor	$i_{\text{ph,min}}$ /nA	$i_{\text{ph,max}}$ /nA	K
Sensoren einzeln			
07	400	1260	0,52
08	536	1440	0,46
als Doppelsensor			
07	373	737	0,33
08	460	838	0,29

Tabelle 5.8: Michelsonkontrast K von Sensor 07 und Sensor 08 jeweils als einzelner Sensor in einem SWI-Aufbau als auch gemeinsam als diskreter Doppelsensor.

Wie in Tabelle 5.8 zu erkennen ist, reduziert sich der MICHELSON-Kontrast bei Einfügen eines zweiten Sensors in den Strahlengang. Die Ursachen dafür sind

- die Ausbildung einer optischen Kavität zwischen den *SWS*, wie in Abschnitt 2.3.4 beschrieben,
- die Absorption im zweiten Sensor und daraus resultierend unterschiedliche Feldstärkeamplituden \hat{E}_e und \hat{E}_r der einfallenden und am Messspiegel reflektierten Welle sowie
- eine zusätzliche Wellenfrontdeformation mit einer vergleichbaren Auswirkung wie eine Deformation der photoaktiven Schicht.

Die Ausbildung einer optischen Kavität hat an der ermittelten Kontrastreduzierung einen maßgeblichen Anteil, worauf der Verlauf der Signalamplituden bei Einstellung der Phasenlage δ_K zwischen den Sensorsignalen hindeutet. Bei einer Veränderung des Sensorabstandes mittels *PZT* entlang der z -Richtung wird die Amplitude der Signale periodisch moduliert, was dem in Bild 2.13 dargestellten Verhalten entspricht. Ursache ist die in Abschnitt 5.1.4 ermittelte unvollkommene Entspiegelung der *SWS*.

5.2.2 Phasenwinkel und Linearitätsabweichung

Zur Rekonstruktion der z -Position des Messspiegels aus den Doppelsensorsignalen ist eine Phasenauswertung mittels Arkustangensdemodulation erforderlich. Diese basiert auf ideal sinus- und kosinusförmigen Signalen, was für die Sensorsignale folgende Anforderungen nach sich zieht:

- Die Signale dürfen ausschließlich aus der Grundschiwingung, ohne Harmonische, bestehen.
- Der arithmetische Mittelwert (Gleichwert) der Signale muss 0 sein. Dies kann durch eine Additionsstufe im Photodiodenverstärker oder, bei nachträglicher Signalauswertung, rechnerisch erreicht werden.

- Der angestrebte Phasenwinkel zwischen den beiden Sensorsignalen ist $\delta_K = 90^\circ$, was als Lissajousfigur [Lissajous, 1857] dargestellt, einem idealen Kreis entspricht. Dieser kann über den Abstand der Sensoren in z -Richtung eingestellt werden, was mit dem *PZT* in Bild 5.29 erfolgt.
- Die Amplitude der beiden Sensorsignale muss identisch sein. Dies kann durch eine Stufe mit variabler Verstärkung im Photodiodenverstärker oder, bei nachträglicher Signalauswertung, rechnerisch erreicht werden.

Da die genannten Anforderungen in der Praxis nicht ideal erreicht werden können, entsteht bei realen Messungen ein Demodulationsfehler, der sich i. d. R. als periodische Längenmessabweichung darstellt. Abhängig von der Art der Signalstörung beträgt die Periodizität $\frac{\lambda}{2}$ bzw. $\frac{\lambda}{4}$.

Zur Bestimmung der periodischen Längenmessabweichungen wird der Messspiegel um eine bekannte Wegstrecke in z -Richtung verschoben und der Verschiebeweg mit dem Längenmesswert des *SWI* verglichen. Zur Erzeugung einer definierten Spiegelverschiebung existieren mehrere Möglichkeiten. In diesem Versuchsaufbau wurde die thermische Dehnung eines Messing (Ms)-Stabes genutzt. Dazu wurde der Ms-Stab einseitig eingespannt und am freien Ende der Messspiegel (vgl. Bild 5.29) befestigt. Durch die Verlustwärme eines ohmschen Widerstandes in Form einer Heizdrahtwicklung kann die Temperatur des Stabes und damit dessen Länge verändert werden, was in einer Verschiebung des Messspiegels in z -Richtung resultiert. Bei einer konstanten Heizleistung folgt die Längenänderung einer e-Funktion und ist somit frei von periodischen Anteilen. Bild 5.31 zeigt das Schema der verwendeten Baugruppe.

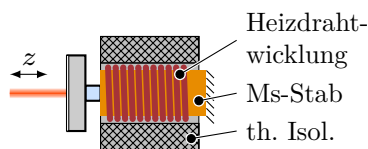
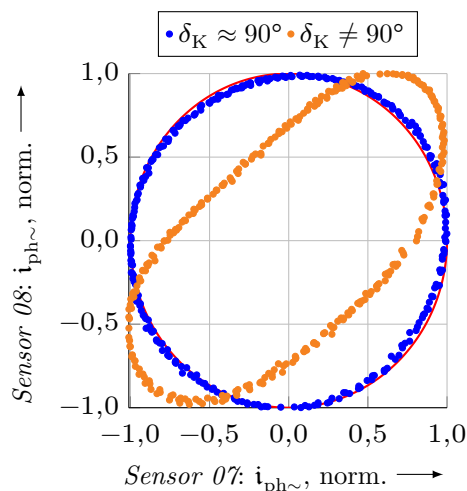


Bild 5.31: Erzeugung einer periodizitätsarmen Translation mittels geheiztem Ms-Stab. Die thermische Isolation aus Schaumstoff mindert Umwelteinflüsse.

Zur Ermittlung der periodischen Längenmessabweichungen Δz wurde der Ms-Stab auf eine Temperatur oberhalb der Umgebungstemperatur erwärmt und anschließend die Heizung abgeschaltet. In einem kurzen Abschnitt der Abkühlphase wurden die Signale des diskreten Doppelsensors aufgezeichnet, demoduliert und die resultierende Längeninformation gespeichert. Zur Demodulation wurden dabei lediglich die Gleichanteile und die Amplituden der Sensorsignale den o. g. Erfordernissen angepasst, eine Korrektur einer fehlerhaften Phasenlage (HEYDEMANN-Korrektur [Heydemann, 1981]) wurde nicht durchgeführt. Der Verlauf des Längenmesswertes wurde anschließend mit einer e-Funktion approximiert und der approximierter Verlauf von den Längenmesswerten subtrahiert. Um den Einfluss des Sensorabstandes zu verdeutlichen, wurde sowohl eine Messung mit $\delta_K \approx 90^\circ$ als auch eine bewusst dejustierte Messung mit $\delta_K \neq 90^\circ$ durchgeführt. Bild 5.32 zeigt die dazugehörigen Lissajousfiguren zur Verdeutlichung der Phasenlage δ_K der Wechselsignale.

Bild 5.32: Lissajousfiguren aus den normierten Photoströmen eines diskreten Doppelsensors bestehend aus Sensor 07 und Sensor 08 bei verschiedenen Phasenlagen δ_K . Als Referenz ist zusätzlich der Einheitskreis eingezeichnet.



In beiden Phasenlagen δ_K wurde mit dem diskreten Doppelsensor die Messung in der Abkühlphase des Ms-Stabes durchgeführt. Bild 5.33 zeigt die zugehörigen periodischen Längenmessabweichungen.

Bild 5.33: Längenmessabweichungen Δz eines diskreten Doppelsensors bestehend aus Sensor 07 und Sensor 08 bei verschiedenen Phasenlagen δ_K .

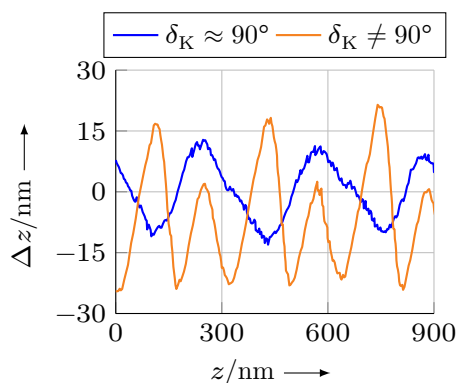


Bild 5.33 zeigt deutlich periodische Längenmessabweichungen bei beiden untersuchten Phasenwinkeln δ_K . Während bei $\delta_K \approx 90^\circ$ die Periode $\frac{\lambda}{2} = 316 \text{ nm}$ und die Amplitude $\pm 12 \text{ nm}$ beträgt, ist bei $\delta_K \neq 90^\circ$ eine Periode $\frac{\lambda}{4} = 158 \text{ nm}$ größerer Amplitude erkennbar, welche durch die Phasenlage der Signale bedingt ist (Ellipsenfehler).

Da die Lissajousfigur bei $\delta_K \approx 90^\circ$ einen akzeptablen Kreis bildet und Δz eine Periodizität von $\frac{\lambda}{2}$ aufweist, wird als Ursache für die Längenmessabweichungen die Abweichung der Sensorsignale von einer idealen Sinus- bzw. Kosinusform angenommen. Da die Sensoren selbst eine ausreichende Linearität der photoelektrischen Umformung aufweisen (Abschnitt 5.1.2), ist als Ursache eine Signalverzerrung (Oberwellen) durch Vielstrahlinterferenzen zwischen Messspiegel und SWS anzusehen.

Nachdem die Einzelsignale des diskreten Doppelsensors untersucht wurden, erfolgt im nächsten Abschnitt der Einsatz eines entsprechenden SWI für interferometrische Längenmessungen mit dem Ziel, das Auflösungsvermögen und die Dynamik des Gesamtsystems nachzuweisen.

5.2.3 Demonstrationsmessungen

Zur Demonstration des Auflösungsvermögens des *SWI* wurde ein Aufbau nach Bild 5.29 verwendet, bei dem der Messspiegel mittels *PZT* verfahren werden kann. Der Messspiegel ist dabei direkt auf den *PZT* montiert, welcher mittels Justageeinheit zur optischen Achse ausgerichtet wird. Bild 5.34 zeigt ein Foto des verwendeten Aufbaus.

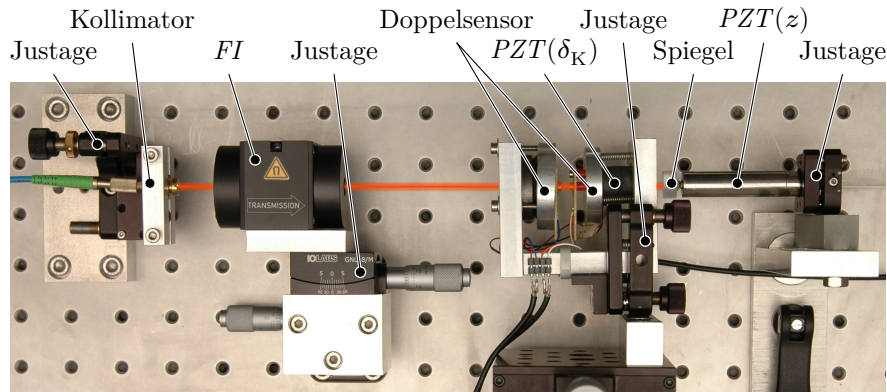


Bild 5.34: Aufbau für kleine Verfahrswege.

Zur Demonstration der Eignung des *SWI* mit diskretem Doppelsensor für kleine Verfahrswege wurde der Messspiegel schrittweise entlang der z -Achse bewegt. Zu diesem Zweck wurde für den *FuG* ein stufenförmiges Spannungssignal programmiert und der Messspiegel-*PZT* mit diesem beaufschlagt. Die Sensorsignale wurden mittels eines Spannungsmessers mit einer Integrationszeit von einer Netzperiode getaktet aufgenommen. Nach der Messung erfolgte die mathematische Anpassung von Amplitude und Gleichanteil sowie eine Arkustangensdemodulation mit OCTAVE [Eaton u. a., 2014]. Die gemessene Verschiebung des Messspiegels entlang der optischen Achse zeigt Bild 5.35.

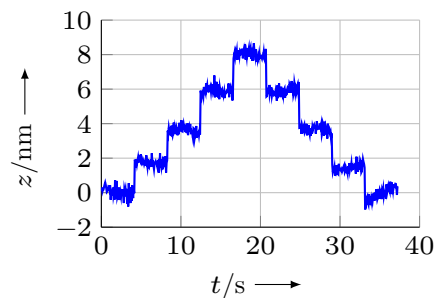


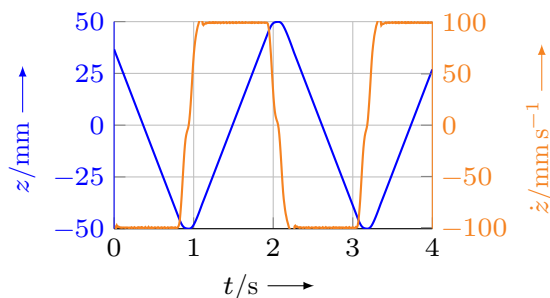
Bild 5.35: Schrittweises Verfahren des Messspiegels in z -Richtung mittels *PZT*. Die mittlere Stufenhöhe beträgt 2 nm.

Es ist ersichtlich, dass eine Messung von Spiegelverschiebungen im nm-Bereich mit einem *SWI* auf Basis eines diskreten Doppelsensors möglich ist.

Um die Eignung des *SWI* für große Verfahrswege und hohe Verfahrgeschwindigkeiten zu untersuchen, wurde der Messspiegel inklusive der Justagebaugruppe an eine motorische Gewindespindelachse mit einem Verfahrbereich von 100 mm und einer maximalen Verfahrgeschwindigkeit von 100 mm s^{-1} montiert. Der übrige Aufbau entspricht den Bildern 5.29 und 5.34. Nach der Justage des gesamten

Aufbaus im Stillstand wurde der Messspiegel mittels der Linearachse alternierend über den gesamten Bewegungsbereich verfahren und die Sensorsignale von einem *DSO* aufgezeichnet. Bild 5.36 zeigt die gemessene Verschiebung des Messspiegels sowie die zugehörige Momentangeschwindigkeit.

Bild 5.36: Position und Geschwindigkeit des Messspiegels beim Verfahren mittels motorischer Linearachse. Nach [Ortlepp u. a., 2016].



Die Erfassung der Messspiegel-Verschiebung in einem *SWI* auf Basis eines diskreten Doppelsensors konnte demnach auch bei hohen Geschwindigkeiten und über große Wege nachgewiesen werden.

Die bis zu diesem Punkt durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass interferometrische Messungen mit einem *SWI* mit einem diskreten Doppelsensor möglich sind. Die periodischen Nichtlinearitäten sind kleiner als ± 12 nm und Messgeschwindigkeiten bis $\dot{z} = 100$ mm s⁻¹ konnten nachgewiesen werden. Die maximale Messlänge war während der Untersuchungen durch die verwendete Linearachse beschränkt, Messungen über mehrere Meter sind mit einem entsprechenden mechanischen Aufbau theoretisch möglich.

Aufgrund der erreichbaren Grenzfrequenzen $f_c > 10$ MHz eignen sich die *SWS* zusätzlich für andere Interferometer-Prinzipien. Insbesondere sind dies das Verfahren mit Phasenmodulation und das Heterodynverfahren. Vorteil beider Verfahren ist, dass die Detektion der stehenden Welle mit einem einzelnen *SWS* erfolgen kann. Beide Verfahren werden in den folgenden Abschnitten beschrieben und die Möglichkeit zu deren Realisierung auf Basis der entwickelten *SWS* untersucht.

5.3 *SWI* mit Phasenmodulation

Bei einem homodynen *SWI* mit einem einzelnen *SWS* nach Bild 5.23 ist bei einer Verschiebung des *SWS* oder des Spiegels entlang der optischen Achse z keine uneingeschränkte Erkennung der Bewegungsrichtung möglich. Wird das Sensorsignal s_{\sim} jedoch auf eine adäquate Weise phasenmoduliert, entstehen zusätzliche Signalanteile (Harmonische), die zur Gewinnung von Quadratursignalen und damit zur Bewegungsrichtungserkennung geeignet sind [Sasaki u. a., 1991].

5.3.1 Quadratursignalgewinnung bei phasenmodulierten Signalen

Die Intensität $I_{\text{SW}}(z)$ einer homodynen stehenden Welle ist in Gleichung 2.19 angegeben. Wird ein idealer *SWS* an der Stelle $z = z_M$ in den Strahlengang eingefügt, resultiert ein der lokalen Intensität proportionales Photosignal s . Bei einer

Modulation des Abstands zwischen *SWS* und Messspiegel mit einer Amplitude z_{mod} , einer Trägerfrequenz f_{T} und einem Anfangsphasenwinkel δ_{T} resultiert unter Anwendung von $\sin^2(a) = \frac{1}{2}(1 - \cos(2a))$ der Wechselanteil des Sensorsignals

$$s_{\sim} = \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}(z_{\text{M}} + z_{\text{mod}} \sin(2\pi f_{\text{T}} t + \delta_{\text{T}}))\right). \quad (5.3)$$

Vereinfachend wurde dabei die Signalamplitude $\hat{s}_{\sim} = 1$ angenommen. Der Gleichanteil s_{\sim} des Sensorsignals wird in den Betrachtungen dieses Abschnitts nicht berücksichtigt, in der Praxis kann er durch eine Wechselgrößenkopplung von s unterdrückt werden. Mit der trigonometrischen Beziehung $\cos(a + b) = \cos a \cos b - \sin a \sin b$ kann s_{\sim} dargestellt werden als

$$\begin{aligned} s_{\sim} &= \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{M}}\right) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}} \sin(2\pi f_{\text{T}} t + \delta_{\text{T}})\right) \\ &\quad - \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{M}}\right) \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}} \sin(2\pi f_{\text{T}} t + \delta_{\text{T}})\right). \end{aligned} \quad (5.4)$$

Für die beiden Modulationsterme gilt dabei [NIST, 2019]

$$\begin{aligned} &\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}} \sin(2\pi f_{\text{T}} t + \delta_{\text{T}})\right) \\ &= J_0\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}}\right) + 2 \sum_{i=1}^{\infty} J_{2i}\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}}\right) \cos(2i(2\pi f_{\text{T}} t + \delta_{\text{T}})) \end{aligned} \quad (5.5)$$

und

$$\begin{aligned} &\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}} \sin(2\pi f_{\text{T}} t + \delta_{\text{T}})\right) \\ &= 2 \sum_{i=0}^{\infty} J_{2i+1}\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}}\right) \sin((2i+1)(2\pi f_{\text{T}} t + \delta_{\text{T}})) \end{aligned} \quad (5.6)$$

mit der Besselfunktion erster Gattung, j -ter Ordnung $J_j(\cdot)$.

Das phasenmodulierte Signal s_{\sim} enthält äquidistante Spektralanteile im Frequenzabstand f_{T} , welche abwechselnd mit dem Sinus (ungerade Vielfache von f_{T} bzw. J_j) und solche, die mit dem Kosinus (gerade Vielfache von f_{T} bzw. J_j) der Sensorposition z_{M} verknüpft sind. Bild 5.37 zeigt einen Ausschnitt des Spektrums.

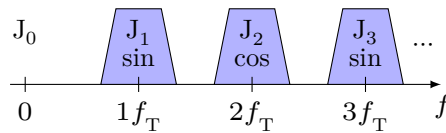
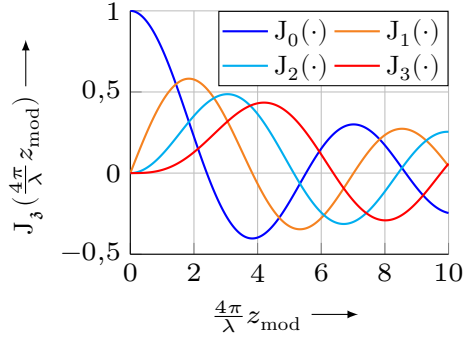


Bild 5.37: Ausschnitt aus dem einseitigen Spektrum des mit f_{T} phasenmodulierten Sensorsignals s_{\sim} .

Die Amplituden der einzelnen Spektralanteile $J_j(\cdot)$ sind dabei abhängig von λ und z_{mod} . Diese Abhängigkeit ist exemplarisch für die ersten vier Spektralanteile in Bild 5.38 dargestellt.

Bild 5.38: Amplituden J_3 der ersten vier Spektralanteile in Abhängigkeit des Modulationshubs $\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}}$.



Zur Gewinnung von Quadratursignalen für eine Arkustangensauswertung ist es erforderlich, je einen sinus- und einen kosinusverknüpften Spektralanteil aus s_{\sim} zu isolieren [Dandridge u. a., 1982]. Dies geschieht durch eine Umsetzung in das Basisband, bei der s_{\sim} mit dem Signal s_{LO} aus einem Lokalszillator (LO) multipliziert und anschließend tiefpassgefiltert wird (Lock-In-Prinzip). Die Frequenz des LO wird dabei entsprechend des zu isolierenden Spektralanteils mit $f_{LO} = 3f_T$ gewählt. Bei der Multiplikation entsteht ein beabsichtigtes Mischprodukt der Differenzfrequenz $3f_T - f_{LO}$ im Basisband, ein unerwünschtes Mischprodukt der Summenfrequenz $3f_T + f_{LO}$ und weitere Mischprodukte mit anderen Spektralanteilen. Durch die anschließende Tiefpassfilterung werden die unerwünschten Mischprodukte höherer Frequenzen unterdrückt.

Prinzipiell sind für dieses Vorgehen alle Spektralanteile geeignet, im Folgenden wird das Vorgehen am Beispiel des Spektralanteils mit der Frequenz $1f_T$ zur Gewinnung des Sinus-Anteils beschrieben.

Zunächst wird das Signal s_{\sim} des SWS (Gleichung 5.4) mit dem Signal

$$s_{LO_1} = \hat{s}_{LO} \sin(2\pi f_{LO} t + \delta_{LO_1}) \quad (5.7)$$

des LO mit dem Anfangsphasenwinkel δ_{LO_1} gemischt (multipliziert). Mit der vereinfachenden Annahme einer Amplitude $\hat{s}_{LO} = 1$ und der trigonometrischen Beziehung $\sin a \sin b \sin c = \frac{1}{4}(-\sin(a+b+c) + \sin(-a+b+c) \sin(a-b+c) \sin(a+b-c))$ [Bronstein u. a., 1985] wird

$$\begin{aligned} s_{\sim} \cdot s_{LO_1} &= 2 \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_M\right) J_1\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}}\right) \sin(2\pi f_T t + \delta_T) \sin(2\pi f_{LO} t + \delta_{LO_1}) \\ &= \frac{1}{2} J_1\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}}\right) \cdot \left[\right. \\ &\quad - \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_M + 2\pi f_T t + \delta_T + 2\pi f_{LO} t + \delta_{LO_1}\right) \\ &\quad + \sin\left(-\frac{4\pi}{\lambda} z_M + 2\pi f_T t + \delta_T + 2\pi f_{LO} t + \delta_{LO_1}\right) \\ &\quad + \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_M - 2\pi f_T t - \delta_T + 2\pi f_{LO} t + \delta_{LO_1}\right) \\ &\quad \left. + \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} z_M + 2\pi f_T t + \delta_T - 2\pi f_{LO} t - \delta_{LO_1}\right) \right], \quad (5.8) \end{aligned}$$

wobei nur der relevante Spektralanteil mit der Frequenz $1f_T$ und der Amplitude $J_1(\cdot)$ betrachtet wird. Wird die Frequenz des LO mit $f_{LO} = 1f_T$ gewählt und werden durch eine Tiefpassfilterung die Anteile mit der Frequenz $f_T + f_{LO}$ sowie Mischprodukte mit den übrigen Spektralanteilen der Frequenzen $\mathfrak{z}f_T$, $\mathfrak{z} \neq 1$ eliminiert, so wird mit $\sin a + \sin b = 2 \sin \frac{a+b}{2} \cdot \cos \frac{a-b}{2}$

$$s_{\sim} \cdot s_{LO_1} = J_1 \left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}} \right) \sin \left(\frac{4\pi}{\lambda} z_M \right) \cos (\delta_T - \delta_{LO_1}) \quad (5.9)$$

$$= \hat{s}_{\text{sin}} \sin \left(\frac{4\pi}{\lambda} z_M \right) . \quad (5.10)$$

Aus dem Spektralanteil mit der Frequenz $2f_T$ und der Amplitude $J_2(\cdot)$ kann auf gleiche Weise der entsprechende Kosinus-Anteil von s_{\sim} gewonnen werden, wenn für s_{LO_2} ein Kosinus-Signal mit $f_{LO} = 2f_T$ verwendet wird

$$s_{\sim} \cdot s_{LO_2} = J_2 \left(\frac{4\pi}{\lambda} z_{\text{mod}} \right) \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} z_M \right) \cos (2\delta_T - \delta_{LO_2}) \quad (5.11)$$

$$= \hat{s}_{\text{cos}} \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} z_M \right) . \quad (5.12)$$

Mit den Mischprodukten aus den Gleichungen 5.10 und 5.12 ist es nun möglich, das Argument der Sinus- bzw. Kosinus-Funktion und damit die Sensorposition z_M mittels einer Arkustangensauswertung zu berechnen.

5.3.2 Erzeugung der Phasenmodulation in einem SWI

Die beschriebene Phasenmodulation kann in einem SWI an verschiedenen Stellen erzeugt werden. Es eignen sich dafür die im Argument der \sin^2 -Funktion in Gleichung 2.19 enthaltenen Größen λ und z bzw. z_M . Eine Phasenmodulation von s_{\sim} kann daher erreicht werden durch

- eine Modulation der Laserwellenlänge λ_0 [Thurner u. a., 2015] oder
- eine, die eigentliche Messbewegung überlagernde, Modulation des Abstandes zwischen Messspiegel und SWS durch Variation
 - der z -Position z_M des SWS ,
 - der z -Position des Messspiegels und damit des Ursprungs $z = 0$ oder
 - der optischen Weglänge zwischen SWS und Messspiegel.

Die genannten Möglichkeiten sind, sofern ein korrekter Modulationshub resultiert, als gleichwertig zu betrachten. Bei einer Modulation der Laserwellenlänge ist allerdings ein Mindestabstand zwischen Messspiegel und SWS sowie eine kontinuierliche Anpassung des Modulationshubs an die Messlänge erforderlich [Thurner, 2018]. Aufgrund dieser Einschränkungen wurde für die folgenden Abschnitte die Modulation des Abstandes SWS — Messspiegel favorisiert. Diese wurde durch eine Modulation des Messspiegels erreicht, welche durch den in Bild 5.23 dargestellten

PZT auf einfache Weise realisiert werden kann. Eine Modulation des *SWS* stellte sich mit der gegenwärtigen Trägerplatine als nicht praktikabel dar. Für zukünftige phasenmodulierte *SWI* ist jedoch eine Modulation des *SWS* zu bevorzugen. Der kleine und leichte *SWS* kann einfacher mit hoher Frequenz moduliert werden als der u. U. große und massereiche Messspiegel. Weiterhin kann die elektrische Verbindung zum Spiegel entfallen und stattdessen die ohnehin notwendige Verbindung zum *SWS* erweitert werden.

Die Arkustangensdemodulation der Spektralanteile aus den Gleichungen 5.10 und 5.12 erfordert, dass der Sinus- und der Kosinus-Anteil gleiche Amplituden $\hat{s}_{\sin} = \hat{s}_{\cos}$ aufweisen. Der Modulationshub z_{mod} ist daher so zu wählen, dass

$$J_1\left(\frac{4\pi}{\lambda}z_{\text{mod}}\right) = J_2\left(\frac{4\pi}{\lambda}z_{\text{mod}}\right). \quad (5.13)$$

Für Gleichung 5.13 existieren mehrere Lösungen (Schnittpunkte von $J_1(\cdot)$ und $J_2(\cdot)$ in Bild 5.38), der Modulationshub des Messspiegels kann unter diesen Stellen frei gewählt werden. Da die zugehörige Signalamplitude jedoch mit steigendem z_{mod} abnimmt, wird aus der Menge der Lösungen mit $z_{\text{mod}} > 0$ der minimale Modulationshub am ersten Schnittpunkt von $J_1(\cdot)$ und $J_2(\cdot)$ bei $\frac{4\pi}{\lambda}z_{\text{mod}} \approx 2,63$ gewählt. Für ein *SWI* auf Basis eines He-Ne-Lasers mit $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ ist

$$z_{\text{mod}} = 132 \text{ nm}. \quad (5.14)$$

Weiterhin sind die Anfangsphasenwinkel der beiden *LO* so zu wählen, dass

$$\delta_{LO_1} = \delta_T \quad (\text{Gleichung 5.9}) \quad \text{und} \quad (5.15)$$

$$\delta_{LO_2} = 2\delta_T \quad (\text{Gleichung 5.11}). \quad (5.16)$$

In der praktischen Umsetzung eines phasenmodulierten *SWI* ist dabei zu beachten, dass durch die eingesetzten Sensoren (*SWS*), Aktoren (*PZT*) und Hilfselemente (Verstärker usw.) zusätzliche Phasenverschiebungen entstehen (Bild 5.39), die den Anfangsphasenwinkeln δ_T oder δ_{LO} in den Gleichungen 5.9 und 5.11 zugerechnet werden müssen. Aus diesen Phasenverschiebungen resultiert der Anfangsphasenwinkel δ_S des Photosignals s_{\sim} , für den i. A. $\delta_S \neq \delta_T$ gilt.

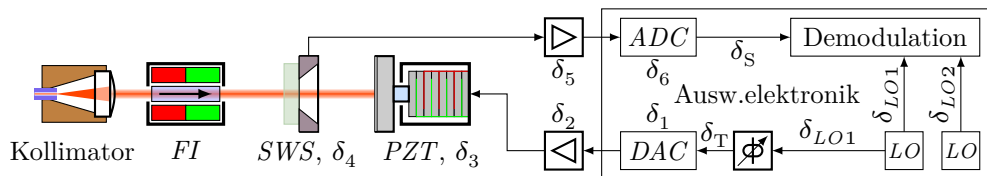


Bild 5.39: Zusätzliche Phasenverschiebungen δ_i in den Komponenten Digital-Analog-Umsetzer (Digital-to-Analog Converter, DAC) (δ_1), Verstärker (δ_2 , δ_5), *PZT* (δ_3), *SWS* (δ_4) und Analog-Digital-Umsetzer (Analog-to-Digital Converter, ADC) (δ_6) eines *SWI* und Kompensation durch einen Phasenschieber zwischen *LO* und Stellglied (DAC).

In der Praxis kann die Einhaltung der Gleichungen 5.15 und 5.16 dadurch erreicht werden, dass die Anfangsphasenwinkel beider LO gleich sind ($\delta_{LO_1} = \delta_{LO_2}$) und der Anfangsphasenwinkel δ_T des Trägersignals an die Phasenverschiebung entlang der Strecke

DAC (Stellglied) \rightarrow Verstärker $\rightarrow PZT \rightarrow$ Messspiegel $\rightarrow SWS \rightarrow TIV \rightarrow ADC$ (Messgrößenerfassung)

angepasst wird.⁴

5.3.3 Auswertalgorithmus und -elektronik

Zur Signalerfassung und -verarbeitung wurde ein Einplatinencomputer REDPITAYA (RP) [StemLabs, 2017] verwendet. Dieser basiert auf einem Ein-Chip-System ZYNQ-7000 [Xilinx Inc., 2019], welches einen ARM-Prozessor [Arm Holdings, 2019] und ein programmierbares Logikgatter (Field Programmable Gate Array, $FPGA$) [Page u. a., 1985; Page, 1985] enthält. Weitere Funktionsgruppen sind

- eine Anlogschnittstelle mit ADC und DAC [Tietze u. a., 1999],
- digitale Ein- und Ausgänge (Digital Input/Output, DIO) und
- verschiedene Schnittstellen zur seriellen Kommunikation mit Standard-Rechentechnik.

Auf dem $FPGA$ wurden, entsprechend der Beschreibungen in den vorigen Abschnitten, folgende Funktionen implementiert

- Generierung des Modulationssignals der Frequenz f_T mit variabler Anfangsphase δ_T ⁵ und Ausgabe über einen DAC an den zur Modulation der Messspiegelposition z_M verwendeten PZT ,
- Generierung von s_{LO_1} und s_{LO_2} ,
- Mischen dieser Signale mit dem per ADC digitalisierten Sensorsignal s_{\sim} ,
- Tiefpassfiltern der Mischprodukte,
- Arkustangensdemodulation der gewonnenen Quadratursignale zur Bestimmung von δ_S bzw. z_M , Sprungdetektion,
- Bestimmung von \hat{s}_{\sin} und \hat{s}_{\cos} als Kriterien zur Einstellung von δ_T sowie
- Hilfsfunktionen.

Bild 5.40 zeigt den verwendeten Algorithmus als Blockschaltbild.

⁴Angelehnt an den Begriff der Strecke in der Regelungstechnik, dem Bereich zwischen Stellglied (hier: DAC) und Ort der Messgrößenerfassung (hier: ADC) [Lunze, 2008].

⁵Zur Anpassung an die Strecke zur Gewährleistung der Gleichungen 5.15 und 5.16.

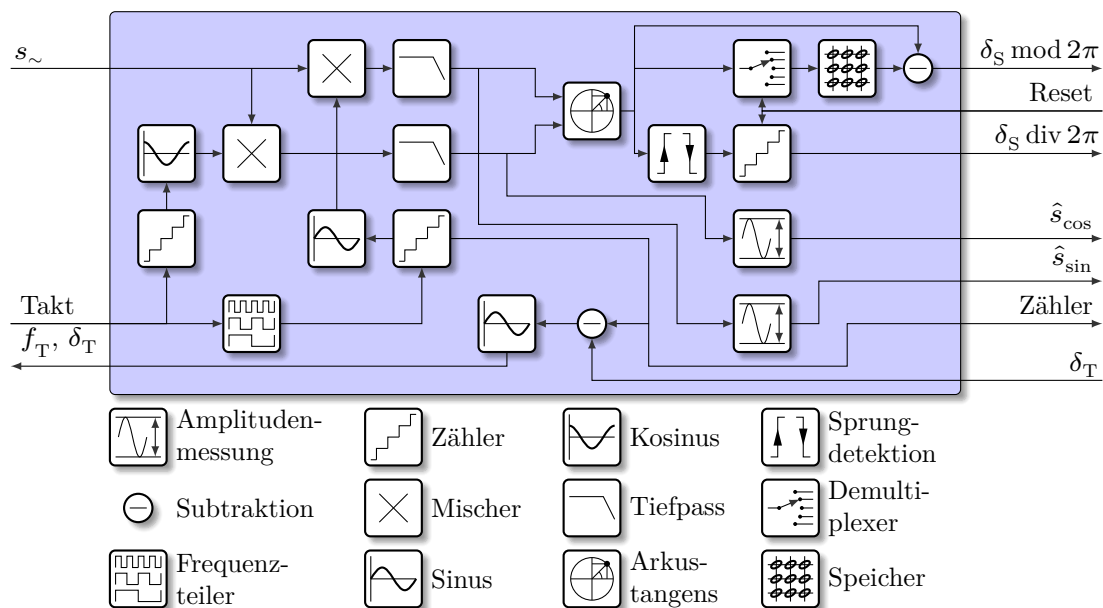


Bild 5.40: Signalverarbeitung des phasenmodulierten SWI zur Bestimmung des Phasenwinkels δ_S von s_{\sim} . Die Berechnung der Sinus- und Kosinuswerte der LO sowie des Arkustangens erfolgen mittels CORDIC-Algorithmus [Volder, 1959]. Als Tiefpass kommen Filter mit endlicher Impulsantwort [Ifeachor u. a., 2002] zum Einsatz.

Das Sensorsignal s_{\sim} wird mit 31,25 MHz digitalisiert und gemäß Bild 5.40 verarbeitet. Die Tiefpassfilterung der Mischprodukte erfolgt unter Anwendung einer 128-fachen Heruntertaktung, die Messwerte für den Phasenwinkel δ_S stehen daher mit einer Messfrequenz $f_s = 244 \text{ kHz}$ zur Verfügung. Diese Messwerte sowie weitere Informationen werden vom *FPGA*-Teil des *ZYNQ* über eine Advanced Extensible Interface (*AXI*)-Verbindung [Xilinx Inc., 2017; Arm Holdings, 2017] in den *ARM*-Teil des *ZYNQ* übertragen. Dort läuft ein *UBUNTU*-Betriebssystem [Canonical Ltd., 2019], welches die Kommunikation zum Mess-PC (Client) über eine *TCP*-Verbindung abwickelt. Die Werte für δ_S werden aufgrund des nicht echtzeitfähigen Betriebssystems nicht isochron vom *FPGA*-Teil in dem *ARM*-Teil übernommen, aus diesem Grund wird mit jedem Wert von δ_S zusätzlich der Stand eines internen Hardware-Zählers als Zeitstempel übermittelt. Für eine Datenübertragung in Echtzeit kann die Kommunikation mit weiterer Hardware optional über digitale Ein- und Ausgänge (Digital Input/Output, *DIO*) erfolgen. Bild 5.41 zeigt eine schematische Darstellung des Gesamtsystems.

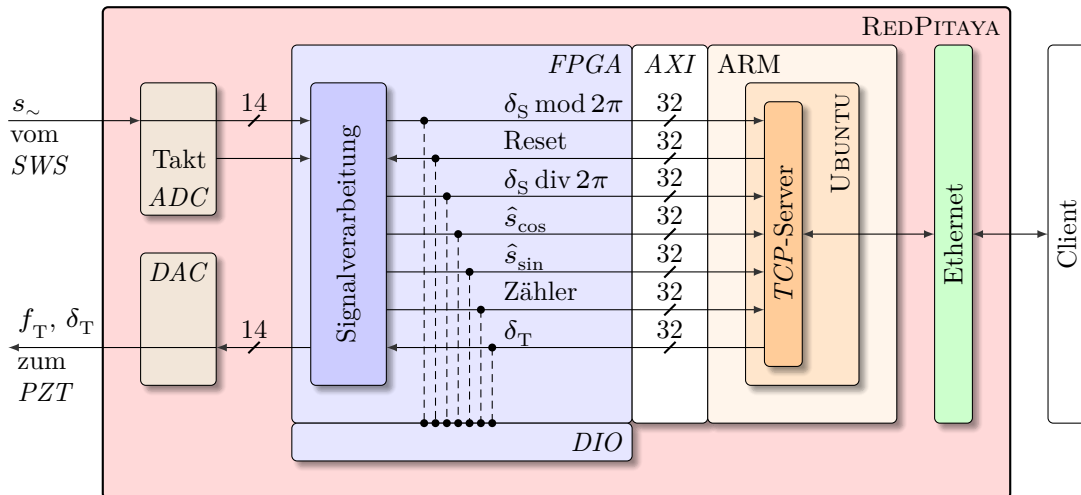


Bild 5.41: Schema der Signalverarbeitung und Kommunikation. Das Signal s_{\sim} des SWS wird digitalisiert und danach dessen Phasenwinkel δ_S und weitere Größen ermittelt. Diese werden vom FPGA in das Betriebssystem übertragen und von dort per TCP an den/die Client(en) verteilt. Der PZT zur Modulation der Spiegelposition z_M wird von einem auf dem FPGA generierten Modulationssignal mit variabler Anfangsphase δ_T gespeist.

Vor dem Einsatz der Auswerteelektronik für reale interferometrische Messungen wurden zunächst deren Eigenschaften untersucht. Dazu wurde der Analog-Eingang des RP mit einem FuG gespeist, verschiedene Testsignale erzeugt und die beschriebenen Auswertungen durchgeführt.

Zunächst wurde die Linearitätsabweichung der ADC untersucht. Diese hat einen vergleichbaren Einfluss auf die Längenmessung wie die der SWS (Abschnitt 5.1.2). Zur Aufnahme der Kennlinie wurde ein treppenförmiger Spannungsverlauf über den gesamten Eingangsspannungsbereich der ADC mittels FuG als gesteuerte Gleichspannungsquelle erzeugt. Der vom ADC ausgegebene Spannungswert wurde daraufhin mit einem als Spannungsmessgerät geschalteten Digitalmultimeter (DMM) verglichen, siehe Bild 5.42.

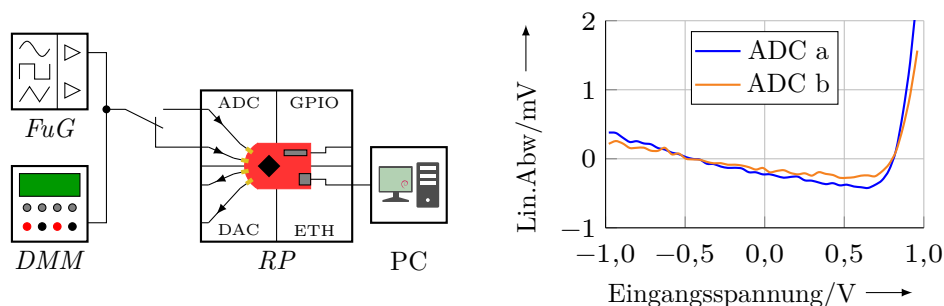


Bild 5.42: Linearitätsabweichung der ADC des RP, schematischer Messaufbau (links) und ermittelte Linearitätsabweichung (rechts). Dargestellt sind die trendbereinigten Mittelwerte aus 12 Messungen.

Ab ca. 0,75 V tritt eine verstärkte Abweichung der ADC von einer ideal linearen Kennlinie auf. Daher wurden für die weiteren Untersuchungen lediglich Eingangsspannungen von $-0,5\text{ V}$ bis $+0,5\text{ V}$ verwendet, bei Messungen mit einem SWS wurde die Verstärkung des TIV entsprechend eingestellt bzw. dimensioniert.

Im nächsten Schritt wurde die Linearitätsabweichung der Auswertelektronik überprüft. Dazu wurde durch den FuG ein s_{\sim} -äquivalentes Signal, welches einer gleichförmigen Bewegung des Messspiegels entspricht, erzeugt und dem RP zugeführt. Bild 5.43 zeigt die Linearitätsabweichung $\Delta\delta_S$ der Auswertelektronik und, zur besseren Vorstellung, die äquivalente z -Verschiebung bzw. Abweichung Δz , welche der Messspiegel in einem Aufbau nach Bild 5.23 erfahren hätte.

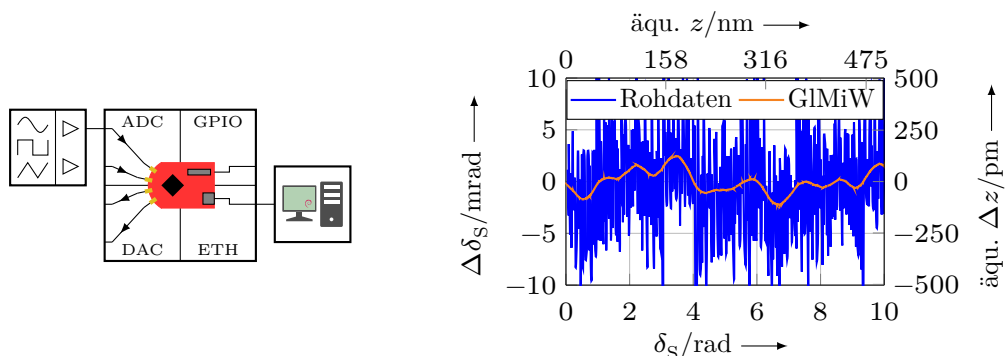


Bild 5.43: Linearitätsabweichung der Auswertelektronik, ermittelt durch FuG mit kontinuierlich laufender Phase δ_S , Messaufbau (links) und Messwerte (rechts). Die Linearitätsabweichung ist äquivalent kleiner $\pm 146\text{ pm}$. Die Abtastfrequenz von δ_S ist $f_s = 122\text{ kHz}$. Dargestellt sind die Rohdaten und die Werte eines gleitenden Mittelwertfilters der Länge 1000.

Zur Demonstration des Auflösungsvermögens wurde das s_{\sim} -äquivalente Signal des FuG rechteckförmig phasenmoduliert, was einer oszillierenden Variation des Abstandes zwischen SWS und Messspiegel entspricht. Eine äquivalente Spiegelverschiebung von $\pm 27\text{ pm}$ konnte dabei sicher detektiert werden (Bild 5.44).

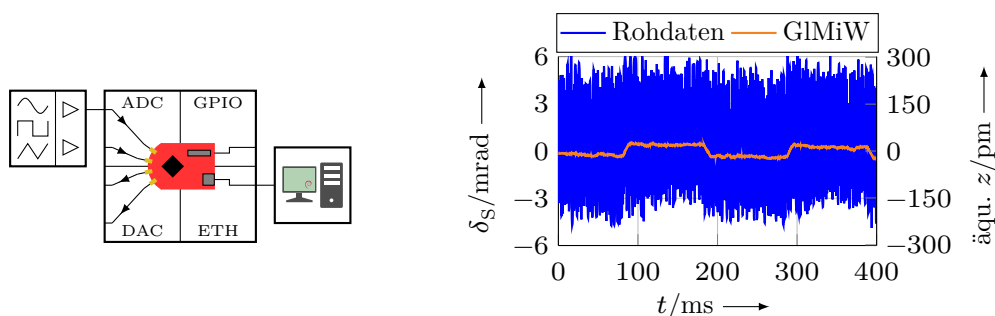


Bild 5.44: Synthetische Oszillationsbewegung durch FuG mit rechteckförmiger Phasenmodulation von s_{\sim} , Messaufbau (links) und Messwerte (rechts). Der Phasenhub ist äquivalent einer $\pm 27\text{ pm}$ z -Verschiebung des Messspiegels. Die Abtastfrequenz von δ_S ist $f_s = 122\text{ kHz}$. Dargestellt sind die Rohdaten und die Werte eines gleitenden Mittelwertfilters der Länge 1000.

Mit der Untersuchung synthetischer Signale an der Auswertelektronik konnte deren prinzipielle Eignung zur Auswertung phasenmodulierter Sensorsignale gezeigt werden. Nach diesem Schritt wurde die Auswertelektronik für reale interferometrische Messungen mit einem *SWI* eingesetzt. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

5.3.4 Demonstrationsmessungen

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Untersuchungen wurden mit einem auf Bild 5.23 basierenden Aufbau durchgeführt. Bild 5.45 zeigt ein Foto der Gesamtanordnung und als Detail den Piezoaktor mit aufgeklebtem Messspiegel. Bei dem Piezoaktor handelt es sich um einen Ultraschallwandler (*USW*) [Pro-Wave Electronics Corporation, 2019], dessen ursprünglicher Einsatzzweck die akustische Entfernungsmessung nach dem Laufzeitverfahren (Echoortung) ist.

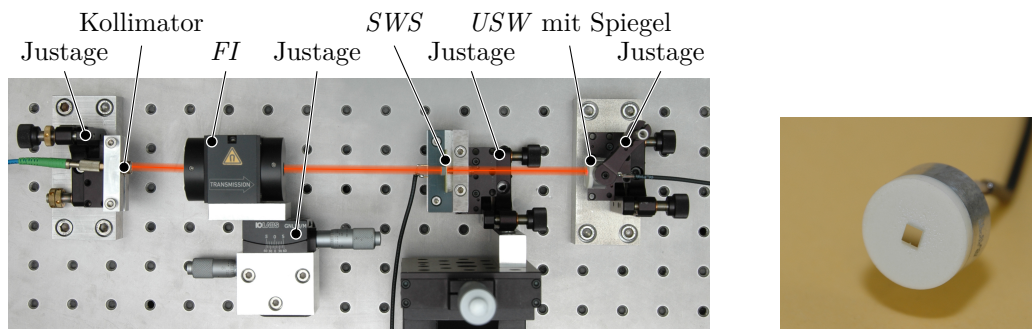


Bild 5.45: Grundaufbau des *SWI* mit Phasenmodulation (links), bestehend aus Kollimator, *FI*, ortsfestem *SWS* und Messspiegel, dessen Position entlang der optischen Achse mit einem Hub z_{mod} und einer Frequenz f_T moduliert wird. Zur Erzeugung der Modulationsbewegung ist der Messspiegel auf einen *USW* aufgeklebt (Detailaufnahme rechts).

Entgegen der vorgesehenen Betriebsart⁶ wurde der *USW* dauerhaft mit einer sinusförmigen Wechselspannung beaufschlagt. Die Frequenz der Wechselspannung entsprach der Resonanzfrequenz des *USW*, die Amplitude wurde so angepasst, dass ein Modulationshub des Messspiegels gemäß Gleichung 5.14 entsteht.

Da bei einer Modulation des Messspiegels der Gleichanteil s_0 des Photosignals für die Signalauswertung nicht relevant ist, wurde bei allen Messungen dieses Abschnitts der *SWS* an die Auswertelektronik wechselstromgekoppelt. Dadurch kann ein höherer Verstärkungsfaktor für den *TIV* gewählt werden, ohne den zulässigen Eingangsspannungsbereich des *ADC* zu überschreiten.

In dem in Bild 5.45 gezeigten Aufbau wurde der Messspiegel wie beschrieben moduliert, der resultierende Photostrom mittels *TIV* verstärkt und mit einem

⁶Die vorgesehene Betriebsart besteht in der Aussendung eines Ultraschallpulses und anschließender Detektion des durch einen akustischen Reflektor erzeugten Echos. An Hand der Laufzeit (Zeitdauer zwischen Senden und Empfangen des Pulses) kann die Distanz zwischen *USW* und Reflektor berechnet werden.

DSO aufgezeichnet. Der Wechselanteil $i_{\text{ph}\sim}$ des Photostroms bei ruhendem SWS sowie die DFT von $i_{\text{ph}\sim}$ sind in Bild 5.46 dargestellt. Die DFT zeigt die Spektralanteile der einfachen bis vierfachen Modulationsfrequenz f_T analog Bild 5.37.

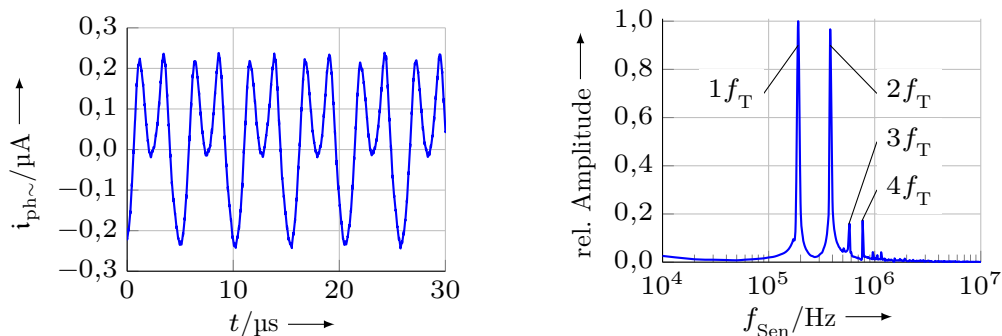


Bild 5.46: Wechselsignal des Photostroms (links) von Sensor 07 in einem SWI-Aufbau mit moduliertem Messspiegel. Die DFT (rechts) zeigt die Spektralanteile bei $f_T = 190$ kHz sowie $2f_T$, $3f_T$ und $4f_T$. Höhere Spektralanteile wurden durch einen Tiefpassfilter mit $f_c = 1$ MHz unterdrückt.

Das Signal s_{\sim} besteht aus Anteilen ganzzahliger Vielfacher der Modulationsfrequenz f_T mit unterschiedlichen Amplituden gemäß Gleichungen 5.5 und 5.6. Die Amplituden sind dabei abhängig vom Modulationshub des Messspiegels z_{mod} (Bild 5.38). Bei der Lock-In-Auswertung beeinflusst zusätzlich die Phasenverschiebung zwischen Trägersignal und Lokalszillator $\delta_T - \delta_{LO}$ die Amplitude des jeweiligen in das Basisband versetzten Spektralanteils. Um den Einfluss auf die relevanten Spektralanteile ($1f_T$, $2f_T$) zu zeigen, wurde der Anfangsphasenwinkel δ_T bei konstanten δ_{LO} und z_{mod} variiert um die Gleichungen 5.13, 5.15 und 5.16 gezielt zu verletzen. Zeitgleich wurden die Amplituden \hat{s}_{sin} und \hat{s}_{cos} gemessen. Anschließend wurde der Anfangsphasenwinkel δ_T durch Vorgabe über den Client-PC und Addition mit dem zugehörigen FPGA-Zähler, (siehe Bilder 5.40 und 5.41) schrittweise variiert, die resultierenden Amplituden gemessen und an den Client-PC zurückgegeben. Der ermittelte Zusammenhang zwischen δ_T und den relativen Amplituden der Spektralanteile $1f_T$ und $2f_T$ wird in Bild 5.47 deutlich.

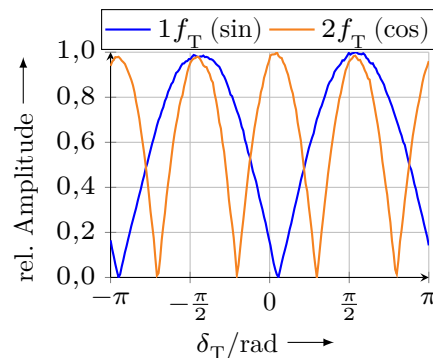


Bild 5.47: Relative Amplituden der zur Quadratur-signalgewinnung genutzten Spektralanteile in Abhängigkeit des Phasenwinkels des Trägersignals.

Der Verlauf der Amplituden ist aufgrund der Phasenverschiebung entlang der Strecke (siehe Bild 5.39) nicht symmetrisch zu $\delta_T = 0$. Bei Betrieb des

phasenmodulierten *SWI* muss daher, wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben, die Phasenverschiebung zwischen *LO* und Trägersignal an die Phasenverschiebung entlang der Strecke angepasst werden. Andernfalls resultieren unterschiedliche Amplituden \hat{s}_{\sin} und \hat{s}_{\cos} , welche bei der nachfolgenden Arkustangensauswertung entsprechende Linearitätsabweichungen verursachen. Als Arbeitspunkt für δ_T kann jeder Punkt verwendet werden, an dem $\hat{s}_{\sin} = \hat{s}_{\cos}$ ist. Dieser Arbeitspunkt ist im Betrieb ggf. permanent nachzuführen, um Änderungen der Phasenverschiebung entlang der Strecke (z. B. durch thermisches Driften des *PZT*) zu kompensieren.

Die Arkustangensdemodulation in der Auswertelektronik basiert auf ideal sinus- und kosinus-förmigen Signalen. Während die korrekte Phasenbeziehung der einzelnen Spektralanteile durch die in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen mathematischen Zusammenhänge stets gegeben ist, wird deren Amplitudenverhältnis durch z_{mod} und $\delta_T - \delta_{LO}$ bestimmt. Die relevanten Anteile $1f_T$ und $2f_T$ weisen daher in der Praxis keine exakt identischen Amplituden auf, wodurch bei realen Messungen mit dem phasenmodulierten *SWI* ein Demodulationsfehler entsteht, der sich i. d. R. als periodische Längenmessabweichung darstellt. Die Ermittlung der periodischen Längenmessabweichungen des phasenmodulierten *SWI* erfolgt analog Abschnitt 5.2.2 mit einem optischen Aufbau nach Bild 5.45, bei dem der Messspiegel an einem geheizten Ms-Stab angebracht ist (vgl. Bild 5.31). Zur Ermittlung der periodischen Längenmessabweichungen Δz wurde in der Abkühlphase des Ms-Stabes das Signal s_{\sim} aufgezeichnet und der äquivalente Weg z berechnet. Die ermittelten periodischen Längenmessabweichungen zeigt Bild 5.48.

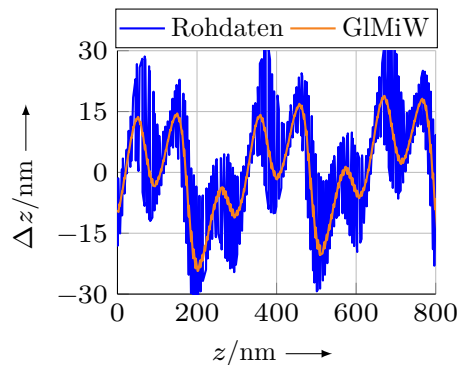


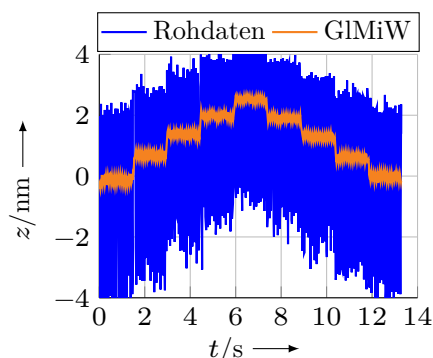
Bild 5.48: Längenmessabweichungen Δz eines *SWI* mit Phasenmodulation. Δz enthält Anteile der Periode $\frac{\lambda}{2}$ und $\frac{\lambda}{4}$. Dargestellt sind die Rohdaten mit $f_s = 19,7 \text{ kHz}$ und die Werte eines gl. Mittelwertfilters der Länge 1000.

Mögliche Ursachen für die in Bild 5.48 sichtbaren periodischen Längenmessabweichungen sind Mehrfachreflexionen zwischen *SWS* und Messspiegel (siehe Abschnitt 2.3.3), Oberwellen der mechanischen Schwingung des *PZT*, eine nicht ideale Modulationsamplitude z_{mod} und ein nicht idealer Phasenwinkel δ_T .

Zur Demonstration des Auflösungsvermögens des phasenmodulierten *SWI* wurde der den Messspiegel tragende *USW* aus Bild 5.45 auf einen *PZT* montiert, welcher mit dem stufenförmigen Spannungssignal eines *FuG* beaufschlagt wurde. Auf diese Weise konnte der Messspiegel zusätzlich zur Modulationsbewegung z_{mod} schrittweise entlang der z -Achse verfahren werden. Der Wechselanteil s_{\sim} des entstehenden Sensorsignals wurde der Auswertelektronik zugeführt und dessen

Phasenwinkel δ_S bestimmt. Bild 5.49 zeigt die gemessene Verschiebung z des Messspiegels entlang der optischen Achse.

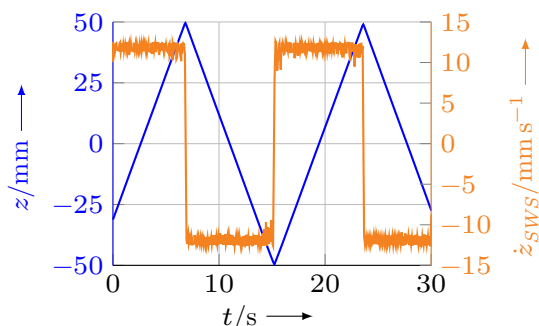
Bild 5.49: Schrittweises Verfahren des Messspiegels in z -Richtung mittels PZT. Die mittlere Stufenhöhe beträgt 0,6 nm. Die Abtastfrequenz von δ_S ist $f_s = 54,2$ kHz. Dargestellt sind die Rohdaten und die Werte eines gleitenden Mittelwertfilters der Länge 4000.



Eine Messung von Spiegelverschiebungen im sub-nm-Bereich mit einem phasenmodulierten *SWI* konnte somit nachgewiesen werden.

Um die Eignung des phasenmodulierten *SWI* für große Verfahwege und hohe Verfahrgeschwindigkeiten zu untersuchen, wurde der *SWS* inklusive der Justagebaugruppe an eine motorische Gewindespindelachse montiert und anschließend alternierend über den gesamten Bewegungsbereich verfahren. Bild 5.50 zeigt die gemessene Verschiebung des *SWS* sowie die zugehörige momentane Geschwindigkeit. Die maximale Verfahrgeschwindigkeit wurde dabei von der Flankensteilheit des Tiefpassfilters (Bild 5.40) und vom Abstand der einzelnen Spektralanteile (Bild 5.37) begrenzt, welcher durch die Modulationsfrequenz $f_T = 190$ kHz bestimmt wird. Bei Bewegung des Messspiegels bzw. des *SWS* entlang der optischen Achse entstehen um jeden Spektralanteil geschwindigkeitsabhängig zusätzliche Seitenbänder, die nicht die benachbarten Spektralanteile durchdringen dürfen. Die theoretische Begrenzung für die Spiegelverschiebung bei Einsatz eines (theoretischen) Tiefpassfilters mit idealen Filtereigenschaften liegt bei $\dot{z}_{Sp} = \frac{1}{4}\lambda f_T$.

Bild 5.50: Position und Geschwindigkeit des *SWS* beim Verfahren mittels motorischer Linearachse.



Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass mit einem phasenmodulierten *SWI* und einer entsprechenden Auswerteelektronik interferometrische Messungen mit Vor-Rückwärts-Erkennung auch mit nur einem *SWS* im Strahlengang möglich sind. Die Begrenzung der maximalen Verfahrgeschwindigkeit durch den verwendeten *PZT* stellt momentan noch eine Einschränkung des Prinzips dar, kann aber

bei Einsatz anderer, ggf. angepasster Schallwandler umgangen werden⁷. In diesem Fall erfüllt das Verfahren die Anforderungen aus Abschnitt 3.5.

5.4 Heterodynes SWI

Die bisherigen Varianten des SWI basierten auf der orthogonalen Reflexion einer einfallenden Welle an einem Spiegel. Einfallende und reflektierte Welle wiesen demzufolge eine identische Wellenlänge bzw. Frequenz auf und das statische Intensitätsprofil der resultierenden stehenden Welle war an den Messspiegel gekoppelt (siehe Abschnitt 2.2).

In diesem Abschnitt wird ein anderer Ansatz verfolgt, bei dem sich zwei Laserquellen unterschiedlicher Frequenz f_1 und f_2 gegenüberstehen, deren koaxiale Strahlen in entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung interferieren. Daraus resultiert eine stehende Welle, deren Intensitätsprofil I_{SW} sich entlang der optischen Achse z mit einer Geschwindigkeit

$$\dot{z}_{SW} = c \frac{f_1 - f_2}{f_1 + f_2} \quad (5.17)$$

bewegt. Das bewegte Intensitätsprofil kann durch einen SWS detektiert werden, wobei aus der Frequenz des entstehenden Photosignals auf die Geschwindigkeit \dot{z}_{SWS} und die Bewegungsrichtung des Sensors geschlossen werden kann. Den grundlegenden Aufbau des heterodynen SWI zeigt Bild 5.51, dessen Funktion wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

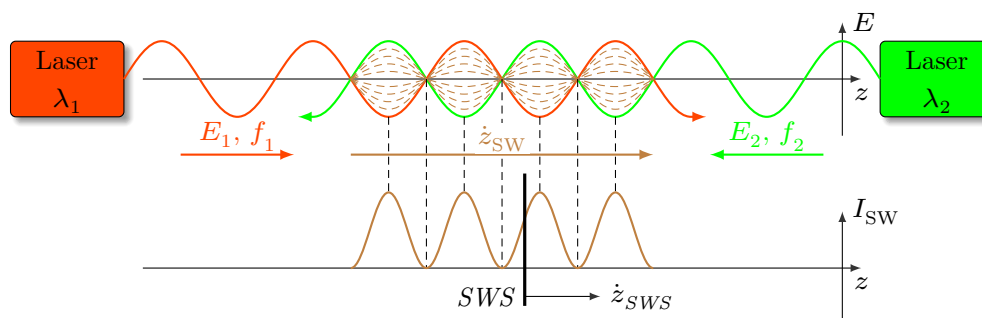


Bild 5.51: Interferenz zweier elektromagnetischer Wellen mit unterschiedlicher Frequenz f_1 und f_2 und entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung. Das Intensitätsprofil I_{SW} der stehenden Welle bewegt sich mit einer Geschwindigkeit \dot{z}_{SW} entlang der optischen Achse und kann mittels eines SWS erfasst werden.

5.4.1 Eigenschaften der heterodynen stehenden Welle

Das heterodyne SWI enthält zwei Laserquellen unterschiedlicher Frequenz (siehe Bild 5.51). Laserquelle 1 mit E_1 ist in positive z -Richtung orientiert, Laserquelle

⁷Ultraschallwandler mit einer Nennfrequenz von 1,65 MHz sind bereits kommerziell verfügbar [Pro-Wave Electronics Corporation, 2019].

2 mit E_2 in negative z -Richtung. Die beiden elektromagnetischen Wellen können dann dargestellt werden als

$$E_1 = \hat{E}_1 \cos \left(2\pi f_1 \left(\frac{z}{c} - t \right) + \delta_1 \right) \quad \text{und} \quad (5.18)$$

$$E_2 = \hat{E}_2 \cos \left(2\pi f_2 \left(-\frac{z}{c} - t \right) + \delta_2 \right) . \quad (5.19)$$

Für die folgenden Betrachtungen wird angenommen

$$\delta_1 = \delta_2 = 0, \quad (5.20)$$

$$\hat{E}_1 = \hat{E}_2 = \hat{E} \quad \text{und} \quad (5.21)$$

$$f_1 > f_2 . \quad (5.22)$$

Wie im homodynen Fall bei der senkrechten Reflexion einer elektromagnetischen Welle an einem Spiegel, resultiert auch bei unterschiedlichen Frequenzen der Teilstrahlen die stehende Welle aus der Superposition der beiden Feldstärken E_1 und E_2 . Unter Verwendung des Additionstheorems $\cos a + \cos b = 2 \cos \frac{a+b}{2} \cdot \cos \frac{a-b}{2}$ kann die resultierende Feldstärke E_{res} berechnet werden

$$\begin{aligned} E_{\text{res}} &= E_1 + E_2 \\ &= 2\hat{E} \cos \left(\pi \left[(f_1 - f_2) \frac{z}{c} - (f_1 + f_2) t \right] \right) \\ &\quad \cdot \cos \left(\pi \left[(f_1 + f_2) \frac{z}{c} - (f_1 - f_2) t \right] \right) . \end{aligned} \quad (5.23)$$

Für einen ruhenden SWS mit $\dot{z}_{SWS} = 0$ gilt $z = \text{konst.}$ In Gleichung 5.23 kann dann vereinfachend $z = 0$ gesetzt werden, damit ist die resultierende Feldstärke $E_{\text{res}}|_{\text{fix}}$ für einen ruhenden Sensor

$$E_{\text{res}}|_{\text{fix}} = 2\hat{E} \cos(\pi(f_1 + f_2)t) \cdot \cos(\pi(f_1 - f_2)t) . \quad (5.24)$$

Emittieren beide Laserquellen mit nahezu identischer Frequenz $f_1 \approx f_2$, so gilt $f_1 - f_2 \ll f_1 + f_2$. Der Term $\cos(\pi(f_1 - f_2)t)$ kann somit als Amplitudenmodulation der Feldstärke $E_{\text{res}}|_{\text{fix}}$ mit der Frequenz $f_1 - f_2$ angesehen werden [Hecht, 2009]

$$\hat{E}_{\text{mod}}(t) = 2\hat{E} \cos(\pi(f_1 - f_2)t) \quad \text{und somit} \quad (5.25)$$

$$E_{\text{res}}|_{\text{fix}} = \hat{E}_{\text{mod}}(t) \cdot \cos(\pi(f_1 + f_2)t) . \quad (5.26)$$

Für die Intensität I_{SW} der stehenden Welle gilt $I_{\text{SW}} \sim \hat{E}_{\text{mod}}^2(t)$. Mit der trigonometrischen Beziehung $\cos^2(a) = \frac{1}{2}(1 + \cos(2a))$ ist die detektierte Intensität für einen ruhenden Sensor

$$I_{\text{SW}}|_{\text{fix}} \sim 2\hat{E}^2 (1 + \cos(2\pi(f_1 - f_2)t)) . \quad (5.27)$$

Für einen ortsfesten Sensor bzw. an einer festen Position im Raum wird die Intensität I_{SW} der stehenden Welle daher mit der Differenzfrequenz (Beatfrequenz) der beiden Laserquellen

$$f_{\text{b}} = f_1 - f_2 \quad (5.28)$$

moduliert.

Für einen gleichförmig translatorisch entlang der z -Achse bewegten Sensor mit einer Geschwindigkeit \dot{z} gilt $z = \dot{z}t + z_0$. Eingesetzt in Gleichung 5.23 und mit $z_0 = 0$ resultiert die Feldstärke $E_{\text{res}}|_{\text{tr}}$ an einem bewegten Sensor

$$E_{\text{res}}|_{\text{tr}} = 2\hat{E} \cos\left(\pi\left[(f_1 - f_2)\frac{\dot{z}}{c} - (f_1 + f_2)\right]t\right) \cdot \cos\left(\pi\left[(f_1 + f_2)\frac{\dot{z}}{c} - (f_1 - f_2)\right]t\right). \quad (5.29)$$

Wie für den ruhenden Sensor wird $f_1 \approx f_2$ angenommen, weiterhin ist bei üblichen Anwendungen $|\dot{z}| \ll c$. Damit ist $(f_1 - f_2)\frac{\dot{z}}{c} \approx 0$. Der erste cos-Term in Gleichung 5.29 ist damit identisch mit dem ruhenden Sensor (Gleichung 5.26), der zweite cos-Term wird wiederum als Amplitudenmodulation betrachtet

$$\hat{E}_{\text{mod}}(t) = 2\hat{E} \cos\left(\pi\left[(f_1 + f_2)\frac{\dot{z}}{c} - (f_1 - f_2)\right]t\right). \quad (5.30)$$

Für die detektierte Intensität $I_{\text{SW}}|_{\text{tr}}$ eines translatorisch bewegten Sensors gilt dann

$$I_{\text{SW}}|_{\text{tr}} \sim \hat{E}_{\text{mod}}^2(t) = 2\hat{E}^2 \left(1 + \cos\left(2\pi\left[(f_1 - f_2) - (f_1 + f_2)\frac{\dot{z}}{c}\right]t\right)\right). \quad (5.31)$$

Die amplitudenmodulierte Intensität der stehenden Welle erfährt demnach eine Frequenzverschiebung durch den DOPPLER-Effekt [Doppler, 1842; Ballot, 1845] mit dem Anteil

$$f_{\text{D}} = -\left(f_1 + f_2\right)\frac{\dot{z}}{c}. \quad (5.32)$$

Mit der getroffenen Festlegung $f_1 > f_2$ (I_{SW} bewegt sich in positive z -Richtung) ist für einen in positiver z -Richtung bewegten Sensor $f_{\text{D}} < 0$, in negativer z -Richtung ist $f_{\text{D}} > 0$, siehe Bild 5.52.

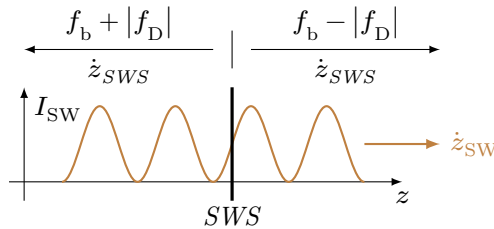


Bild 5.52: DOPPLER-Ver-schiebung bei beweg-tem SWS.

Sind die Frequenzen f_1 und f_2 der beiden Laserquellen bekannt, kann aus der durch den *SWS* detektierten Frequenz

$$f_{\text{Sen}} = f_1 - f_2 + f_D = f_b + f_D \quad (5.33)$$

auf Betrag und Vorzeichen von f_D und damit die Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit \dot{z}_{SWS} des Sensors geschlossen werden.

5.4.2 Signalverarbeitung

Die Signalauswertung zur Bestimmung des Verschiebewegs z des Mess-*SWS* basiert auf der Ermittlung der Phasendifferenz δ_D zwischen dessen Signal s_{\sim} und einem Referenzsignal s_b als Verkörperung der Differenzfrequenz f_b .

Zur Bestimmung der Phasendifferenz zwischen den zwei Signalen s_{\sim} und s_b existieren die Möglichkeiten

- Messung der zeitlichen Differenz zwischen den Nulldurchgängen beider Signale [Ibrahim u. a., 1987; Wagdy u. a., 1986],
- Nutzung eines digitalen Vektorvoltmeters [Nagy, 1991],
- Berechnung einer *DFT* der beiden Signale [Mahmud, 1989; Mahmud, 1990],
- Approximation durch ein ideales Signal [Micheletti, 1991],
- Berechnung der Kreuzkorrelation der beiden Signale [Liang u. a., 2012] und
- Umsetzung in das Basisband und anschließende Arkustangensdemodulation.

Für die Signalauswertung wird im Rahmen dieser Arbeit die Umsetzung in das Basisband verwendet. Dies kann durch eine Unterabtastung der Signale mit einer adäquaten Abtastfrequenz f_s [Kohlenberg, 1953; Dannberg u. a., 2017] erfolgen. Eine weitere Variante ist die Abwärtsmischung der Signale durch Multiplikation mit einem Signal der Frequenz $f_{LO} \approx f_b$ welches aus einem *LO* stammt. Durch eine anschließende Tiefpassfilterung werden unerwünschte Mischprodukte unterdrückt (Lock-In-Prinzip) [Köchert u. a., 2011; Köchert u. a., 2012].

Bei diesem Vorgehen werden das Signal

$$s_{\sim} = \hat{s}_{\sim} \cos(2\pi f_{\text{Sen}} t + \delta_S) \quad (5.34)$$

des *SWS* mit dem Anfangsphasenwinkel δ_S und das Signal

$$s_{LO} = \hat{s}_{LO} \cos(2\pi f_{LO} t + \delta_{LO}) \quad (5.35)$$

des *LO* mit dem Anfangsphasenwinkel δ_{LO} gemischt. Dabei werden die Amplituden \hat{s}_{\sim} und \hat{s}_{LO} vereinfachend mit 2 angenommen. Mit der trigonometrischen Beziehung $\cos a \cos b = \frac{1}{2}(\cos(a+b) + \cos(a-b))$ kann das Produkt umgeformt werden zu

$$s_{\sim} s_{LO} = \frac{1}{2} (2 \cos(2\pi(f_{\text{Sen}} + f_{LO})t + \delta_S + \delta_{LO}) + 2 \cos(2\pi(f_{\text{Sen}} - f_{LO})t + \delta_S - \delta_{LO})) . \quad (5.36)$$

Durch die anschließende Tiefpassfilterung wird der Anteil mit der Summenfrequenz $f_{\text{Sen}} + f_{LO}$ eliminiert

$$s_{\sim} s_{LO} = \cos(2\pi(f_{\text{Sen}} - f_{LO})t + \delta_S - \delta_{LO}) . \quad (5.37)$$

Werden für die Mischung zwei LO mit unterschiedlichen Anfangsphasenwinkeln ($\delta_{LO} = 0$ bzw. $\frac{\pi}{2}$) verwendet, so können zwei um $\frac{\pi}{2}$ phasenverschobene Mischprodukte (Quadratursignale) erzeugt werden

$$\delta_{LO} = 0 : \quad s_{\sim} s_{LO} = \cos(2\pi(f_{\text{Sen}} - f_{LO})t + \delta_S) \text{ und} \quad (5.38)$$

$$\delta_{LO} = \frac{\pi}{2} : \quad s_{\sim} s_{LO} = \sin(2\pi(f_{\text{Sen}} - f_{LO})t + \delta_S) . \quad (5.39)$$

Mit den beiden Signalen 5.38 und 5.39 kann nun eine Arkustangensdemodulation erfolgen, um das Argument der sin- bzw. cos-Funktion zu erhalten. Dieses entspricht der momentanen Phase des Sensorsignals s_{\sim} .

Wird das Differenzfrequenzsignal s_b ebenso wie beschrieben verarbeitet und die Differenz aus dessen Phase und der Phase des Sensorsignals gebildet, folgt daraus die Phasendifferenz

$$\delta_D = 2\pi(f_{\text{Sen}} - f_b)t + \delta_S - \delta_b \quad (5.40)$$

zwischen Sensorsignal und Differenzfrequenzsignal. Die Phasendifferenz δ_D enthält nur noch Phasenwinkel δ_S und Frequenz f_{Sen} des SWS und Phasenwinkel δ_b und Frequenz f_b des Differenzfrequenzsignals. Frequenz und Phase des LO haben keinen Einfluss auf die Berechnung von δ_D .

5.4.3 Heterodyne Laserquelle

Die maximale Geschwindigkeit eines SWS in positiver z -Richtung (Bewegungsrichtung der heterodynen stehenden Welle) ist begrenzt durch die Geschwindigkeit \dot{z}_{SW} des Intensitätsprofils I_{SW} . Ist $\dot{z}_{SWS} = \dot{z}_{SW}$, so wird die durch den SWS detektierte Frequenz $f_{\text{Sen}} = 0$, da keine Relativbewegung zwischen SWS und I_{SW} stattfindet. Bei einer Geschwindigkeit $\dot{z}_{SWS} > \dot{z}_{SW}$ wird jedoch erneut ein Wechsellsignal erzeugt, $\dot{z}_{SWS} = \dot{z}_{SW}$ stellt daher die Grenze des Eindeutigkeitsbereiches zur Detektion der heterodynen stehenden Welle dar (vgl. Gl. 5.31).

Eine Beschränkung der Geschwindigkeit in negativer z -Richtung erwächst aus der Grenzfrequenz f_c der Sensoren, welche zu jedem Zeitpunkt der Messung nicht überschritten werden sollte ($f_{\text{Sen}} < f_c$), um Fehler in der Signalauswertung aufgrund einer zu geringen Signalamplitude \hat{s}_{\sim} zu vermeiden.

Der zulässige Bereich der Geschwindigkeit \dot{z}_{SWS} in positiver und negativer z -Richtung ist in Bild 5.53 grafisch dargestellt.

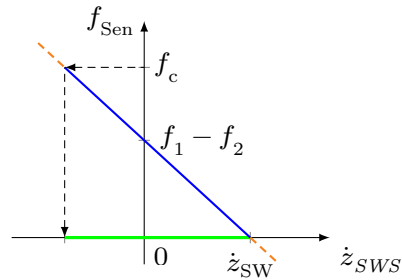


Bild 5.53: Zulässiger Geschwindigkeitsbereich (grün) des SWS in einem heterodyn SWI.

Die beschriebenen Bedingungen können zusammengefasst werden zu

$$0 < (f_1 - f_2) - (f_1 + f_2) \frac{\dot{z}}{c} < f_c . \quad (5.41)$$

Daraus resultiert der zulässige Geschwindigkeitsbereich eines SWS in einem heterodyn SWI

$$-c \frac{f_c - f_b}{f_1 + f_2} < \dot{z}_{SWS} < c \frac{f_1 - f_2}{f_1 + f_2} . \quad (5.42)$$

Aus diesen Beschränkungen hinsichtlich des zulässigen Geschwindigkeitsbereiches des SWS resultieren die Anforderungen an die beiden Laserquellen, welche die Teilstrahlen mit f_1 und f_2 emittieren. Der angestrebte Geschwindigkeitsbereich beträgt, wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, $-1 \text{ m s}^{-1} < \dot{z}_{SWS} < 1 \text{ m s}^{-1}$. In Gleichung 5.42 eingesetzt, folgt für die Differenzfrequenz f_b der beiden Laserquellen

$$\frac{2 \frac{\dot{z}_{SWS_{\max}}}{c} f_2}{1 - \frac{\dot{z}_{SWS_{\max}}}{c}} < f_b < \frac{f_c + 2 \frac{\dot{z}_{SWS_{\min}}}{c} f_2}{1 - \frac{\dot{z}_{SWS_{\min}}}{c}} . \quad (5.43)$$

Für zwei He-Ne-Laser mit $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ und einer Grenzfrequenz der SWS von $f_c = 20 \text{ MHz}$ (Abschnitt 5.1.3) ist

$$3,16 \text{ MHz} < f_b < 16,84 \text{ MHz} . \quad (5.44)$$

Um zwei He-Ne-Laser mit einer Differenzfrequenz in diesem Bereich betreiben zu können, wurde ein Aufbau nach [Sternkopf u. a., 2012a; Köchert u. a., 2014] verwendet. Dieser ist wesentlich flexibler als beispielsweise ein Zeeman-stabilisierter Laser [Zeeman, 1897] ($f_b \approx 2 \text{ MHz}$) oder auf akustooptischen Modulatoren basierende Heterodynverfahren (f_b bis 20 MHz).

Der in dieser Arbeit genutzte Aufbau basiert auf zwei Zweimoden-He-Ne-Laserröhren, von denen eine, der Bezugslaser, auf Modengleichheit stabilisiert wird [Tilsch, 1994]. Der Hauptstrahl des Bezugslasers wird mit dem Hauptstrahl der zweiten Laserröhre, des Nebenlasers, zur Interferenz gebracht und die Differenzfrequenz f_b detektiert. Mittels einer Phasenregelschleife [Vincent, 1919; Ruston, 1951; Sternkopf u. a., 2014] wird die Resonatorlänge des Nebenlasers in der Art

geregelt, dass f_b in Frequenz und Phase mit einer Referenzfrequenz f_{ref} übereinstimmt, die durch einen Referenzoszillator erzeugt wird. Die Strahlen beider Laser werden schließlich in Lichtwellenleiter eingekoppelt, um den Laseraufbau vom SWI räumlich trennen zu können, siehe Bild 5.54.

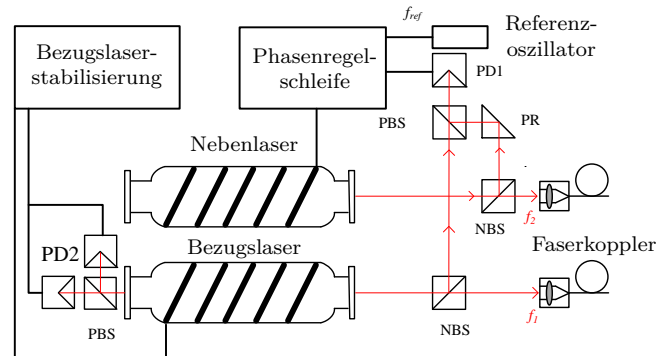


Bild 5.54: Zwei mittels Phasenregelschleife gekoppelte He-Ne-Laser. (NBS: neutraler Strahlteiler, PBS: polarisierender Strahlteiler, PR: Prisma, PD: Photodiode). Nach [Sternkopf u. a., 2012b].

Der Vorteil des verwendeten Aufbaus ist die Variabilität der Differenzfrequenz f_b , welche durch den Referenzoszillator prinzipiell beliebig eingestellt werden kann. Für die durchgeführten Messungen diente für f_{ref} die untere zulässige Grenze von f_b als Orientierung, da in diesem Fall die Signalverarbeitung (Verstärkung, Leitung, Analog-Digital-Umsetzung usw.) weniger problematisch ist als bei höheren f_b . Als Differenzfrequenz wurde daher $f_b = 4$ MHz verwendet.

5.4.4 Varianten des optischen Aufbaus

In Bild 5.51 ist das grundlegende Prinzip des heterodynen SWI dargestellt. Für dessen praktische Umsetzung existieren mehrere Möglichkeiten. Eine direkte Ableitung aus dem Prinzip zeigt Bild 5.55. Als Laserquellen kommen dort zwei Kollimatoren zum Einsatz, die aus der in Abschnitt 5.4.3 beschriebenen Laserquelle gespeist werden. Zwischen den Kollimatoren befindet sich ein Mess-SWS, der entlang der z -Achse verschoben werden kann, woraus ein Photosignal mit einer Frequenz $f_{\text{Sen}} \neq f_b$ resultiert. Die zur Längenmessung als Referenz benötigte Differenzfrequenz f_b (Abschnitt 5.4.2) wird bei diesem Prinzip in der Phasenregelschleife der Laserquelle ermittelt.

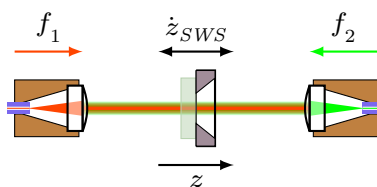


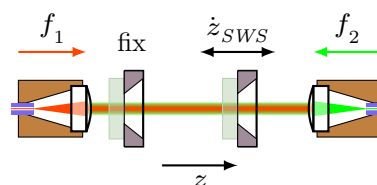
Bild 5.55: Praktische Umsetzung des Prinzips eines heterodynen SWI aus Bild 5.51 mit zwei koaxialen, entgegengesetzt gerichteten Kollimatoren und dazwischen einem verschiebbaren SWS.

Durch die Faserkopplung der Laserquelle können die Laserröhre des He-Ne-Lasers und die zugehörige Elektronik als störende Wärmequelle aus der direkten

Umgebung des interferometrischen Aufbaus entfernt werden. Allerdings resultiert aus der Faserübertragung eine mögliche Störung der Phase der übertragenen elektromagnetischen Welle. Durch äußere Einflüsse wie Vibrationen, mechanische Spannungen und thermische Einflüsse auf die Lichtleitfaser ändert sich deren Übertragungsverhalten was i. d. R. eine Änderung der Austrittspolarisation und -phase zur Folge hat. Da die Bestimmung von f_b bei diesem Prinzip in der Laserquelle vorgenommen wird, können nur aus der Laserquelle resultierende Phasenänderungen (z. B. Rauschen und Drift der Phasenregelschleife) detektiert werden. Anhand des Signals s_{\sim} des Mess-SWS (bzw. auf Basis dessen Frequenz f_{Sen}) kann jedoch nicht unterschieden werden, ob eine Phasenänderung von s_{\sim} aus der Verschiebung des SWS entlang der z -Richtung oder aus einer Beeinflussung der Übertragungstrecke resultiert.

Aus diesem Grund sollte ein zweiter, gestellfester, SWS zur lokalen Detektion von f_b in den Strahlengang eingebracht werden (Bild 5.56). Da die Position dieses Referenz-SWS entlang der optischen Achse als konstant angesehen wird, kann eine ggf. detektierte Frequenz- bzw. Phasenänderung auf Störungen der Übertragungstrecke zurückgeführt werden. Diese Störungen wirken gleichermaßen auf beide SWS und können somit durch eine Phasendifferenzmessung der beiden SWS-Signale eliminiert werden.

Bild 5.56: Variante des optischen Aufbaus eines heterodynen SWI mit einem fixierten Referenz-SWS und einem verschiebbaren Mess-SWS.



Eine Variation des Aufbaus aus Bild 5.56 zeigt Bild 5.57. Dieses Prinzip basiert auf zwei gestellfesten SWS und einem verfahrbaren Messreflektor in Form eines Dachkantspiegels. Bei Stillstand des Messreflektors ist die Frequenz der beiden Sensorsignale gleich und die Phasendifferenz konstant. Bei einer Bewegung des Messreflektors in $+z$ -Richtung mit einer Geschwindigkeit \dot{z}_{Sp} resultiert eine DOPPLER-Verschiebung beider Sensorsignale um den gleichen Betrag, jedoch, für $f_1 > f_2$, mit positivem Vorzeichen bei SWS_1 und negativem Vorzeichen bei SWS_2 .

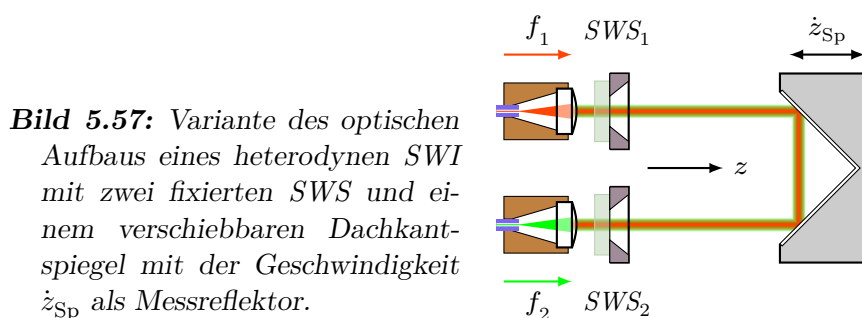


Bild 5.57: Variante des optischen Aufbaus eines heterodynen SWI mit zwei fixierten SWS und einem verschiebbaren Dachkantspiegel mit der Geschwindigkeit \dot{z}_{Sp} als Messreflektor.

Wie beim vorherigen Prinzip, wirken Störungen der Übertragungstrecke gleichermaßen auf beide SWS und können durch eine Phasendifferenzmessung der

beiden SWS -Signale eliminiert werden. Da die DOPPLER- bzw. Phasenverschiebungen von SWS_1 und SWS_2 unterschiedliche Vorzeichen aufweisen, stellt dieser Aufbau ein $\frac{\lambda}{4}$ -Interferometer dar.

Alle in diesem Abschnitt gezeigten optischen Varianten des heterodynen SWI ermöglichen eine interferometrische Längenmessung. Aufgrund der beschriebenen Nachteile des Prinzips aus Bild 5.55 sind jedoch die Prinzipien aus den Bildern 5.56 und 5.57 für praktische Messungen zu bevorzugen.

5.4.5 Selektive Photodiodenverstärker

Die entstehenden Photoströme sind bei den entwickelten SWS aufgrund der erforderlichen Eigenschaften (dünne photoaktive Schicht, Transparenz) geringer als bei handelsüblichen intransparenten Photodioden. Da im Gegensatz zur phasenmodulierten Ausführung des SWI die Sensorsignale des heterodynen SWI eine günstige Charakteristik aufweisen (definierte Mittenfrequenz, kleine relative Bandbreite), bietet sich die Verwendung von angepassten Verstärkerschaltungen an. Insbesondere sollen die Schaltungen eine selektive Verstärkung (Bandpasscharakter) bei einer Mittenfrequenz $f_m = f_b$ aufweisen, wodurch unerwünschte Signalanteile unterdrückt werden können, was zu einem höheren Signal-Rausch-Abstand führt. Die Anforderungen an die Verstärker für die durchzuführenden Messungen sind

- Mittenfrequenz $f_m = 4$ MHz,
- Bandbreite $BW = 600$ kHz (eingeschränkt aufgrund der Maximalgeschwindigkeit von 100 mm s⁻¹ der verwendeten Linearachse) und
- Stoppbandunterdrückung 40 dB/Dekade.

Die selektive Wirkung des Verstärkers kann durch verschiedene Filtertypen erreicht werden [Seifart, 1996]. Gebräuchliche Filter sind dabei Quarzfilter, Keramikfilter [Murata Manufacturing Co. Ltd., 2018] und RLC -Bandpass.

Der Nachteil von Quarzfiltern ist deren hohe Güte und damit eine zu geringe Bandbreite der Einzelquarze von ca. 1 kHz. Daher sind für den Gesamtfilter mehr als 10 selektierte Einzelquarze erforderlich, um die notwendige Bandbreite erreichen zu können [Dishal, 1951; Steder, 2009]. Keramikfilter wiederum sind nur mit speziellen, an Funkanwendungen angelehnten, Mittenfrequenzen verfügbar, welche nicht den Anforderungen entsprechen. Aus diesem Grund wird ein Bandpassfilter auf Basis eines RLC -Schwingkreises eingesetzt.

Vor der praktischen Umsetzung der Verstärkerschaltung wurden verschiedene Schaltungsvarianten entworfen und mit KICAD [Charras, 2019] und NGSPICE [Nenzi, 2019] simuliert. Bild 5.58 zeigt die final verwendete Schaltung. Darin ist die Photodiode mittels Koppelkapazität C_k mit der ersten Verstärkerstufe verbunden. Auf diese Weise wird der Gleichwert i_{ph} - des Photostroms i_{ph} unterdrückt, so dass eine maximale Verstärkung in der ersten Stufe möglich ist. Zwischen beiden Verstärkerstufen befindet sich der RLC -Bandpass mit einer Mittenfrequenz $f_m = f_b$. Die Ausgangsspannung u_A der zweiten Verstärkerstufe wird dem ADC der Auswerteelektronik zugeführt.

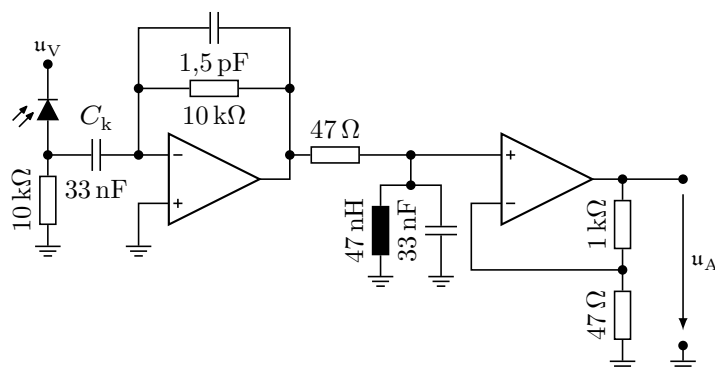
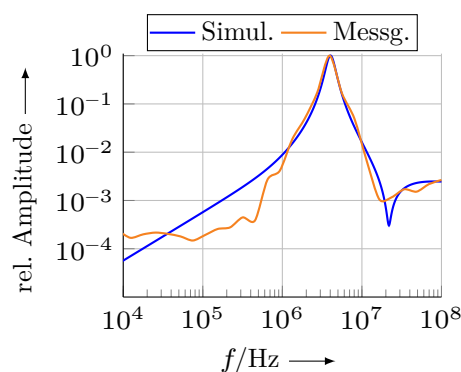


Bild 5.58: Selektiver Photodiodenverstärker für das heterodyne SWI. Die um u_V vorgespannte Photodiode ist mittels C_k kapazitiv gekoppelt, um den Gleichwert im Sensorsignal zu unterdrücken. Zwischen erster und zweiter Verstärkerstufe befindet sich ein Bandpass mit $f_m = 4$ MHz.

Der Frequenzgang der Schaltung aus Bild 5.58 wurde in einem Aufbau mit *SWS* und Referenzphotodiode (Bild 5.10) ermittelt. Dabei kam für die *PD* ein breitbandiger Verstärker zum Einsatz, für den *SWS* wurde der entwickelte Selektivverstärker verwendet. Bild 5.59 zeigt den berechneten und gemessenen Frequenzgang des Selektivverstärkers aus Bild 5.58.

Bild 5.59: Berechneter und gemessener Frequenzgang des entwickelten Selektivverstärkers mit einer Mitfrequenz $f_m = 4$ MHz.



Die Ermittlung des Längenmesswertes im heterodynen *SWI* basiert auf einer Phasenauswertung des Signals des Mess-*SWS* (Abschnitt 5.4.2). Die Phasendifferenz δ_V zwischen Ein- und Ausgangsgröße des Verstärkers in Abhängigkeit von der Frequenz (Phasengang) hat somit bei dynamischen Messungen einen direkten Einfluss auf den Längenmesswert des *SWI*. Ist die Phasendifferenz nicht über den gesamten genutzten Frequenzbereich konstant, entsteht ein geschwindigkeitsabhängiger (\dot{z}_{SWS} bzw. \dot{z}_{Sp}) Schleppfehler. Aus diesem Grund muss der Phasengang $\delta_V(f_{Sen})$ des Verstärkers bekannt sein, um diesen bei dynamischen Messungen korrigieren zu können. Die frequenzabhängige Phasendifferenz des entwickelten Verstärkers wurde im selben Aufbau ermittelt, das Ergebnis dieser Messung zeigt Bild 5.60. Um den Phasengang der *LD* zu eliminieren, wurde die Phase der *PD* als Referenz verwendet.

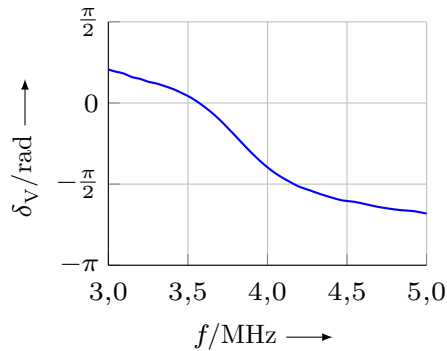


Bild 5.60: Phasengang des entwickelten Selektivverstärkers im relevanten Frequenzbereich. Der Phasengang ist bei Verwendung des Verstärkers für interferometrische Messungen in der Auswertelektronik zu korrigieren.

5.4.6 Detektion der heterodynen stehenden Welle mit den entwickelten SWS

In einem aus zwei gegenüberstehenden Kollimatoren und einem SWS bestehenden SWI-Aufbau (Bild 5.55) wurde das Photosignal des SWS bei $\dot{z}_{SWS} = 0$ aufgenommen, siehe Bild 5.61. Aufgrund der kapazitiven Kopplung des SWS an die erste Verstärkerstufe wird der Gleichwert i_{ph} unterdrückt, sodass lediglich der relevante Wechselanteil $i_{ph\sim}$ erfasst wird.

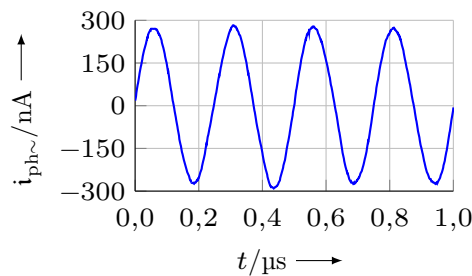


Bild 5.61: Signal des Mess-SWS (Sensor 22) im Stillstand. Der Photostrom $i_{ph\sim}$ zeigt die Differenzfrequenz $f_b = 3,99 \text{ MHz}$ ohne DOPPLER-Verschiebung.

Zum Nachweis der in einem Aufbau nach Bild 5.55 auftretenden DOPPLER-Verschiebung bei Bewegung des SWS in z -Richtung wurde der Sensor inklusive einer Justageeinheit an eine motorische Gewindespindelachse montiert und im Bereich $-100 \text{ mm s}^{-1} \leq \dot{z}_{SWS} \leq +100 \text{ mm s}^{-1}$ mit diskreten Geschwindigkeiten verfahren. Von den aufgezeichneten Photoströmen $i_{ph\sim}$ wurden mittels *DFT* die zugehörigen Frequenzen f_{Sen} bestimmt, welche in Bild 5.62 dargestellt sind.

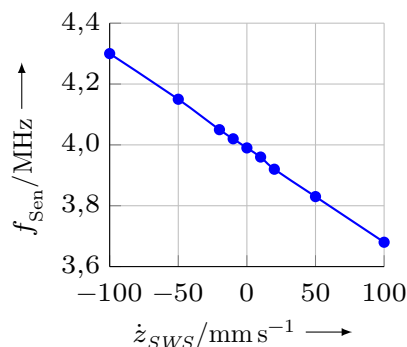
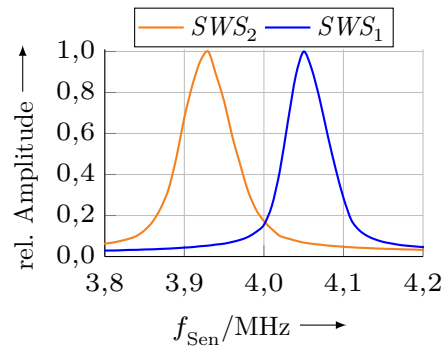


Bild 5.62: Frequenz des Photostroms $i_{ph\sim}$ bei Verschiebung des SWS entlang der optischen Achse mit verschiedenen \dot{z}_{SWS} bei $f_b = 3,99 \text{ MHz}$. Es entsteht eine richtungs- und geschwindigkeitsabhängige DOPPLER-Verschiebung von f_{Sen} .

Die aus den Gleichungen 5.32 und 5.33 theoretisch berechnete Dopplerverschie-

bung und der daraus resultierende lineare Zusammenhang zwischen \dot{z}_{SWS} und f_{Sen} konnte, wie in Bild 5.62 ersichtlich, in praktischen Messungen nachgewiesen werden. Auch die Signale der *SWS* aus einem Dachkantaufbau (siehe Bild 5.57) wurden unter Verwendung der entwickelten Selektivverstärker untersucht. Die entgegengesetzte DOPPLER-Verschiebung von SWS_1 und SWS_2 wurde in einem Aufbau nach Bild 5.57 untersucht, die Spektren der Signale sind in Bild 5.63 dargestellt. Der Dachkantenspiegel wurde für die Messung an eine motorische Gewindespindelachse montiert und in $+z$ -Richtung verfahren.

Bild 5.63: Spektren der beiden *SWS* aus Bild 5.57 bei Verschieben des Dachkantenspiegels in $+z$ -Richtung mit $\dot{z}_{\text{Sp}} = 20 \text{ mm s}^{-1}$. Die Frequenzen f_{Sen} der Sensoren verschieben sich symmetrisch zu $f_b = 3,99 \text{ MHz}$.



Die ermittelte Dopplerverschiebung von $f_D = \pm 60 \text{ kHz}$ ist in Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Werten (Gleichungen 5.32 und 5.33).

Mit den entwickelten *SWS* und den selektiven Photodiodenverstärkern ist es demzufolge möglich, das Intensitätsprofil einer heterodynen stehenden Welle in verschiedenen optischen Aufbauten und bei verschiedenen Geschwindigkeiten \dot{z}_{SWS} , \dot{z}_{Sp} zu detektieren. Die gewonnenen Sensorsignale können anschließend der Auswerteelektronik zugeführt werden, deren Struktur und Funktionsweise im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

5.4.7 Auswerteelektronik

Zur Signalverarbeitung wurde wie in Abschnitt 5.3 ein Einplatinencomputer RED-PITAYA (*RP*) verwendet. Die Signale von Mess-*SWS* und f_b -Referenz werden durch die *ADC* des *RP* digitalisiert und der Signalverarbeitung im *FPGA*-Teil des *ZYNQ* zugeführt. Die Analog-Digital-Umsetzung der Signale erfolgt dabei mit der vollen Samplingrate des *ADC* von 125 MHz, durch die 128-fache Heruntertaktung während des Tiefpassfilters liegen die Werte für δ_D mit einer Frequenz von ca. 975 kHz im *FPGA*-Teil vor. Im gepufferten Betrieb kann ein Datensatz aus maximal 500 000 Werten mit dieser Frequenz über die Ethernetschnittstelle des *RP* ausgegeben werden, im ungepufferten Betrieb wird eine mittlere Datenrate von ca. 80 kHz erreicht. Die in Abschnitt 5.4.2 beschriebene Signalverarbeitung mit den Schritten Mischen, Filtern, Arkustangensauswertung und Differenzbildung wurde in einen *FPGA*-Algorithmus überführt, der in Bild 5.64 dargestellt ist.

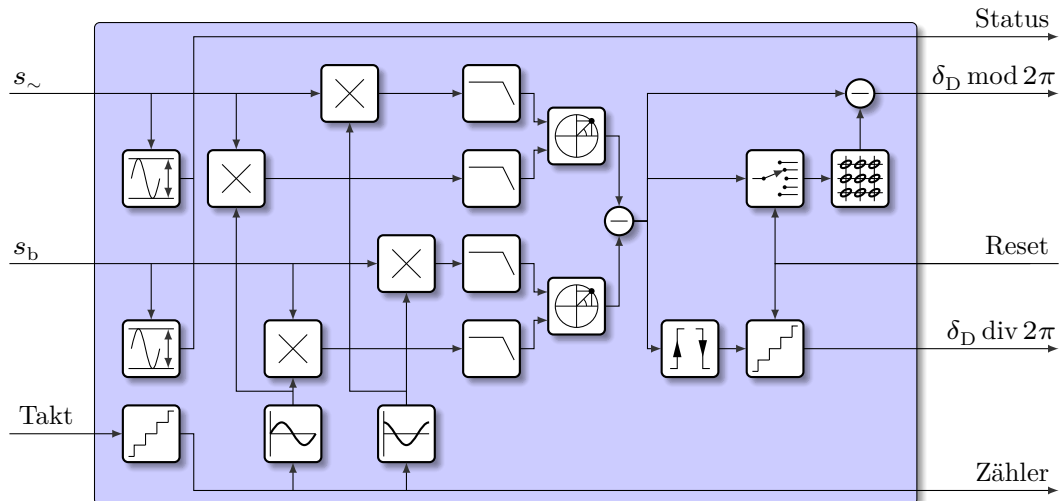


Bild 5.64: Signalverarbeitung des heterodynen SWI zur Bestimmung der Phasendifferenz δ_D zwischen dem Signal s_{\sim} und einem Referenzsignal s_b .

Die berechnete Phasendifferenz δ_D sowie weitere Informationen werden wie in Abschnitt 5.3.3 vom *FPGA*-Teil des *ZYNQ* über eine *AXI*-Verbindung in das Betriebssystem übertragen und von dort per *TCP* zum Abruf bereitgestellt.

Vor dem Einsatz der Auswerteelektronik für reale interferometrische Messungen wurden zunächst deren Eigenschaften mit synthetischen Signalen untersucht. Dazu wurde ein Funktionsgenerator (*FuG*) verwendet, der s_{\sim} - und s_b -äquivalente Signale erzeugt. Mit diesen Signalen wurden die Analog-Eingänge des *RP* gespeist und die entsprechenden Auswertungen durchgeführt.

Zunächst wurde das Driftverhalten der Auswerteelektronik untersucht. Dazu wurde der *FuG* auf ein Sinussignal mit einer Frequenz von 4 MHz eingestellt und dieses den beiden *ADC*-Eingängen des *RP* zugeführt. Bild 5.65 zeigt den Verlauf der ermittelten Phasendifferenz und, zur besseren Vorstellung, die äquivalente z -Verschiebung, welche ein Mess-*SWS* in einem *SWI*-Aufbau nach Bild 5.55 oder 5.56 mit zwei He-Ne-Lasern ($\lambda_0 = 633 \text{ nm}$) erfahren hätte.

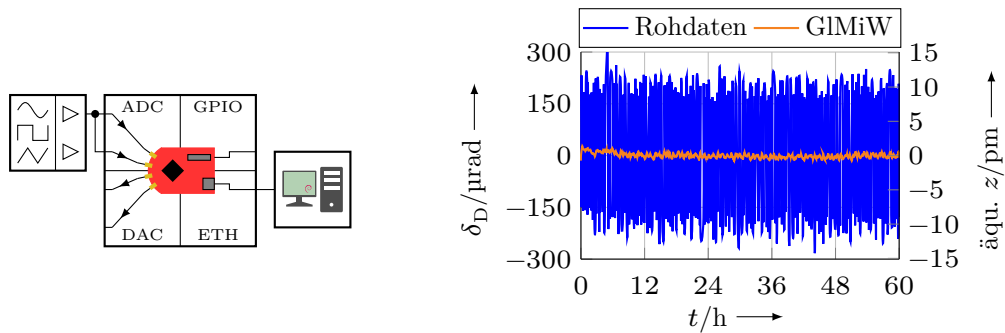


Bild 5.65: Driftverhalten der Auswerteelektronik bei synthetischen Signalen, schematischer Messaufbau (links) und Messwerte (rechts). Der Wertebereich der gefilterten Werte ohne Ein- und Auslaufbereich des Filters ist äquivalent $< \pm 1$ pm. Die Abtastfrequenz von δ_D beträgt $f_s = 2$ Hz. Dargestellt sind die Rohdaten und die Werte eines gleitenden Mittelwertfilters der Länge 1000.

Zur Demonstration der erreichbaren Auflösung wurden die beiden Kanäle des *FuG* jeweils direkt an die *ADC*-Eingänge angeschlossen und auf ein Sinussignal mit einer Frequenz von 4 MHz eingestellt. Der Kanal zur Darstellung von s_{\sim} wurde zusätzlich mit einem Hub von ± 50 μrad rechteckförmig phasenmoduliert. Der Verlauf der berechneten Phasendifferenz sowie die äquivalente z -Verschiebung eines Mess-*SWS* sind in Bild 5.66 dargestellt.

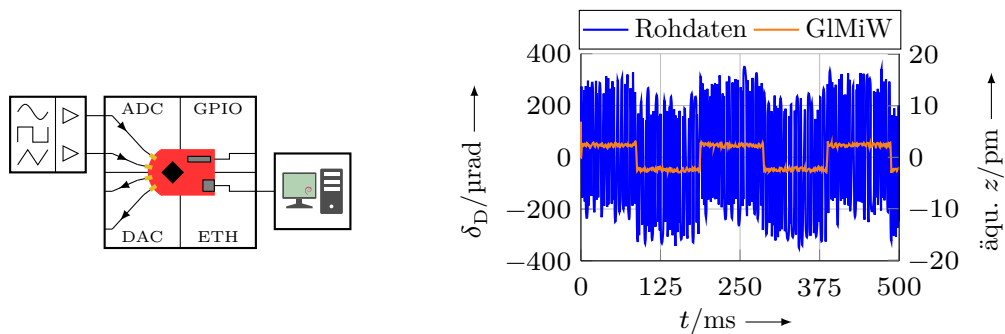


Bild 5.66: Synthetische Oszillationsbewegung durch *FuG* mit rechteckförmiger Phasenmodulation von s_{\sim} , Messaufbau (links) und Messwerte (rechts). Der Phasenhub ist äquivalent einer $\pm 2,5$ pm z -Verschiebung des Mess-*SWS*. Die Abtastfrequenz von δ_D ist $f_s = 1$ MHz. Dargestellt sind die Rohdaten und die Werte eines gleitenden Mittelwertfilters der Länge 1000.

Zur Rekonstruktion der z -Position des Mess-*SWS* ist eine Phasendifferenzmessung zwischen s_{\sim} und s_b erforderlich. Diese basiert auf ideal sinusförmigen Signalen, für die sinngemäß die in Abschnitt 5.2.2 genannten Anforderungen gelten. Weichen die Signale von der Idealform ab, entsteht ein Demodulationsfehler. Zur Bestimmung des Anteils der Auswerteelektronik an der periodischen Längenmessabweichung wurden die *ADC* des *RP* von einem *FuG* gespeist, dessen Kanäle auf eine Differenzfrequenz von 300 Hz eingestellt waren, dies entspricht $\dot{z}_{SWS} = 100 \mu\text{m s}^{-1}$. Die von der Auswerteelektronik ermittelte Phasendifferenz

δ_D wurde aufgezeichnet, der lineare Trend entfernt und eine *DFT* durchgeführt. Bild 5.67 zeigt die ermittelte periodische Nichtlinearität.

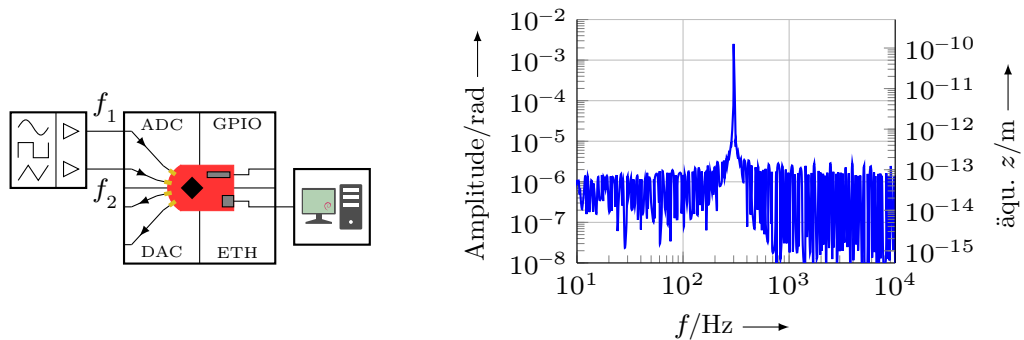


Bild 5.67: Synthetische Fahrt mit konstanter Geschwindigkeit durch *FuG* mit verschiedenen, konstanten Frequenzen ($f_1 = 4,0003$ MHz, $f_2 = 4$ MHz), schematischer Messaufbau (links) und Spektrum der Linearitätsabweichung (rechts). Die Abtastfrequenz von δ_D ist $f_s = 80$ kHz.

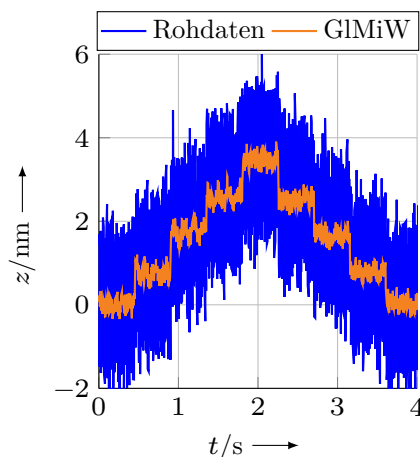
Als Ursache für die vergleichsweise hohe periodische Nichtlinearität von 120 pm wurde ein Übersprechen zwischen den beiden *ADC*-Kanälen des *RP* und damit zwischen s_{\sim} und s_b identifiziert, dieses beträgt in beide Richtungen -55 dB. Dadurch entstehen unerwünschte Mischprodukte aus beiden Frequenzen f_b und f_{Sen} , welche in die ermittelten periodischen Nichtlinearitäten resultieren. Für praktische Anwendungen ist daher auf einen Analogteil mit geringerem Übersprechen zu achten.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass die Auswerteelektronik auf Basis eines *RP* für die Signalverarbeitung eines heterodynen *SWI* prinzipiell geeignet ist. Im folgenden Abschnitt werden die Untersuchungen mit dieser Auswerteelektronik und verschiedenen realen heterodynen *SWI*-Aufbauten beschrieben.

5.4.8 Demonstrationsmessungen

Zur Demonstration des Auflösungsvermögens des heterodynen *SWI* wurde ein Dachkantspiegelaufbau nach Bild 5.57 verwendet, bei dem der Messspiegel mittels *PZT* verfahren werden kann. Der Messspiegel ist dabei direkt auf den *PZT* montiert, welcher mittels Justageeinheit zur optischen Achse ausgerichtet wird. Für den *FuG* wurde ein stufenförmiges Spannungssignal programmiert und dieses auf den *PZT* gegeben, um den Messspiegel schrittweise entlang der z -Achse zu bewegen. Die Sensorsignale wurden der Auswerteelektronik zugeführt und die Phasendifferenz mit 22 kHz aufgenommen. Bild 5.68 zeigt die gemessene Verschiebung des Messspiegels entlang der optischen Achse.

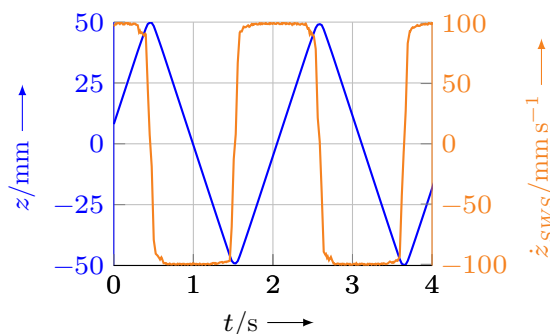
Bild 5.68: Schrittweises Verfahren des Messspiegels in z -Richtung mittels PZT. Die mittlere Stufenhöhe beträgt $0,9\text{ nm}$. Die Abtastfrequenz von δ_D ist $f_s = 22,2\text{ kHz}$. Dargestellt sind die Rohdaten und die Werte eines gleitenden Mittelwertfilters der Länge 100.



Aus Bild 5.68 ist ersichtlich, dass eine Messung von Spiegelverschiebungen im sub-nm-Bereich mit einem heterodynen *SWI* nach Bild 5.57 und der Auswertelektronik aus Abschnitt 5.4.7 möglich ist.

Um die Eignung des heterodynen *SWI* für große Verfahwege und hohe Verfahrgeschwindigkeiten zu untersuchen, wurde ein Aufbau mit einem einzelnen *SWS* (Bild 5.55) verwendet, bei dem der Mess-*SWS* inklusive der Justagebaugruppe an eine motorische Gewindespindelachse montiert ist. Nach der Justage des gesamten Aufbaus im Stillstand wurde der Mess-*SWS* mittels der Linearachse alternierend über den gesamten Bewegungsbereich verfahren und die Phasendifferenz δ_D aufgezeichnet, das Referenzsignal s_b wurde dabei aus der Phasenregelschleife der Laserquelle entnommen. Die gemessene Verschiebung des *SWS* wurde aufgezeichnet und daraus die zugehörige Momentangeschwindigkeit ermittelt (Bild 5.69).

Bild 5.69: Position und Geschwindigkeit des Mess-*SWS* aus Bild 5.55 beim Verfahren mittels motorischer Linearachse.



Die Verschiebung des *SWS* in einem heterodynen *SWI* kann demnach auch bei hohen Geschwindigkeiten und über große Wege erfasst werden.

Die Mess- und Referenzsignale s_{\sim} und s_b entsprechen in der Praxis nicht ideal sinusförmigen Signalen, daher entsteht bei realen Messungen auch mit dem heterodynen *SWI* ein Demodulationsfehler in Form periodischer Längenmessabweichungen. Die Bestimmung der periodischen Längenmessabweichungen des heterodynen *SWI* erfolgt analog Abschnitt 5.2.2 in einem optischen Aufbau mit zwei gestellfesten *SWS* und bewegtem Dachkantspiegel (Bild 5.57), bei dem der

Messspiegel an einem geheizten Ms-Stab angebracht ist (vgl. Bild 5.31). Bild 5.70 zeigt die nach Subtraktion der approximierten e-Funktion verbleibenden periodischen Längenmessabweichungen.

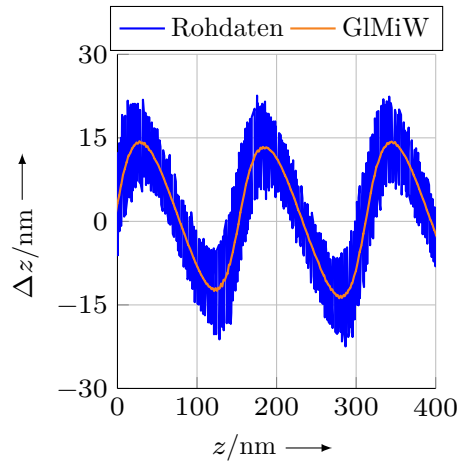


Bild 5.70: Längenmessabweichungen Δz eines heterodynen SWI. Aufgrund des optischen Aufbaus (Bild 5.57) ist die Periodizität $\frac{\lambda}{4}$. Die Abtastfrequenz von δ_D ist $f_s = 19$ kHz. Dargestellt sind die Rohdaten und die Werte eines gleitenden Mittelwertfilters der Länge 1000.

Die periodischen Nichtlinearitäten des heterodynen SWI-Aufbaus liegen im Bereich ± 14 nm und sind damit vergleichbar mit dem homodynen SWI. Der Anteil der Auswerteelektronik (Bild 5.67) kann für die aktuellen SWS vernachlässigt werden, für eventuelle spätere Sensoren mit verbesserter Entspiegelung ist jedoch eine Reduzierung der ADC-Kopplung anzustreben.

Die durchgeführten Untersuchungen dieses Abschnittes zeigen, dass interferometrische Messungen auch mit heterodynen SWI und in verschiedenen optischen Ausführungen möglich sind. Bei Verwendung von hochauflösenden ADC mit einem geringeren Übersprechen zwischen den einzelnen Kanälen [Köchert u. a., 2012] sind eine verbesserte Positionsaufösung und geringere periodische Nichtlinearitäten der Auswerteelektronik als die in dieser Arbeit erreichten 120 pm zu erwarten. Der Schwerpunkt zur Verbesserung der Gesamtleistungsfähigkeit bleibt jedoch auch beim heterodynen SWI die Entspiegelung der SWS zur Unterdrückung von Vielstrahlinterferenzen (vgl. Abschnitte 2.3.3 und 5.1.6).

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Realisierung eines miniaturisierten interferometrischen Messsystems, welches auf dem physikalischen Effekt einer optischen stehenden Welle beruht. Für dieses *SWI* sind *SWS* mit speziellen Eigenschaften erforderlich, deren Entwicklung und Untersuchung den Rahmen dieser Arbeit darstellen. Kernpunkte bei der Entwicklung waren die Grenzfrequenz, die Ebenheit der photoaktiven Schicht sowie der Reflexionsgrad der *SWS*.

Die Übersicht über den Stand der Technik zeigt, dass verschiedene technologische Ansätze für *SWS* existieren. Jedoch weisen die in der Literatur beschriebenen Sensoren verschiedene Eigenschaften auf, die deren Verwendung in einem breiten Anwendungsbereich einschränken, weshalb in dieser Arbeit ein neuer technologischer Ansatz verfolgt wurde. Dieser Ansatz basiert auf dünnen, transparenten p-i-n-Photodioden, welche auf einem Standard-Silicon-On-Insulator-Wafer mit Standardhalbleitertechnologien prozessiert werden. Durch die lateralen Strukturierung der p- und n-Dotierungsgebiete konnte die Breite der Raumladungszone von der Dicke der photoaktiven Schicht entkoppelt und auf diese Weise eine Verringerung der Sperrschichtkapazität mit entsprechender Erhöhung der Grenzfrequenz erreicht werden.

Die hinreichende Ebenheit der photoaktiven Schicht wurde durch deren mechanische Stabilisierung mittels einer aufgeklebten Glasplatte sichergestellt. Dazu wurden Versuche zur chemischen Verträglichkeit verschiedener Klebstoffsorten mit den Schichtmaterialien der *SWS* durchgeführt und deren Temperaturstabilität untersucht. Die Ebenheitsabweichungen der stabilisierten *SWS* wurden mit der Nanomessmaschine NMM-1 ermittelt und erfüllen in einzelnen Fällen die angestrebte Spezifikation von $\frac{\lambda}{4}$. Die Reduzierung des Sensorreflexionsgrades erfolgte durch das Aufbringen zusätzlicher *AR*-Schichten auf den Grundsensord. Anforderung war auch hier die Verwendung von Standardverfahren und -materialien, was beim Entwurf des Entspiegelungssystems zu berücksichtigen war.

Basierend auf dem erfolgreichen Nachweis der elektrooptischen Funktionsfähigkeit wurden mit den entwickelten transparenten *SWS* verschiedene Interferometervarianten aufgebaut und untersucht. Dies betraf zunächst die elementare Funktion der *SWS*, das Intensitätsprofil einer optischen stehenden Welle zu detektieren. Die Umformung deren Intensität in einen proportionalen Photostrom konnte mit den entwickelten *SWS* erfolgreich nachgewiesen werden und zeigt damit deren grundlegende Eignung für den Einsatz in einem *SWI*.

Zur Gewinnung von phasenverschobenen Quadratursignalen wurde zunächst der Ansatz eines diskreten Doppelsensors verfolgt, mit welchem eine Vor-Rückwärtszählung mit hoher Auflösung und die Eignung für hohe Verfahrensgeschwindigkeiten bis 100 mm s^{-1} nachgewiesen werden konnten.

Aufgrund der hohen Grenzfrequenz der Einzelsensoren wurde auch deren Einsatz in einem phasenmodulierten Homodyn-Interferometer und einem Heterodyn-Interferometer untersucht. Mit diesen Systemen konnten Auflösungen im sub-nm-Bereich sowie eine Eignung für hohe Verfahrgeschwindigkeiten bis 100 mm s^{-1} über Messwege bis 100 mm demonstriert werden.

Das Spektrum der durchgeführten Untersuchungen zeigt die besondere Eignung der *SWS* für vielfältige Anwendungen, welche gegenwärtig mit einem MICHELSON-Aufbau nicht möglich sind. Dies macht das *SWI* zu einem vielversprechenden Verfahren für zukünftige Aufgaben der Präzisionsmesstechnik.

Die Herausforderungen für weiterführende Arbeiten auf der gewählten technologischen Basis liegen hauptsächlich in der Entspiegelung der *SWS* und der Stabilisierung der photoaktiven Membran.

Der trotz *AR*-Beschichtung nicht erreichte Zielreflexionsgrad von $< 1\%$ ist maßgeblich auf die Fertigungstoleranzen der einzelnen Sensorschichten zurückzuführen. Die daraus resultierenden periodischen Nichtlinearitäten im 10 nm-Bereich bei interferometrischen Messungen sind für die praktische Anwendung der *SWS* inadäquat. Eine exaktere Bestimmung der tatsächlichen Sensorschichtdicken zukünftiger *SWS* ist daher notwendig.

Für die gefertigten *SWS* konnte gezeigt werden, dass eine mechanische Stabilisierung der photoaktiven Schicht deren Ebenheit signifikant verbessert. Die zulässige Ebenheitstoleranz von $\frac{\lambda}{4}$ konnte jedoch nur für einen Teil der *SWS* erreicht werden. Zukünftig sind daher weiterführende Versuche zum Einfluss von Restsubstratdicke des vorabgedünnten *SWS*, Kleberviskosität und Fügevorgang erforderlich. Alternative Stabilisierungsverfahren wie das Bonden des gesamten Wafers auf einen transparenten Träger und Kontaktierung der *SWS* von der Rückseite nach Entfernen des Substrates sollten dabei genauso in Betracht gezogen werden, wie eine Einstellung der mechanischen Spannungen in der photoaktiven Schicht durch Aufbringen zusätzlicher, vorgespannter Schichten.

Die Anwendung der *SWS* ist nicht auf einachsige interferometrische Messungen beschränkt. Mit der verwendeten Technologie ist es möglich, die photoaktive Fläche elektrisch in mehrere Quadranten aufzuteilen und auf diese Weise ein Mehrstrahl-*SWI* zu erhalten. Damit können neben dem Längenwert auch Informationen zum Kippwinkel des Messspiegels bzgl. der optischen Achse gewonnen werden. Außerhalb interferometrischer Anwendungen können die *SWS* als transparente Photodioden z. B. zur Strahlintensitäts- und, in segmentierter Ausführung als transparente Quadrantendioden, zur Strahlpositionsdetektion eingesetzt werden.

Die im Rahmen dieser Dissertation entwickelten *SWS*, optischen Aufbauten und Auswertelektroniken zeigen, dass die Miniaturisierung interferometrischer Längenmessverfahren auf Basis eines *SWI* möglich ist. Damit ist die Grundlage für eine Nutzung der Stehende-Welle-Interferometrie in einem breiten Anwendungsfeld gelegt. Werden die beschriebenen technologischen Herausforderungen gelöst, wird der nutzbringende Einsatz der *SWS* für praktische Messaufgaben möglich.

A Sperrschichtkapazität der lateralen Anordnung

Die Berechnung der Sperrschichtkapazität erfolgt wie in Abschnitt 4.1.3 erläutert unter Berücksichtigung des Schichtaufbaus des Grundsensors (Bild 4.4) sowie der Abmessungen der Kammstruktur (Bild 4.33).

In den Schichten des *SWS* bilden sich Teilkapazitäten in der Kammstruktur aus. Die kammförmige Anordnung der dotierten Gebiete wird rechnerisch in eine Parallelanordnung (klassischer Plattenkondensator) überführt und anschließend die Gesamtkapazität ermittelt.

A.1 Teilkapazität der inneren dotierten Gebiete

Die Berechnung der Teilkapazität der inneren dotierten Gebiete nach [Igreja u. a., 2004] wird im Folgenden beispielhaft für die Passivierungsschicht durchgeführt. Zunächst wird der Geometrieparameter der lateralen Anordnung \mathbf{q} berechnet (Bezeichnungen der Parameter siehe Bilder 4.33 und 4.4)

$$\mathbf{q} = e^{-4\pi \frac{d_{\text{Pass}}}{2(b_{\text{pn}} + b_i)}} . \quad (\text{A.1})$$

Anschließend wird der Modul des vollständigen elliptischen Integrals erster Gattung \mathfrak{k} [Du Val, 1973] ermittelt

$$\mathfrak{k} = \left(\frac{\theta_2(0, \mathbf{q})}{\theta_3(0, \mathbf{q})} \right)^2 , \quad (\text{A.2})$$

dabei sind $\theta_2(\cdot)$ und $\theta_3(\cdot)$ Jacobi'sche Thetafunktionen [Abramowitz u. a., 1964]. Aus \mathfrak{k} werden anschließend die Endpunktkoordinaten der Elektroden in der t -Ebene \mathfrak{t} berechnet

$$\mathfrak{t}_{2,i} = \text{sn}\left(\mathfrak{K}(\mathfrak{k}) \frac{b_{\text{pn}}}{b_{\text{pn}} + b_i}, \mathfrak{k}\right) \text{ und} \quad (\text{A.3})$$

$$\mathfrak{t}_{4,i} = \frac{1}{\mathfrak{k}} , \quad (\text{A.4})$$

mit der Jacobi'schen elliptischen Funktion $\text{sn}(\cdot)$ und dem vollständigen elliptischen Integral erster Gattung $\mathfrak{K}(\cdot)$ [Olver, 2010]. Aus diesen Koordinaten lassen sich der Modul \mathfrak{k}_1 sowie der komplementäre Modul \mathfrak{k}_1' der inneren dotierten Gebiete

bestimmen

$$\mathfrak{k}_I = t_{2,i} \sqrt{\frac{t_{4,i}^2 - 1}{t_{4,i}^2 - t_{2,i}^2}} \text{ und} \quad (\text{A.5})$$

$$\mathfrak{k}_I' = \sqrt{1 - \mathfrak{k}_I^2}. \quad (\text{A.6})$$

Mit \mathfrak{k}_I und \mathfrak{k}_I' kann schließlich die Teilkapazität C_{iPa} der Passivierungsschicht berechnet werden

$$C_{iPa} = \varepsilon_0(\varepsilon_{r,\text{SiO}_2} - \varepsilon_{r,\text{Kl}})l_{\text{pn}} \frac{\mathfrak{K}(\mathfrak{k}_I)}{\mathfrak{K}(\mathfrak{k}_I')}. \quad (\text{A.7})$$

In die Kapazitätsberechnung geht aufgrund der Partialkapazitätsmethode sowohl die relative Permittivität der betrachteten Schicht, als auch die der darüber liegenden Schicht ein.

Die gesamte innere Kapazität C_I berechnet sich aus der Summe aller inneren Teilkapazitäten in den einzelnen Schichten.

A.2 Teilkapazität der äußeren dotierten Gebiete

Die Berechnung der äußeren dotierten Gebiete erfolgt analog zu oben gezeigtem Vorgehen. Exemplarisch ist in den folgenden Gleichungen die Berechnung für die Passivierungsschicht gezeigt

$$t_{3,e} = \cosh \frac{\pi b_i}{4d_{\text{Pass}}}, \quad (\text{A.8})$$

$$t_{4,e} = \cosh \frac{\pi(2b_{\text{pn}} + b_i)}{4d_{\text{Pass}}}, \quad (\text{A.9})$$

$$\mathfrak{k}_E = \frac{1}{t_{3,e}} \sqrt{\frac{t_{4,e}^2 - t_{3,e}^2}{t_{4,e}^2 - 1}}, \quad (\text{A.10})$$

$$\mathfrak{k}_E' = \sqrt{1 - \mathfrak{k}_E^2} \text{ und} \quad (\text{A.11})$$

$$C_{ePa} = \varepsilon_0(\varepsilon_{r,\text{SiO}_2} - \varepsilon_{r,\text{Kl}})l_{\text{pn}} \frac{\mathfrak{K}(\mathfrak{k}_E)}{\mathfrak{K}(\mathfrak{k}_E')}. \quad (\text{A.12})$$

Die gesamte Endkapazität C_E berechnet sich aus der Summe aller Teilendkapazitäten in den einzelnen Schichten.

Literatur

- ABRAMOWITZ, Milton; STEGUN, Irene A., 1964. *Handbook of mathematical functions: with formulas, graphs, and mathematical tables*. Courier Corporation.
- ADACHI, Sadao, 1999. *Optical constants of crystalline and amorphous semiconductors: numerical data and graphical information*. Boston [u.a.]: Kluwer Acad. Publ. Includes bibliographical references.
- ADAMS, Thomas M.; LAYTON, Richard A., 2010. *Introductory MEMS : fabrication and applications*. New York, NY: Springer.
- ALEXANDER, David H.; ISHIZUKA, Kachu; SATO, Robert N. *Optical displacement sensor*. 4443107.
- ALLEN, James J., 2005. *Micro electro mechanical system design*. Boca Raton: Taylor & Francis. Mechanical engineering ; 192.
- ARM HOLDINGS, 2017. *AMBA AXI and ACE Protocol Specification: AXI3, AXI4, AXI5, ACE and ACE5* [online] [besucht am 2019-02-25]. Abgerufen unter: <https://silver.arm.com/download/download.tm?pv=4241500>.
- ARM HOLDINGS, 2019. *Microprocessor Cores and Technology - ARM* [online] [besucht am 2019-02-25]. Abgerufen unter: <https://www.arm.com/products/silicon-ip-cpu>.
- AZZAM, Rasheed MA; BASHARA, Nicholas Mitchell, 1987. *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland. sole distributors for the USA und Canada, Elsevier Science Publishing Co., Inc.
- BALLOT, Buijs, 1845. Akustische Versuche auf der Niederländischen Eisenbahn, nebst gelegentlichen Bemerkungen zur Theorie des Hrn. Prof. Doppler. *Annalen der Physik*. Jg. 142, Nr. 11, S. 321–351. Abgerufen unter DOI: 10.1002/andp.18451421102.
- BANKS, Danny, 2006. *Microengineering, MEMS, and interfacing : a practical guide*. Boca Raton: CRC, Taylor & Francis. Mechanical engineering ; 199.
- BATES, W J, 1947. A wavefront shearing interferometer. *Proceedings of the Physical Society*. Jg. 59, Nr. 6, S. 940. Auch verfügbar unter: <http://stacks.iop.org/0959-5309/59/i=6/a=303>.
- BHALOTRA, S. R.; KUNG, H. L.; FU, J.; HELMAN, N. C.; LEVI, O.; MILLER, D. A. B.; HARRIS, J. S. Jr., 2002. Integrated standing-wave transform spectrometer for near infrared optical analysis. *The 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*. ISBN <http://id.crossref.org/isbn/0-7803-7500-9>. Abgerufen unter DOI: 10.1109/leos.2002.1133940.
- BI, Ran; MIAO, Lijun; HUANG, Tengchao; YING, Guangyao; CHE, Shuangliang; SHU, Xiaowu, 2019. Research on the Frequency-Dependent Halfwave Voltage of a Multifunction Integrated Optical Chip in an Interferometric Fiber Optic Gyroscope. *Sensors*. Jg. 19, Nr. 13, S. 2851. Abgerufen unter DOI: 10.3390/s19132851.
- BINNIG, G.; QUATE, C. F.; GERBER, Ch., 1986. Atomic Force Microscope. *Phys. Rev. Lett.* Jg. 56, S. 930–933. Abgerufen unter DOI: 10.1103/PhysRevLett.56.930.

- BÖNSCH, G; POTULSKI, E, 1998. Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlén's formulae. *Metrologia*. Jg. 35, Nr. 2, S. 133. Auch verfügbar unter: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0026-1394/35/2/8/meta;jsessionid=B620AC893893857D09474FBABD54930C.c5.iopscience.cld.iop.org>.
- BORN, M.; WOLF, E.; BHATIA, A. B., 1970. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 4. Aufl. Cambridge University Press. ISBN 9780521784498.
- BRONSTEIN, I. N.; SEMENDJAJEW, K. A., 1985. *Taschenbuch der Mathematik*. 22. Aufl. Nauka, Moskau und BSB Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- BÜCHNER, Hans. *Stehende-Wellen-Interferometer zur Messung von optischen Gangunterschieden*. DE 3300369 C2.
- BÜCHNER, Hans-Joachim; BUNTE, Eerke; MANDRYKA, Viktor; STIEBIG, Helmut; JÄGER, Gerd, 2003a. Standing-wave interferometer based on partially transparent photodiodes. In: *Standing-wave interferometer based on partially transparent photodiodes. Optical Metrology*, S. 218–226. Abgerufen unter DOI: 10.1117/12.499902.
- BÜCHNER, HJ; STIEBIG, Helmut; MANDRYKA, V; BUNTE, E; JÄGER, G, 2003b. An optical standing-wave interferometer for displacement measurements. *Measurement science and technology*. Jg. 14, Nr. 3, S. 311. Abgerufen unter DOI: doi:10.1088/0957-0233/14/3/309.
- BUENO-BARRACHINA, Jose-M; CAÑAS-PEÑUELAS, César-S; CATALÁN-IZQUIERDO, Saturnino; CAVALLÉ-SESÉ, Francisco, 2009. Capacitance evaluation on perpendicular plate capacitors by means of finite elemental analysis. *Renewable Energy and Power Quality Journal*. Jg. 1. Abgerufen unter DOI: 10.24084/repqj07.452.
- BÜNNAGEL, R.; OEHRING, H.-A.; STEINER, K., 1968. Fizeau Interferometer for Measuring the Flatness of Optical Surfaces. *Applied Optics*. Jg. 7, Nr. 2, S. 331. ISSN 1539-4522. Abgerufen unter DOI: 10.1364/ao.7.000331.
- BUNTE, E; JUN, K H; STIEBIG, H, 2005. Micro interferometer based on amorphous silicon nanosensor. *Journal of optoelectronics and advanced materials*. Jg. 7, Nr. 4, S. 1899–1907.
- BUNTE, E; JUN, KH; STIEBIG, Helmut, 2006. Thin phase selective transparent detector for length measurements. *Journal of non-crystalline solids*. Jg. 352, Nr. 9, S. 1783–1786.
- BUNTE, E; MANDRYKA, V; JUN, KH; BÜCHNER, H-J; JÄGER, G; STIEBIG, H, 2004. Thin transparent pin-photodiodes for length measurements. *Sensors and Actuators A: Physical*. Jg. 113, Nr. 3, S. 334–337.
- BUNTE, Eerke, 2005. *Integrierter Photodetektor zur Längenmessung: Schriften des Forschungszentrums Jülich, Reihe Energietechnik / Energy Technology*. Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Photovoltaik. Auch verfügbar unter: <http://hdl.handle.net/2128/423>.
- BURNETT, Tim L.; YAKIMOVA, Rositza; KAZAKOVA, Olga, 2012. Identification of epitaxial graphene domains and adsorbed species in ambient conditions using quantified topography measurements. *Journal of Applied Physics*. Jg. 112, Nr. 5, S. 054308. ISSN 0021-8979. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.4748957.
- CANONICAL LTD., 2019. *Ubuntu: The leading operating system for PCs, IoT devices, servers and the cloud* [online] [besucht am 2019-02-25]. Abgerufen unter: www.ubuntu.com.
- CARRARESI, L.; DE SOUZA, E. A.; MILLER, D. A. B.; JAN, W. Y.; CUNNINGHAM, J. E., 1994. Wavelength-selective detector based on a quantum well in a standing wave. *Applied Physics Letters*. Jg. 64, Nr. 2, S. 134–136. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.111542.
- CARTER, George; GRANT, William A., 1981. *Ionenimplantation in der Halbleitertechnik*. Hrsg. von WAGEMANN, Hans Günther. München [u.a.]: Hanser.

- CHARRAS, Jean-Pierre, 2019. *KiCAD EDA: A Cross Platform and Open Source Electronics Design Automation Suite* [online] [besucht am 2019-02-19]. Abgerufen unter: <http://kicad-pcb.org/>.
- CHIGRIN, D.N.; LAVRINENKO, A.V.; YAROTSKY, D.A.; GAPONENKO, S.V., 1999. Observation of total omnidirectional reflection from a one-dimensional dielectric lattice. *Applied Physics A*. Jg. 68, Nr. 1, S. 25–28. ISSN 1432-0630. Abgerufen unter DOI: 10.1007/s003390050849.
- COARER, Etienne le; BLAIZE, Sylvain; BENECH, Pierre; STEFANON, Ilan; MORAND, Alain; LERONDEL, Gilles; LEBLOND, Gregory; KERN, Pierre; FEDELI, Jean Marc; ROYER, Pascal, 2007. Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry. *Nat Photon*. Jg. 1, Nr. 8, S. 473–478. ISSN 1749-4885. Auch verfügbar unter: <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2007.138>.
- DANDRIDGE, A.; TVETEN, A.B.; GIALLORENZI, T.G., 1982. Homodyne Demodulation Scheme for Fiber Optic Sensors Using Phase Generated Carrier. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. Jg. 30, Nr. 10, S. 1635–1641. Abgerufen unter DOI: 10.1109/tmtt.1982.1131302.
- DANNBERG, Oliver; ORTLEPP, Ingo; MANSKE, Eberhard, 2017. FPGA-based signal processing of a heterodyne interferometer. In: WEBER, Christian (Hrsg.). *59th Ilmenau Scientific Colloquium: Engineering for a Changing World*. Ilmenau. Bd. 59, 2017. Nr. 1.1.P2. Auch verfügbar unter: https://www.db-thueringen.de/receive/dbt_mods_00033060.
- DE HAAN, V.; SANTBERGEN, R.; TIJSSEN, M.; ZEMAN, M., 2011. Standing waves in fiber-optic interferometers. *Appl. Opt.* Jg. 50, Nr. 29, S. 5674–5687. Abgerufen unter DOI: 10.1364/AO.50.005674.
- DE HAAN, V.; SANTBERGEN, R.; TIJSSEN, M.; ZEMAN, M., 2012. Responses of simple optical standing wave sensors. *Appl. Opt.* Jg. 51, Nr. 16, S. 3109–3113. Abgerufen unter DOI: 10.1364/AO.51.003109.
- DEAL, B. E.; GROVE, A. S., 1965. General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon. *Journal of Applied Physics*. Jg. 36, Nr. 12, S. 3770–3778. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.1713945.
- DEARNALEY, G; KANDIAH, K; NELSON, R S, 1969. Ion implantation in semiconductors. *Physics Bulletin*. Jg. 20, Nr. 5, S. 165. Auch verfügbar unter: <http://stacks.iop.org/0031-9112/20/i=5/a=002>.
- DIN 1319-2:2005-10: Grundlagen der Messtechnik - Teil 2: Begriffe für Messmittel*, 2005. Beuth Verlag GmbH. Abgerufen unter DOI: 10.31030/9638814.
- DISHAL, M., 1951. Alignment and Adjustment of Synchronously Tuned Multiple-Resonant-Circuit Filters. *Proceedings of the IRE*. Jg. 39, Nr. 11, S. 1448–1455. ISSN 0096-8390. Abgerufen unter DOI: 10.1109/JRPROC.1951.273611.
- DODGE, Marilyn J., 1984. Refractive properties of magnesium fluoride. *Applied Optics*. Jg. 23, Nr. 12, S. 1980. ISSN 1539-4522. Abgerufen unter DOI: 10.1364/ao.23.001980.
- DOPPLER, Christian, 1842. Ueber das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels: Versuch einer das Bradley'sche Aberrations - Theorem als integrierenden Theil in sich schliessenden allgemeineren Theorie. *Abhandlungen der k. böhm. Gesellschaft der Wissenschaften*. Nr. V, S. 465–482.
- DRUDE, P.; NERNST, W., 1892. Ueber die Fluoreszenzwirkungen stehender Lichtwellen. *Annalen der Physik und Chemie*. Jg. 281, Nr. 3, S. 460–474. ISSN 1521-3889. Abgerufen unter DOI: 10.1002/andp.18922810305.
- DU VAL, Patrick, 1973. *Elliptic functions and elliptic curves*. Cambridge University Press.

- DUGGE, Karl-Wilhelm; HAFERKAMP, Dietert, 1989. *Grundlagen der Elektronik*. 3. Aufl. Vogel Buchverlag Würzburg. ISBN 3-8023-0658-9.
- EATON, John W.; BATEMAN, David; HAUBERG, Søren; WEHBRING, Rik, 2014. *GNU Octave version 3.8.1 manual: a high-level interactive language for numerical computations*. CreateSpace Independent Publishing Platform. ISBN 1441413006. Auch verfügbar unter: <http://www.gnu.org/software/octave/doc/interpreter>.
- EDLÉN, Bengt, 1966. The refractive index of air. *Metrologia*. Jg. 2, Nr. 2, S. 71.
- ENGEL, Michael; STEINER, Mathias; AVOURIS, Phaedon, 2014. Black Phosphorus Photodetector for Multispectral, High-Resolution Imaging. *Nano Letters*. Jg. 14, Nr. 11, S. 6414–6417. Abgerufen unter DOI: 10.1021/nl502928y.
- ENGEL, Michael; STEINER, Mathias; LOMBARDO, Antonio; FERRARI, Andrea C.; LÖHNEISEN, Hilbert v.; AVOURIS, Phaedon; KRUPKE, Ralph, 2012. Light–matter interaction in a microcavity-controlled graphene transistor. *Nature Communications*. Jg. 3, S. 906. Abgerufen unter DOI: 10.1038/ncomms1911.
- EPOXY TECHNOLOGY, INC., 2012. *EPO-TEK®301 Technical Data Sheet* [online] [besucht am 2014-03-12]. Abgerufen unter: http://www.epotek.com/site/administrator/components/com_products/assets/files/Style_Uploads/301.pdf.
- EPOXY TECHNOLOGY, INC., 2014. *EPO-TEK®353 Technical Data Sheet* [online] [besucht am 2014-03-12]. Abgerufen unter: http://www.epotek.com/site/administrator/components/com_products/assets/files/Style_Uploads/353ND.pdf.
- FABRY, Charles; PÉROT, Alfred, 1897. Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air. *Ann. Chim. Phys.* Jg. 12, S. 459–501.
- FEMTO MESSTECHNIK GMBH, 2015. *DHPCA-100 Variable Gain High Speed Current Amplifier* [online] [besucht am 2018-11-13]. Abgerufen unter: <https://www.femto.de/images/pdf-dokumente/de-dhpca-100.pdf>.
- FISCHER, Hans-Joachim; SCHLEGEL, Wolfgang E., 1979. *Transistor- und Schaltkreistechnik*. Berlin: Militärverlag der DDR.
- FÖLLINGER, Otto, 2003. *Laplace-, Fourier- und z-Transformationen*. 7. Aufl. Hübig Heidelberg. ISBN 3-7785-2706-1.
- FORTUNATO, E.; MARTINS, R., 1996. Role of the collecting resistive layer on the static characteristics of a 1D a-Si:H thin film position sensitive detector. *Review of Scientific Instruments*. Jg. 67, Nr. 8, S. 2702–2707. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.1147098.
- FORTUNATO, Elvira; LAVAREDA, Guilherme; MARTINS, Rodrigo; SOARES, Fernando; FERNANDES, Luís, 1995. Large-area 1D thin-film position-sensitive detector with high detection resolution. *Sensors and Actuators A: Physical*. Jg. 51, Nr. 2, S. 135–142. ISSN 0924-4247. Abgerufen unter DOI: 10.1016/0924-4247(95)01214-1.
- FORTUNATO, Elvira; LAVAREDA, Guilherme; VIEIRA, Manuela; MARTINS, Rodrigo, 1994. Thin film position sensitive detector based on amorphous silicon p–i–n diode. *Review of Scientific Instruments*. Jg. 65, Nr. 12, S. 3784–3786. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.1144507.
- FUEST, R., 1991. Integriert optisches Michelson-Interferometer mit Quadraturdemodulation in Glas zur Messung von Verschiebewegen. *tm - Technisches Messen*. Jg. 58, Nr. JG. Abgerufen unter DOI: 10.1524/teme.1991.58.jg.152.
- GAO, L.; LEMARCHAND, F.; LEQUIME, M., 2013. Refractive index determination of SiO₂ layer in the UV/Vis/NIR range: spectrophotometric reverse engineering on single and bi-layer designs. *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications*. Jg. 8. ISSN 1990-2573. Abgerufen unter DOI: 10.2971/jeos.2013.13010.

- GAO, Lili; ZHAO, Dekui, 2012. The fringing capacitance of an inclined plate capacitor. *Fundamental Journal of Mathematical Physics*. Jg. 2, S. 11–17. Auch verfügbar unter: http://www.frdint.com/fundamental_journal_mathematical_physics_volume_two_issue_one_two_zero_twel.html.
- GATZEN, Hans H.; SAILE, Volker; LEUTHOLD, Jürg, 2015. *Micro and nano fabrication : tools and processes*. Hrsg. von MULLER, Richard S. Berlin: Springer.
- GENG, Hwaiyu, 2005. *Semiconductor Manufacturing Handbook*. McGraw-Hill. ISBN 9780071445597.
- GERHARDT, Uwe, 1997. *Signalverarbeitung in der interferenzoptischen Meß- und Sensortechnik: Einsatzmöglichkeiten digitaler Signalverarbeitungseinheiten in low-cost Interferometersystemen*. ISBN 3-932633-05-9. Dissertation. Technische Universität Ilmenau.
- GEVORGIAN, S.S., 1994. Basic characteristics of two layered substrate coplanar waveguides. *Electronics Letters*. Jg. 30, Nr. 15, S. 1236–1237. ISSN 1350-911X. Abgerufen unter DOI: 10.1049/el:19940861.
- GIANCHANDANI, Yogesh B.; TABATA, Osamu (Hrsg.), 2008. *Comprehensive microsystems : Materials, fabrication and packaging, electronics and systems design*. Amsterdam: Elsevier. Comprehensive microsystems.
- GLOBISCH, Sabine; BANDORF, Ralf, 2012. *Lehrbuch Mikrotechnologie: für Ausbildung, Studium und Weiterbildung*. München: Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verl. Literaturangaben.
- GRAEME, Jerald, 1996. *Photodiode Amplifiers*. McGraw-Hill, Inc. ISBN 0-07-024247-X.
- GREEN, Alfred; TWYMAN, Frank; HILGER, Adam. *Improvements in Finishing Prisms or Lenses or Combinations of the same and in Apparatus therefor*. 103832. Auch verfügbar unter: <https://depatisnet.dpma.de/DepatisNet/depatisnet?action=bibdat&docid=GB000000103832A>.
- GRÜBEL, H.; NITSCH, G., 1991. Interferometrisches Echtzeitwegmeßsystem mit vollständig dielektrischem, integriert optischem Sensorkopf. *tm - Technisches Messen*. Jg. 58, Nr. JG. Abgerufen unter DOI: 10.1524/teme.1991.58.jg.165.
- GUDDEN, B.; POHL, R., 1926. Über lichtelektrische Leitung im Selen. *Zeitschrift für Physik*. Jg. 35, Nr. 4, S. 243–259. ISSN 0044-3328. Abgerufen unter DOI: 10.1007/BF01380295.
- GUNAWAN, R.; JUNG, M.Y.L.; SEEBAUER, E.G.; BRAATZ, R.D., 2004. Optimal control of rapid thermal annealing in a semiconductor process. *Journal of Process Control*. Jg. 14, Nr. 4, S. 423–430. ISSN 0959-1524. Abgerufen unter DOI: 10.1016/j.jprocont.2003.07.005.
- HAFERKORN, Heinz, 2003. *Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4. Aufl. Wiley-VCH. ISBN 3-527-40372-8.
- HAIDUK, Achim. *Transparentes fotoelektrisches Element*. DE4017201.
- HAMAMATSU PHOTONICS, 2015. *Si PIN photodiodes S5971 S5972 S5973* [online] [besucht am 2018-04-10]. Abgerufen unter: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s5971_etc_kpin1025e.pdf.
- HAMAMATSU PHOTONICS, 2018. *Si photodiodes* [online] [besucht am 2018-04-10]. Abgerufen unter: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e02_handbook_si_photodiode.pdf.
- HARRIS JR, James S; KUNG, Helen L; MILLER, David AB. *Compact transform spectrometer based on sampling a standing wave*. US 6 618 150.
- HARTMANN, J, 1900. *Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spektrographen*. Springer.

- HAUGUTH-FRANK, S; LEBEDEV, V; BÜCHNER, H-J; JÄGER, G; AMBACHER, O, 2008. Ultra-thin InGaN photodetectors for standing wave interferometry. *physica status solidi (c)*. Jg. 5, Nr. 6, S. 2117–2119. Abgerufen unter DOI: 10.1002/pssc.200778467.
- HAUGUTH, S; LEBEDEV, V; MAUDER, Ch; NIEBELSCHÜTZ, F; BÜCHNER, H-J; JÄGER, G; AMBACHER, O, 2008. Novel III-nitride based transparent photodetectors for standing wave interferometry. *physica status solidi (a)*. Jg. 205, Nr. 8, S. 2080–2084. Abgerufen unter DOI: 10.1002/pssa.200778888.
- HAUSOTTE, T; PERCLE, B; VORBRINGER-DOROZHOVETS, N; BAITINGER, H; BALZER, F; GERHARDT, U; MANSKE, E; JÄGER, G; DONTSOV, D, 2011. Interferometric measuring systems of nanopositioning and nanomeasuring machines. In: *Interferometric measuring systems of nanopositioning and nanomeasuring machines. Proc. 10th IMEKO Symp. Laser Metrology for Precision Measurement and Inspection in Industry*, S. 343–9.
- HEAVENS, O S, 1960. Optical properties of thin films. *Reports on Progress in Physics*. Jg. 23, Nr. 1. Auch verfügbar unter: <http://stacks.iop.org/0034-4885/23/i=1/a=301>.
- HECHT, Eugene, 2009. *Optik*. 5. Aufl. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH. ISBN 978-3-486-58861-3.
- HEINRICH, G., 2012. *Basiswissen Mathematik, Statistik und Operations Research für Wirtschaftswissenschaftler*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag. ISBN 9783486596649.
- HENKEL EUROPE, 2004. *Technisches Datenblatt LOCTITE®3301™* [online] [besucht am 2014-10-13]. Abgerufen unter: <http://tds.henkel.com/tds5/docs/3301-DE.PDF>.
- HENKEL EUROPE, 2010. *Technisches Datenblatt LOCTITE®420™* [online] [besucht am 2014-03-12]. Abgerufen unter: <http://tds.henkel.com/tds5/docs/420-DE.PDF>.
- HENKEL EUROPE, 2012. *Technisches Datenblatt LOCTITE®408™* [online] [besucht am 2014-03-12]. Abgerufen unter: <http://tds.henkel.com/tds5/docs/408-2012%20NEW%20REV%20HS-DE.PDF>.
- HENKEL EUROPE, 2014. *Technisches Datenblatt LOCTITE®661™* [online] [besucht am 2014-10-22]. Abgerufen unter: <http://tds.henkel.com/tds5/docs/661-DE.PDF>.
- HENKEL LOCTITE AMERICA, 2003. *Technical Data Sheet Product 350* [online] [besucht am 2015-02-16]. Abgerufen unter: [https://tds.us.henkel.com/NA/UT/HNAUTTDS.nsf/web/5726B8F27E889FAC8525774500689015/\\$File/350-EN.pdf](https://tds.us.henkel.com/NA/UT/HNAUTTDS.nsf/web/5726B8F27E889FAC8525774500689015/$File/350-EN.pdf).
- HENKEL LOCTITE EUROPE, 2005. *Technisches Datenblatt LOCTITE®366™* [online] [besucht am 2014-03-12]. Abgerufen unter: <http://tds.henkel.com/tds5/docs/366-DE.PDF>.
- HERZOG, Patrick G.; KNIPP, Dietmar; STIEBIG, Helmut; KÖNIG, Friedhelm, 1999. Colorimetric characterization of novel multiple-channel sensors for imaging and metrology. *Journal of Electronic Imaging*. Jg. 8, Nr. 4, S. 342–353. Abgerufen unter DOI: 10.1117/1.482704.
- HEYDEMANN, Peter L. M., 1981. Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers. *Applied Optics*. Jg. 20, Nr. 19, S. 3382. ISSN 1539-4522. Abgerufen unter DOI: 10.1364/ao.20.003382.
- HILLERINGMANN, Ulrich, 2006. *Mikrosystemtechnik: Prozessschritte, Technologien, Anwendungen*. 1. Aufl. Wiesbaden: Teubner.
- HOFFMANN, Reinmut K., 1983. *Integrierte Mikrowellenschaltungen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-662-12098-9. Abgerufen unter DOI: 10.1007/978-3-662-12097-2.
- HOLÁ, Miroslava; HRABINA, Jan; ČÍP, Ondřej; FEJFAR, Antonín; STUHLÍK, Jan; KOČKA, Jiří; OULEHLA, Jindřich; LAZAR, Josef, 2013. Nanopositioning with Detection of a Standing Wave. *Nanocon*.

- HOLUB, Jan (Hrsg.). *XXI IMEKO WORLD CONGRESS – FULL PAPERS*.
- HOOKE, Robert; JEEVES, T. A., 1961. Direct Search - Solution of Numerical and Statistical Problems. *Journal of the ACM*. Jg. 8, Nr. 2, S. 212–229. Abgerufen unter DOI: 10.1145/321062.321069.
- HSU, Tai-Ran, 2008. *MEMS and microsystems: design, manufacture, and nanoscale engineering*. 2. Aufl. Hoboken, NJ: Wiley.
- HU, Pengcheng; WANG, Yue; FU, Haijin; ZHU, Jinghao; TAN, Jiubin, 2017. Nonlinearity error in homodyne interferometer caused by multi-order Doppler frequency shift ghost reflections. *Opt. Express*. Jg. 25, Nr. 4, S. 3605–3612. Abgerufen unter DOI: 10.1364/OE.25.003605.
- HULL, Robert, 2006. *Properties of crystalline silicon*. London: Institution of Electrical Engineers. ISBN 978-0-86341-556-2.
- IBRAHIM, Khalid M.; ABDUL-KARIM, Majid A. H., 1987. A novel digital phase meter. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. Jg. IM-36, Nr. 3, S. 711–716. Abgerufen unter DOI: 10.1109/tim.1987.6312776.
- IFEACHOR, Emmanuel C; JERVIS, Barrie W, 2002. *Digital signal processing: a practical approach*. Pearson Education.
- IGREJA, Rui; DIAS, C.J., 2004. Analytical evaluation of the interdigital electrodes capacitance for a multi-layered structure. *Sensors and Actuators A: Physical*. Jg. 112, Nr. 2-3, S. 291–301. ISSN 0924-4247. Abgerufen unter DOI: 10.1016/j.sna.2004.01.040.
- INFINEON TECHNOLOGIES, 2001. *Halbleiter*. 2. Aufl. Publicis MCD Corporate Publishing Erlangen München. ISBN 3-89578-067-7.
- IVES, Herbert E.; FRY, Thornton C., 1933. Standing Light Waves; Repetition of an Experiment by Wiener, Using a Photoelectric Probe Surface. *J. Opt. Soc. Am.* Jg. 23, Nr. 3, S. 73–83. Abgerufen unter DOI: 10.1364/JOSA.23.000073.
- JAFFER, Aubrey, 2018. *FreeSnell: Thin-Film Optical Simulator* [online] [besucht am 2018-03-19]. Abgerufen unter: <http://people.csail.mit.edu/jaffer/FreeSnell>.
- JÄGER, G; HAUSOTTE, T; MANSKE, E; BÜCHNER, H-J; MASTYLO, R; DOROZHOVETS, N; HOFMANN, N, 2010. Nanomeasuring and nanopositioning engineering. *Measurement*. Jg. 43, Nr. 9, S. 1099–1105. Abgerufen unter DOI: doi:10.1016/j.measurement.2010.04.008.
- JÄGER, Gerd; MANSKE, Eberhard; HAUSOTTE, Tino; BÜCHNER, H-J, 2009a. The Metrological Basis and Operation of Nanopositioning and Nanomeasuring Machine NMM-1 Metrologische Grundlagen und Wirkungsweise der Nanopositionier- und Messmaschine NMM-1. *tm-Technisches Messen Plattform für Methoden, Systeme und Anwendungen der Messtechnik*. Jg. 76, Nr. 5, S. 227–234. Abgerufen unter DOI: DOI:10.1524/teme.2009.0960.
- JÄGER, Gerd; MANSKE, Eberhard; HAUSOTTE, Tino; BÜCHNER, Hans-Joachim, 2000. Nanomeasuring machine for zero Abbe offset coordinate measuring (Nano Measuring Machine for Zero Abbe Offset Coordinate-measuring). *tm Technisches Messen Plattform für Methoden, Systeme und Anwendungen der Messtechnik*. Jg. 67, Nr. 7-8/2000, S. 319. Abgerufen unter DOI: 10.1524/teme.2000.67.7-8.319.
- JÄGER, Gerd; MANSKE, Eberhard; HAUSOTTE, Tino; BÜCHNER, Hans-Joachim; MASTYLO, Rostyslav; DOROZHOVETS, Nataliya; HOFMANN, Norbert, 2009b. Nanomeasuring and Nanopositioning Engineering. *Fringe 2009*. Jg. 1, S. 390.
- JÄGER, Helmut, 1939. Ein neues Beobachtungsverfahren für stehende Lichtwellen. *Annalen der Physik*. Jg. 426, Nr. 3, S. 280–296. ISSN 1521-3889. Abgerufen unter DOI: 10.1002/andp.19394260307.

- JAMIN, Jules Célestin, 1856. Neuer Interferential-Refractor. *Annalen der Physik und Chemie*. Jg. 174, Nr. 6, S. 345–349. ISSN 1521-3889. Abgerufen unter DOI: 10.1002/andp.18561740619.
- JAMIN, Jules Célestin, 1858. Mémoires sur les variations de l'indice de réfraction de l'eau à diverses pressions. *Annales de chimie et de physique*. Jg. 52, S. 63, 513.
- JAVAN, A.; BENNETT, W. R.; HERRIOTT, D. R., 1961. Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture. *Phys. Rev. Lett.* Jg. 6, S. 106–110. Abgerufen unter DOI: 10.1103/PhysRevLett.6.106.
- JELLISON, G.E., 1992. Optical functions of silicon determined by two-channel polarization modulation ellipsometry. *Optical Materials*. Jg. 1, Nr. 1, S. 41–47. ISSN 0925-3467. Abgerufen unter DOI: 10.1016/0925-3467(92)90015-f.
- JOVANOVIĆ, Vladislav; IVANCHEV, Jordan; KNIPP, Dietmar, 2010. Standing wave Spectrometer. *Optics Express*. Jg. 18, Nr. 2, S. 426–438. Abgerufen unter DOI: 10.1364/OE.18.000426.
- JUN, Kyung Hoon; BUNTE, Eerke; STIEBIG, Helmut, 2005. Optimization of phase-sensitive transparent detector for length measurements. *Electron Devices, IEEE Transactions on*. Jg. 52, Nr. 7, S. 1656–1661. Auch verfügbar unter: <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=1459133>.
- EL-KAREH, Badih, 1995. *Fundamentals of Semiconductor Processing Technology*. Boston, MA: Springer US. ISBN 978-1-4615-2209-6. Abgerufen unter DOI: 10.1007/978-1-4615-2209-6.
- KIM, Hong-Sik; CHAUHAN, Khushbu R.; KIM, Joondong; CHOI, Eun Ha, 2017. Flexible vanadium oxide film for broadband transparent photodetector. *Applied Physics Letters*. Jg. 110, Nr. 10, S. 101907. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.4977426.
- KIM, Min Sung; KIM, Byeong Joo; LIM, Hwan Hong; CHA, Myoungsik, 2009. Observation of standing light wave by using fluorescence from a polymer thin film and diffuse reflection from a glass surface: Revisiting Wiener's experiment. *American Journal of Physics*. Jg. 77, Nr. 8, S. 761–764. Abgerufen unter DOI: 10.1119/1.3027506.
- KIM, Sung-Moon; PARK, Tae-Hyun; HUANG, Guanghao; OH, Min-Cheol, 2018. Bias-free optical current sensors based on quadrature interferometric integrated optics. *Opt. Express*. Jg. 26, Nr. 24, S. 31599–31606. Abgerufen unter DOI: 10.1364/OE.26.031599.
- KNEUBÜHL, Fritz Kurt; SIGRIST, Markus W., 2008. *Laser*. 7. Aufl. Vieweg+Teubner Verlag. Teubner Studienbücher Physik. ISBN 978-3-8351-0145-6.
- KNIPP, D.; HERZOG, P.G.; STIEBIG, H., 2002. Stacked amorphous silicon color sensors. *IEEE Transactions on Electron Devices*. Jg. 49, Nr. 1, S. 170–176. ISSN 0018-9383. Abgerufen unter DOI: 10.1109/16.974764.
- KNIPP, D.; STIEBIG, H.; BÜCHNER, H.-J.; JÄGER, G.; ROSA, M.; STREET, R.A., 2001. Design and Modelling of a Fourier Spectrometer Based on Sampling a Standing Wave. *MRS Proceedings*. Jg. 687. ISSN 1946-4274. Abgerufen unter DOI: 10.1557/proc-687-b5.39.
- KNIPP, Dietmar; STIEBIG, Helmut; BHALOTRA, Sameer R; BUNTE, Eerke; KUNG, Helen L; MILLER, David AB, 2005. Silicon-based micro-Fourier spectrometer. *Electron Devices, IEEE Transactions on*. Jg. 52, Nr. 3, S. 419–426.
- KNIPP, Dietmar; STIEBIG, Helmut; BHALOTRA, Sameer R; KUNG, Helen L; MILLER, David AB, 2003. Thin-film-technology-based micro-Fourier spectrometer. In: *Thin-film-technology-based micro-Fourier spectrometer. Micromachining and Microfabrication*, S. 127–138.
- KNITTL, Zdenek, 1976. *Optics of Thin Films*. John Wiley & Sons Ltd., London, New York, Sydney, Toronto. ISBN 0 471 49531 X.

- KÖCHERT, Paul; FLÜGGE, Jens; WEICHERT, Christoph; KÖNING, Rainer; MANSKE, Eberhard, 2011. A fast phase meter for interferometric applications with an accuracy in the picometer regime. *tm - Technisches Messen*. Auch verfügbar unter: <http://www.degruyter.com/view/j/teme.2014.81.issue-6/teme-2014-0404/teme-2014-0404.xml>.
- KÖCHERT, Paul; FLÜGGE, Jens; WEICHERT, Christoph; KÖNING, Rainer; MANSKE, Eberhard, 2012. Phase measurement of various commercial heterodyne He–Ne-laser interferometers with stability in the picometer regime. *Measurement Science and Technology*. Jg. 23, Nr. 7, S. 074005. Auch verfügbar unter: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-0233/23/7/074005/meta>.
- KÖCHERT, Paul; WEICHERT, Christoph; FLÜGGE, Jens; WURMUS, Jens; MANSKE, Eberhard, 2014. Digital beat frequency control of an offset-locked laser system. In: *Digital beat frequency control of an offset-locked laser system. 58 th ILMENAU SCIENTIFIC COLLOQUIUM Technische Universität Ilmenau, 08 – 12 September 2014*. Abgerufen unter DOI: [urn:nbn:de:gbv:ilm1-2014iwk:3](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:gbv:ilm1-2014iwk:3).
- KOHLBERG, Arthur, 1953. Exact Interpolation of Band-Limited Functions. *Journal of Applied Physics*. Jg. 24, Nr. 12, S. 1432–1436. ISSN 1089-7550. Abgerufen unter DOI: [10.1063/1.1721195](https://doi.org/10.1063/1.1721195).
- KÖHLER, Michael, 1998. *Ätzverfahren für die Mikrotechnik*. Weinheim: Wiley-VCH.
- KOPPENS, F. H. L.; MUELLER, T.; AVOURIS, Ph.; FERRARI, A. C.; VITIELLO, M. S.; POLINI, M., 2014. Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems. *Nature Nanotechnology*. Jg. 9, Nr. 10, S. 780–793. ISSN 1748-3395. Abgerufen unter DOI: [10.1038/nnano.2014.215](https://doi.org/10.1038/nnano.2014.215).
- KOVALENKO, Maksym V.; PROTESESCU, Loredana; BODNARCHUK, Maryna I., 2017. Properties and potential optoelectronic applications of lead halide perovskite nanocrystals. *Science*. Jg. 358, Nr. 6364, S. 745–750. Abgerufen unter DOI: [10.1126/science.aam7093](https://doi.org/10.1126/science.aam7093).
- KUNG, H L; BHALOTRA, S R; MANSELL, J D; MILLER, D A B, 2000a. Compact transform spectrometer based on sampling a standing wave. *IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS*. Jg. 100, Nr. 150, S. 200. Auch verfügbar unter: <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=879607>.
- KUNG, H. L.; BHALOTRA, S. R.; MANSELL, J. D.; MILLER, D. A. B.; HARRIS, J. S., 2002. Standing-wave Fourier transform spectrometer based on integrated MEMS mirror and thin-film photodetector. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. Jg. 8, Nr. 1, S. 98–105. ISSN 1077-260X. Abgerufen unter DOI: [10.1109/2944.991404](https://doi.org/10.1109/2944.991404).
- KUNG, H. L.; MILLER, D. A. B.; ATANACKOVIC, P.; LIN, C. C.; HARRIS, J. S.; CARRARESI, L.; CUNNINGHAM, J. E.; JAN, W. Y., 2000b. Wavelength monitor based on two single-quantum-well absorbers sampling a standing wave pattern. *Applied Physics Letters*. Jg. 76, Nr. 22, S. 3185–3187. Abgerufen unter DOI: [10.1063/1.126623](https://doi.org/10.1063/1.126623).
- KUNG, Helen L, 2003. *Miniaturized optical wavelength sensors*. Dissertation. Department of electrical engineering.
- LAROUCHE, Stéphane; MARTINU, Ludvik, 2008. OpenFilters: open-source software for the design, optimization, and synthesis of optical filters. *Appl. Opt.* Jg. 47, Nr. 13, S. C219–C230. Abgerufen unter DOI: [10.1364/AO.47.00C219](https://doi.org/10.1364/AO.47.00C219).
- LAZAR, Josef; ČÍP, Ondřej; OULEHLA, Jindřich; POKORNÝ, Pavel; FEJFAR, Antonín; STUHLÍK, Jiří, 2011a. Displacement Interferometry within Passive Fabry-Perot Cavity. *Nanoccon*.

- LAZAR, Josef; HOLÁ, Miroslava; FEJFAR, Antonín; STUČHLÍK, Jiří; KOČKA, Jan; OULEHLA, Jindřich; ČÍP, Ondřej, 2014. Displacement measurement with intracavity interferometry. In: *Displacement measurement with intracavity interferometry. SPIE Photonics Europe*, S. 913210–913210. Abgerufen unter DOI: 10.1117/12.2052923.
- LAZAR, Josef; HRABINA, Jan; ČÍP, Ondřej; ČÍŽEK, Martin; BUCHTA, Zdeněk, 2011b. Interferometry with Stabilization of Atmospheric Wavelength. *10th IMEKO TC14 Symposium on Laser Metrology for Precision Measurement and Inspection in Industry Braunschweig, GERMANY, 2011, September 12-14*.
- LEBEDEV, V.; POLYAKOV, V. M.; HAUGUTH-FRANK, S.; CIMALLA, V.; WANG, Ch. Y.; ECKE, G.; SCHWIERZ, F.; SCHOBER, A.; LOZANO, J. G.; MORALES, F. M.; GONZÁLEZ, D.; AMBACHER, O., 2008. Electronic and photoconductive properties of ultrathin InGaN photodetectors. *J. Appl. Phys.* Jg. 103, Nr. 7, S. 073715. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.2903146.
- LEE, Lynn; BAEK, Jangmi; PARK, Kyung Sun; LEE, Yong-EunKoo; SHRESTHA, Nabeen K.; SUNG, Myung M., 2017a. Wafer-scale single-crystal perovskite patterned thin films based on geometrically-confined lateral crystal growth. *Nature Communications*. Jg. 8, Nr. 15882. Abgerufen unter DOI: 10.1038/ncomms15882.
- LEE, Ju-Yi; WANG, You-Xin, 2019. Polarization-standing-wave interferometer for displacement measurement. *Optics & Laser Technology*. Jg. 111, S. 110–114. ISSN 0030-3992. Abgerufen unter DOI: 10.1016/j.optlastec.2018.09.025.
- LEE, Ju-Yi; WANG, You-Xin; LIN, Zhi-Ying; LIN, Chang-Rong; CHAN, Chia-Hua, 2017b. Standing-wave interferometer based on single-layer SiO₂ nano-sphere scattering. *Optics Express*. Jg. 25, Nr. 22, S. 26628. Abgerufen unter DOI: 10.1364/oe.25.026628.
- LEHNER, Günther, 1996. *Elektromagnetische Feldtheorie*. 3. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. ISBN 3-540-60373-5.
- LEONDES, Cornelius T, 2007. *Mems/Nems: Handbook Techniques and Applications*. Springer Science & Business Media.
- LI, Xinming; TAO, Li; CHEN, Zefeng; FANG, Hui; LI, Xuesong; WANG, Xinran; XU, Jian-Bin; ZHU, Hongwei, 2017. Graphene and related two-dimensional materials: Structure-property relationships for electronics and optoelectronics. *Applied Physics Reviews*. Jg. 4, Nr. 2, S. 021306. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.4983646.
- LI, Yigui; MI, Xiaoyu; SASAKI, Minoru; HANE, Kazihiro, 2003. Precision optical displacement sensor based on ultra-thin film photodiode type optical interferometers. *Measurement Science and Technology*. Jg. 14, Nr. 4, S. 479. Auch verfügbar unter: <http://iopscience.iop.org/0957-0233/14/4/311>.
- LIANG, Yu-Rong; DUAN, Hui-Zong; YEH, Hsien-Chi; LUO, Jun, 2012. Fundamental limits on the digital phase measurement method based on cross-correlation analysis. *Review of Scientific Instruments*. Jg. 83, Nr. 9, S. 095110. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.4751867.
- LIN; YI; CAO; LV; YANG; WANG; SUN; ZHANG, 2019. A Polymer Asymmetric Mach-Zehnder Interferometer Sensor Model Based on Electrode Thermal Writing Waveguide Technology. *Micromachines*. Jg. 10, Nr. 10, S. 628. Abgerufen unter DOI: 10.3390/mi10100628.
- LINDROOS, Veikko (Hrsg.), 2010. *Handbook of silicon based MEMS materials and technologies*. 1. Aufl. Amsterdam: Elsevier/William Andrew. Micro & nano technologies.
- LISSAJOUS, Jules Antoine, 1857. Mémoire sur l'étude optique des mouvements vibratoires. *Annales de chimie et de physique*. Nr. 51, S. 147–231.

- LIU, Nan; TIAN, He; SCHWARTZ, Gregor; TOK, Jeffrey B.-H.; REN, Tian-Ling; BAO, Zhenan, 2014. Large-Area, Transparent, and Flexible Infrared Photodetector Fabricated Using P-N Junctions Formed by N-Doping Chemical Vapor Deposition Grown Graphene. *Nano Lett.* Jg. 14, Nr. 7, S. 3702–3708. ISSN 1530-6992. Abgerufen unter DOI: [10.1021/nl1500443j](https://doi.org/10.1021/nl1500443j).
- LOBONTIU, Nicolae; GARCIA, Ephraim, 2005. *Mechanics of microelectromechanical systems*. New York, NY: Kluwer Acad. Publ.
- LOW, Tony; ENGEL, Michael; STEINER, Mathias; AVOURIS, Phaedon, 2014. Origin of photoresponse in black phosphorus phototransistors. *Phys. Rev. B*. Jg. 90, Nr. 8. Abgerufen unter DOI: [10.1103/physrevb.90.081408](https://doi.org/10.1103/physrevb.90.081408).
- LUKOSZ, W.; STAMM, Ch., 1990. Integrated optical interferometer as relative humidity sensor and differential refractometer. *Sensors and Actuators A: Physical*. Jg. 25, Nr. 1, S. 185–188. ISSN 0924-4247. Abgerufen unter DOI: [https://doi.org/10.1016/0924-4247\(90\)87029-I](https://doi.org/10.1016/0924-4247(90)87029-I). Proceedings of Eurosensors IV held jointly with Sensoren Technologie und Anwendung.
- LUNZE, Jan, 2008. *Regelungstechnik 1: Systemtheoretische Grundlagen, Analyse und Entwurf einschleifiger Regelungen*. Springer. ISBN 9783540689072.
- LUTZKE, Dieter, 1986. *Lichtwellenleiter-Technik: Bauelemente, Systeme, Messtechnik*. Pflaum Verlag KG München. Auch verfügbar unter: <http://cds.cern.ch/record/957645>.
- LYSHEVSKI, Sergey Edward, 2005. *Nano- and micro-electromechanical systems: fundamentals of nano- and microengineering*. 2. Aufl. Boca Raton: CRC Press. Nano- and microscience, engineering, technology, and medicine series; 8.
- MACH, Ludwig, 1892. Über einen Interferenzrefraktor. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*. Jg. 12, S. 89–93.
- MAHMUD, S.M., 1989. High precision phase measurement using adaptive sampling. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. Jg. 38, Nr. 5, S. 954–960. Abgerufen unter DOI: [10.1109/19.39036](https://doi.org/10.1109/19.39036).
- MAHMUD, S.M., 1990. High precision phase measurement using reduced sine and cosine tables. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. Jg. 39, Nr. 1, S. 56–60. Abgerufen unter DOI: [10.1109/19.50416](https://doi.org/10.1109/19.50416).
- MALITSON, IH; DODGE, MJ, 1969. Refraction and dispersion of lead fluoride. In: *Refraction and dispersion of lead fluoride*. *Journal of the Optical Society of America*. Bd. 59, S. 500. Nr. 4.
- MALUF, Nadim; WILLIAMS, Kirt, 2004. *An introduction to microelectromechanical systems engineering*. 2. Aufl. Boston: Artech House. Artech House microelectromechanical system series.
- MANDRYKA, Viktor, 2009. *Entwicklung, Aufbau und Untersuchung eines Stehende-Wellen-Interferometers*. Auch verfügbar unter: https://www.db-thueringen.de/receive/dbt_mods_00016441. Dissertation. Technische Universität Ilmenau.
- MANSKE, Eberhard; HAUSOTTE, Tino; MASTYLO, Rostislav; MACHLEIDT, Torsten; FRANKE, KH; JÄGER, Gerd, 2007. New applications of the nanopositioning and nanomeasuring machine by using advanced tactile and non-tactile probes. *Measurement Science and Technology*. Jg. 18, Nr. 2, S. 520. Abgerufen unter DOI: [10.1088/0957-0233/18/2/s27](https://doi.org/10.1088/0957-0233/18/2/s27).
- MARTIN, D.H.; PUPLETT, E., 1969. Polarised interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum. *Infrared Physics*. Jg. 10, Nr. 2, S. 105–109. ISSN 0020-0891. Abgerufen unter DOI: [https://doi.org/10.1016/0020-0891\(70\)90006-0](https://doi.org/10.1016/0020-0891(70)90006-0).

- MASTYLO, Rostyslav, 2012. *Optische und taktile Nanosensoren auf der Grundlage des Fokussierverfahrens für die Anwendung in Nanopositionier- und Nanomessmaschinen*. Auch verfügbar unter: https://www.db-thueringen.de/receive/dbt_mods_00020013. Dissertation. Technische Universität Ilmenau.
- MASTYLO, Rostyslav, 2014. *persönliche Korrespondenz*.
- MENZ, Wolfgang; MOHR, Jürgen; PAUL, Oliver, 2005. *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. 3. Aufl. Weinheim: Wiley-VCH.
- MI, Xiaoyu; SASAKI, Minoru; HANE, Kazuhiro, 1999. Ultrathin Si photodetector for an integrated optical interferometer. *Miniaturized Systems with Micro-Optics and MEMS*. Abgerufen unter DOI: 10.1117/12.361278.
- MI, Xiaoyu; SASAKI, Minoru; HANE, Kazuhiro, 2001. Ultra-thin film photodiodes for use in position sensors. *Journal of Modern Optics*. Jg. 48, Nr. 1, S. 55–66. ISSN 1362-3044. Abgerufen unter DOI: 10.1080/09500340117605.
- MICHELETTI, R., 1991. Phase angle measurement between two sinusoidal signals. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. Jg. 40, Nr. 1, S. 40–42. Abgerufen unter DOI: 10.1109/19.69948.
- MICHELSON, A. A., 1927. *Studies in Optics*. Hrsg. von MOORE, Eliakim Hastings; BARROWS, Harlan H.; KYES, Preston. The University of Chicago Press, Chicago, Illinois. Auch verfügbar unter: <https://archive.org/details/in.ernet.dli.2015.86849/page/n5>.
- MICHELSON, Albert A., 1881. The relative motion of the Earth and of the luminiferous ether. *American Journal of Science*. Jg. s3-22, Nr. 128, S. 120–129. ISSN 0002-9599. Abgerufen unter DOI: 10.2475/ajs.s3-22.128.120.
- MICHELSON, Albert A., 1882. XXVIII. Interference phenomena in a new form of refractometer. *Philosophical Magazine Series 5*. Jg. 13, Nr. 81, S. 236–242. ISSN 1941-5990. Abgerufen unter DOI: 10.1080/14786448208627176.
- MICHELSON, Albert A.; MORLEY, Edward W., 1887. On the Relative Motion of the Earth and of the Luminiferous Ether. *Sidereal Messenger*. Jg. 6, S. 306–310. Abgerufen unter DOI: 10.7135/upo9780857286512.042.
- MILLER, D. A. B., 1994. Laser tuners and wavelength-sensitive detectors based on absorbers in standing waves. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. Jg. 30, Nr. 3, S. 732–749. ISSN 0018-9197. Abgerufen unter DOI: 10.1109/3.286162.
- MIRAU, André Henri. *Interféromètre*. 1011828A.
- MIRAU, André Henri. *Interferometer*. 2612074A.
- MÖLLENSTEDT, G.; SPEIDEL, R.; KOCH, W., 1957. Stehende Lichtwellen nach O. Wiener, elektronenmikroskopisch sichtbar gemacht. *Zeitschrift für Physik*. Jg. 149, Nr. 3, S. 377–382. ISSN 1434-601X. Abgerufen unter DOI: 10.1007/bf01333154.
- MURATA MANUFACTURING CO. LTD., 2018. *Ceramic Filters (CERAFIL) / Crystal Filters* [online] [besucht am 2019-02-19]. Abgerufen unter: <https://www.murata.com/~media/webrenewal/support/library/catalog/products/filter/cerafil/p51e.ashx?la=en>.
- MURTY, M. V. R. K., 1964. The Use of a Single Plane Parallel Plate as a Lateral Shearing Interferometer with a Visible Gas Laser Source. *Applied Optics*. Jg. 3, Nr. 4, S. 531. ISSN 1539-4522. Abgerufen unter DOI: 10.1364/ao.3.000531.
- NAGY, F., 1991. A new digital vector voltmeter. *Measurement*. Jg. 9, Nr. 1, S. 44–48. ISSN 0263-2241. Abgerufen unter DOI: 10.1016/0263-2241(91)90026-M.
- NELDER, J. A.; MEAD, R., 1965. A Simplex Method for Function Minimization. *The Computer Journal*. Jg. 7, Nr. 4, S. 308–313. Abgerufen unter DOI: 10.1093/comjnl/7.4.308.

- NEMES-INCZE, P.; OSVÁTH, Z.; KAMARÁS, K.; BIRÓ, L.P., 2008. Anomalies in thickness measurements of graphene and few layer graphite crystals by tapping mode atomic force microscopy. *Carbon*. Jg. 46, Nr. 11, S. 1435–1442. ISSN 0008-6223. Abgerufen unter DOI: 10.1016/j.carbon.2008.06.022.
- NENZI, Paolo, 2019. *NGSPICE: open source spice simulator* [online] [besucht am 2019-02-19]. Abgerufen unter: <http://ngspice.sourceforge.net/>.
- NIJNATTEN, P. A. Van; WOLF, J. M. C. De; SCHOOF, I. J. E., 2008. *Directional Reflection measurements on highly reflecting coatings* [online] [besucht am 2012-12-11]. Abgerufen unter: http://www.perkinelmer.com/lab-solutions/resources/docs/APP_DirectionalReflectionmeasurementsonhighlyreflectingcoatings.pdf.
- NIST, National Institute of Standards and Technology, 2019. *Digital Library of Mathematical Functions* [<http://dlmf.nist.gov/>, Release 1.0.21 of 2018-12-15] [besucht am 2019-03-25]. Abgerufen unter: <http://dlmf.nist.gov/> F.W.J. Olver and A.B. Olde Daalhuis and D.W. Lozier and B.I. Schneider and R.F. Boisvert and C.W. Clark and B.R. Miller and B.V. Saunders.
- NOVO, C; GIACOMINI, R; DORIA, R; AFZALIAN, A; FLANDRE, D, 2014. Illuminated to dark ratio improvement in lateral SOI PIN photodiodes at high temperatures. *Semiconductor Science and Technology*. Jg. 29, Nr. 7, S. 075008. Auch verfügbar unter: <http://stacks.iop.org/0268-1242/29/i=7/a=075008>.
- OLVER, Frank WJ, 2010. *NIST handbook of mathematical functions hardback and CD-ROM*. Cambridge University Press.
- OPTOELECTRONICS, OSI, 2018. *Photodiode Characteristics and Applications* [online] [besucht am 2018-04-10]. Abgerufen unter: <http://www.osioptoelectronics.com/application-notes/AN-Photodiode-Parameters-Characteristics.pdf>.
- ORTLEPP, Ingo; BÜCHNER, Hans-Joachim; IVANOV, Tzvetan; HOFER, Manuel; ZÖLLNER, Jens-Peter; RANGELow, Ivo; MANSKE, Eberhard, 2015a. Ultrathin transparent photodetector for use in Standing-Wave Interferometer. In: HOLUB, Jan (Hrsg.). *XXI IMEKO WORLD CONGRESS – FULL PAPERS*, S. 1519–1524.
- ORTLEPP, Ingo; BÜCHNER, Hans-Joachim; IVANOV, Tzvetan; HOFER, Manuel; ZÖLLNER, Jens-Peter; RANGELow, Ivo; MANSKE, Eberhard, 2016. Miniatur-Stehende-Welle-Interferometer auf Basis schneller, transparenter Photodioden. In: – . *18. GMA/ITG-Fachtagung Sensoren und Messsysteme*, S. 418–424. ISBN 978-3-9816876-0-6. Abgerufen unter DOI: 10.5162/sensoren2016/6.1.2.
- ORTLEPP, Ingo; ZÖLLNER, Jens-Peter, 2015b. *Interferometrische Stehende-Welle-Sensoren*. Projektbericht zum BMBF-Projekt zur Validierung des Innovationspotenzials wissenschaftlicher Forschung (VIP). Technische Universität Ilmenau.
- OSRAM OPTO SEMICONDUCTORS, 2018. *BPW 34: DIL Silicon PIN Photodiode* [online]. Version 1.4 [besucht am 2018-11-05]. Abgerufen unter: https://www.osram.com/os/ecat/DIL%20BPW%2034/com/en/class_pim_web_catalog_103489/global/prd_pim_device_2219534/.
- PAGE, David W. *Dynamic data re-programmable PLA*. US4524430.
- PAGE, David W.; PETERSON, Luverne R. *Re-programmable PLA*. US4508977.
- PEDROTTI, F.; PEDROTTI, L.; BAUSCH, W.; SCHMIDT, H., 2008. *Optik für Ingenieure: Grundlagen*. 4. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-540-73471-0.
- PFLÜGER, J.; FINK, J.; WEBER, W.; BOHNEN, K. P.; CRECELIUS, G., 1984. Dielectric properties of TiCx, TiNx, VCx and VNx from 1.5 to 40 eV determined by electron-energy-loss spectroscopy. *Physical Review B*. Jg. 30, Nr. 3, S. 1155–1163. ISSN 0163-1829. Abgerufen unter DOI: 10.1103/physrevb.30.1155.

- PHELPS, J M; TAYLOR, D M, 1996. Determining the relative permittivity and thickness of a lossless dielectric overlayer on a metal film using optically excited surface plasmon polaritons. *Journal of Physics D: Applied Physics*. Jg. 29, Nr. 4, S. 1080. Auch verfügbar unter: <http://stacks.iop.org/0022-3727/29/i=4/a=023>.
- PLÖBL, Andreas, 1999. Wafer direct bonding: tailoring adhesion between brittle materials. *Materials Science and Engineering: R: Reports*. Jg. 25, Nr. 1-2, S. 1–88. Abgerufen unter DOI: 10.1016/s0927-796x(98)00017-5.
- PRO-WAVE ELECTRONICS CORPORATION, 2019. *Air Ultrasonic Ceramic Transducers* [online] [besucht am 2019-05-07]. Abgerufen unter: <http://www.prowave.com.tw/pdf/txall.pdf>.
- QI, Zhe; CAO, Jiamin; DING, Liming; WANG, Jizheng, 2015. Transparent and transferrable organic optoelectronic devices based on WO₃/Ag/WO₃ electrodes. *Applied Physics Letters*. Jg. 106, Nr. 5, S. 053304. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.4907865.
- RAKIĆ, Aleksandar D., 1995. Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum. *Applied Optics*. Jg. 34, Nr. 22, S. 4755. ISSN 1539-4522. Abgerufen unter DOI: 10.1364/ao.34.004755.
- RIGOL TECHNOLOGIES INC., 2014. *RIGOL User's Guide DM3068 Digital Multimeter* [online] [besucht am 2018-04-04]. Abgerufen unter: <http://beyondmeasure.rigoltech.com/acton/attachment/1579/f-0010/0/-/-/-/-/file.pdf>.
- ROHLFING, Horst; SCHMIDT, Harry, 1993. *Tabellenbuch Elektrotechnik Elektronik*. Ulm: Franz Spiegel. ISBN 3-427-53024-8.
- RUGE, Ingolf; MADER, Hermann, 1991. *Halbleiter-Technologie*. 3. Aufl. Berlin: Springer. Halbleiter-Elektronik ; 4.
- RUSTON, John, 1951. A Simple Crystal Discriminator for FM Oscillator Stabilization. *Proceedings of the Physical Society of London*. Jg. 39, Nr. 7, S. 783–788. Abgerufen unter DOI: 10.1109/jrproc.1951.273674.
- SAGNAC, G., 1914. Effet tourbillonnaire optique. La circulation de l'éther lumineux dans un interférographe tournant. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*. Jg. 4, Nr. 1, S. 177–195. ISSN 0368-3893. Abgerufen unter DOI: 10.1051/jphysap:019140040017700.
- SASAKI, Minoru; MI, Xiaoyu; HANE, Kazuhiro, 1999a. Laser interferometer using thin film photodetector. *Proc. SPIE*. Jg. 3631, S. 173–180. Abgerufen unter DOI: 10.1117/12.348310.
- SASAKI, Minoru; MI, Xiaoyu; HANE, Kazuhiro, 1999b. Standing wave detection and interferometer application using a photodiode thinner than optical wavelength. *Applied Physics Letters*. Jg. 75, Nr. 14, S. 2008. ISSN 0003-6951. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.124898.
- SASAKI, Osami; YOSHIDA, Tadahiko; SUZUKI, Takamasa, 1991. Double sinusoidal phase-modulating laser diode interferometer for distance measurement. *Applied Optics*. Jg. 30, Nr. 25, S. 3617. Abgerufen unter DOI: 10.1364/ao.30.003617.
- SCHOTT, North America Inc., 2015. *Optical Glass Data Sheets* [online] [besucht am 2017-02-10]. Abgerufen unter: <https://refractiveindex.info/download/data/2015/schott-optical-glass-collection-datasheets-july-2015-us.pdf>.
- SCHULTZ, Jürgen, 1986. *Elektrische Messtechnik*. 1. Aufl. Verl. Technik. ISBN 3-341-00107-7.
- SEIFART, Manfred, 1996. *Analoge Schaltungen*. 5. Aufl. Verlag Technik Berlin. ISBN 3-341-01175-7.
- SEITZ, Fabian, 2017. *Erstellung einer Software zur effizienten Berechnung und Optimierung von Mehrfach-Antireflexionsschichten*. Auch verfügbar unter: <http://opac.lbs-ilmenau.gbv.de/DB=1/XMLPRS=N/PPN?PPN=1008917583>. Masterarbeit. Technische Universität Ilmenau.

- SHACK, Roland V; PLATT, BC, 1971. Production and use of a lenticular Hartmann screen. In: *Production and use of a lenticular Hartmann screen. Journal of the Optical Society of America*. Bd. 61, S. 656. Nr. 5. Abgerufen unter DOI: 10.1364/JOSA.61.000648.
- SHUR, Michael; HACK, Michael; SHAW, John G., 1989. A new analytic model for amorphous silicon thin-film transistors. *Journal of Applied Physics*. Jg. 66, Nr. 7, S. 3371–3380. ISSN 1089-7550. Abgerufen unter DOI: 10.1063/1.344481.
- SILVERTOOTH, Ernest W; JACOBS, Stephen F, 1983. Standing wave sensor. *Applied optics*. Jg. 22, Nr. 9, S. 1274–1275. Auch verfügbar unter: <https://www.osapublishing.org/ao/fulltext.cfm?uri=ao-22-9-1274&id=164999>.
- SIOS MEßTECHNIK GMBH, 2016. *Stabilisierter He-Ne-Laser Serie SL03* [online] [besucht am 2019-07-10]. Abgerufen unter: https://sios.de/wp-content/uploads/2017/06/SL-03_dt_2016_kl.pdf.
- SMARTT, R. N.; STEEL, W. H., 1975. Theory and Application of Point-Diffraction Interferometers. *Japanese Journal of Applied Physics*. Jg. 14, Nr. S1, S. 351. Abgerufen unter DOI: 10.7567/jjaps.14s1.351.
- SMITH, F Graham; KING, Terry A, 2001. *Optics and photonics: an introduction*. IOP Publishing. ISBN 978-0-470-01784-5.
- STEDER, Horst, 2009. Crystal Ladder Filters for All. *QEX*. Jg. 6, S. 14–18. ISSN 0886-8093. American Radio Relay League.
- STEMLABS, 2016. *Test & Measurement applications running on a credit card sized SoC (FPGA + CPU)* [online] [besucht am 2017-06-13]. Abgerufen unter: <https://redpitaya.com/>.
- STENZEL, Olaf, 1996. *Das Dünnschichtspektrum: Ein Zugang von den Grundlagen zur Spezialliteratur*. Akademie Verlag, Berlin. ISBN 3-05-501728-5.
- STENZEL, Olaf; WILBRANDT, Steffen; KAISER, Norbert, 2011. Absolutmessungen von gerichteter Transmission und Reflexion an Festkörperproben in der GPOB unter Nutzung von VN-Einsätzen und Anwendung auf die optische Charakterisierung dünner Festkörperschichten. In: *Absolutmessungen von gerichteter Transmission und Reflexion an Festkörperproben in der GPOB unter Nutzung von VN-Einsätzen und Anwendung auf die optische Charakterisierung dünner Festkörperschichten. Proceedings COSP 2011 Colloquium Optische Spektrometrie, 21.–22.3.2011, Berlin, Deutschland*. Auch verfügbar unter: <https://www.iof.fraunhofer.de/content/dam/iof/de/documents/Publicationen/Fachbeitraege/Absolutmessungen-von-gerichteter-Transmission.pdf>.
- STERNKOPF, C; DIETHOLD, C; GERHARDT, U; WURMUS, J; MANSKE, E, 2012a. Heterodyne interferometer laser source with a pair of two phase locked loop coupled He-Ne lasers by 632.8 nm. *Measurement Science and Technology*. Jg. 23, Nr. 7, S. 074006. Abgerufen unter DOI: doi:10.1088/0957-0233/23/7/074006.
- STERNKOPF, Christian; GÖLLNER, Stefan; MANSKE, Eberhard, 2014. Frequency stabilization of an external-cavity diode laser by offset frequency looking to a stabilized He-Ne laser. In: *Frequency stabilization of an external-cavity diode laser by offset frequency looking to a stabilized He-Ne laser. SPIE Photonics Europe*, S. 91341C–91341C. Abgerufen unter DOI: 10.1117/12.2051521.
- STERNKOPF, Christian; WURMUS, Jens; GERHARDT, Uwe; MANSKE, Eberhard, 2012b. Fiber Coupled Plane Mirror Heterodyne Laser Interferometer with Two Phase Locked Loop Coupled He-Ne Lasers. In: *Fiber Coupled Plane Mirror Heterodyne Laser Interferometer with Two Phase Locked Loop Coupled He-Ne Lasers. 16TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON MECHATRONICS TECHNOLOGY, OCTOBER 16-19, 2012*. Auch verfügbar unter: <http://icmt2012.tju.edu.cn/Papers/MES16.pdf>.

- STIEBIG, H-J; BÜCHNER, H; BUNTE, E; MANDRYKA, V; KNIPP, D; JÄGER, G, 2003a. Standing-wave interferometer. *Applied physics letters*. Jg. 83, Nr. 1, S. 12–14.
- STIEBIG, H; BÜCHNER, H-J; BUNTE, E; MANDRYKA, V; KNIPP, D; JÄGER, G, 2003b. Standing wave detection by thin transparent n-i-p diodes of amorphous silicon. *Thin solid films*. Jg. 427, Nr. 1, S. 152–156. Abgerufen unter DOI: 10.1016/s0040-6090(02)01206-3.
- STIEBIG, Helmut; KNIPP, Dietmar; BHALOTRA, Sameer R; KUNG, Helen L; MILLER, David AB, 2005. Interferometric sensors for spectral imaging. *Sensors and Actuators A: Physical*. Jg. 120, Nr. 1, S. 110–114.
- STIEBIG, Helmut; MANDRYKA, V; BUNTE, E; BÜCHNER, H-J; JUN, KH, 2004. Novel micro interferometer for length measurements. *Journal of non-crystalline solids*. Jg. 338, S. 793–796. Abgerufen unter DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2004.03.093.
- STIEBIG, Helmut; MANDRYKA, V; BUNTE, E; BÜCHNER, HJ; JUN, KH; JÄGER, G, 2003c. Amorphous silicon – a promising material for diodes with ultra thin absorber. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*. Jg. 5, Nr. 5, S. 1305–1317.
- STÖBER, Werner; FINK, Arthur; BOHN, Ernst, 1968. Controlled growth of monodisperse silica spheres in the micron size range. *Journal of Colloid and Interface Science*. Jg. 26, Nr. 1, S. 62–69. Abgerufen unter DOI: 10.1016/0021-9797(68)90272-5.
- STRONG, John, 1938. *Procedures in experimental physics*. Prentice-Hall, Incorporated.
- TAKAYA, Yasuhiro; MICHIHATA, Masaki; UEDA, Shinichi, 2015. Optically Trapped Microprobe for Nano-Profile Measurement based on Interpolation Method of Standing Wave Scale using Chromatic Confocal System. In: HOLUB, Jan (Hrsg.). *XXI IMEKO WORLD CONGRESS – FULL PAPERS*, S. 1561–1565.
- THORWART, W, 1948. Untersuchungen an stehenden Lichtwellen. *Optik*. Jg. 3, Nr. 3, S. 260–265.
- THURNER, Klaus, 2018. *Position sensing using a fiber-optic Fabry-Pérot interferometer*. München. Auch verfügbar unter: <http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn:nbn:de:bvb:91-diss-20180417-1292904-1-1>. Dissertation. Technische Universität München.
- THURNER, Klaus; QUACQUARELLI, Francesca Paola; BRAUN, Pierre-François; SAVIO, Claudio Dal; KARRAI, Khaled, 2015. Fiber-based distance sensing interferometry. *Applied Optics*. Jg. 54, Nr. 10, S. 3051. Abgerufen unter DOI: 10.1364/ao.54.003051.
- TIETZE, Ulrich; SCHENK, Christoph, 1999. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 7. Aufl. Springer Berlin Heidelberg. ISBN 3-540-64192-0.
- TIKHONRAVOV, Alexander V.; TRUBETSKOV, Michael K.; AMOTCHKINA, Tatiana V., 2008. Application of constrained optimization to the design of quasi-rugate optical coatings. *Applied Optics*. Jg. 47, Nr. 28, S. 5103. Abgerufen unter DOI: 10.1364/ao.47.005103.
- TILSCH, Jörn. *Vorrichtung zur Frequenzstabilisierung von He-Ne-InnenspiegelLasern*. DE4303217. Auch verfügbar unter: <https://depatisnet.dpma.de/DepatisNet/depatisnet?action=bibdat&docid=DE000004303217A1>.
- TODA, H.; HARUNA, M.; NISHIHARA, H., 1991. Integrated-optic heterodyne interferometer for displacement measurement. *Journal of Lightwave Technology*. Jg. 9, Nr. 5, S. 683–687. Abgerufen unter DOI: 10.1109/50.79546.
- VARADAN, Vijay Krishna; VINOY, Kalarickaparambil Joseph; JOSE, K. Abraham, 2003. *RF MEMS and their applications*. Chichester: Wiley.
- VILA, R.; MOLLÁ, J.; HEIDINGER, R.; MOROÑO, A.; HODGSON, E.R., 2002. Electrical and dielectric properties of irradiated KU1 quartz glass from DC to 145 GHz. *Journal of Nuclear Materials*. Jg. 307-311, S. 1273–1276. ISSN 0022-3115. Abgerufen unter DOI: 10.1016/s0022-3115(02)00980-7.

- VINCENT, J H, 1919. On some Experiments in which Two Neighbouring maintained Oscillatory Circuits affect a Resonating Circuit. *Proceedings of the Physical Society of London*. Jg. 32, Nr. 1, S. 84–91. Abgerufen unter DOI: 10.1088/1478-7814/32/1/311.
- VOLDER, Jack E, 1959. The CORDIC trigonometric computing technique. *IRE Transactions on Electronic Computers*. Nr. 3, S. 330–334. Abgerufen unter DOI: 10.1109/tec.1959.5222693.
- VÖLKLEIN, Friedemann; ZETTERER, Thomas, 2006. *Praxiswissen Mikrosystemtechnik: Grundlagen, Technologien, Anwendungen*. 2. Aufl. Wiesbaden: Vieweg. Vieweg Praxiswissen.
- VORBRINGER-DOROZHOVETS, Nataliya, 2014. *persönliche Korrespondenz*.
- VORBRINGER-DOROZHOVETS, Nataliya; MANSKE, Eberhard; JÄGER, Gerd, 2018. Interferometrisches Rasterkraftmikroskop: Aufbau, messtechnische Eigenschaften und Applikationsmessungen / Interferometric atomic force microscope: design, metrological properties and application measurements. *tm - Technisches Messen*. Jg. 85, Nr. s1, S. s52–s58. Abgerufen unter DOI: 10.1515/teme-2018-0023.
- WAGDY, Mahmoud; LUCAS, Michael, 1986. Errors in Sampled Data Phase Measurement. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*. Jg. IM-34, S. 507–509. Abgerufen unter DOI: 10.1109/TIM.1985.4315392.
- WEBSTER, Jane; WATSON, Richard T., 2002. Analyzing the Past to Prepare for the Future: Writing a Literature Review. *MIS Quarterly*. Jg. 26, Nr. 2, S. xiii–xxiii. ISSN 02767783. Auch verfügbar unter: <http://www.jstor.org/stable/4132319>.
- WHITE, AD; RIGDEN, JD, 1962. Continuous gas maser operation in visible. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*. Jg. 50, Nr. 7, S. 1697.
- WIENER, Otto, 1890. Stehende Lichtwellen und die Schwingungsrichtung polarisirten Lichtes. *Annalen der Physik*. Jg. 276, Nr. 6, S. 203–243. Abgerufen unter DOI: 10.1002/andp.18902760603.
- WU, Shaodong; FRANKENA, Hans J., 1989. Integrated optical interferometer with a stacked waveguide structure. *Appl. Opt.* Jg. 28, Nr. 20, S. 4424–4428. Abgerufen unter DOI: 10.1364/AO.28.004424.
- XILINX INC., 2017. *AXI Interconnect: LogiCORE IP Product Guide* [online]. Version 2.1 [besucht am 2019-02-25]. Abgerufen unter: https://www.xilinx.com/support/documentation/ip_documentation/axi_interconnect/v2_1/pg059-axi-interconnect.pdf.
- XILINX INC., 2019. *Zynq-7000 SoC*. Auch verfügbar unter: <https://www.xilinx.com/products/silicon-devices/soc/zynq-7000.html>.
- YEH, Pochi, 1988. *Optical Waves in Layered Media*. John Wiley & Sons, New York. ISBN 0-471-82866-1.
- YU, Woo Jong; VU, Quoc An; OH, Hyemin; NAM, Hong Gi; ZHOU, Hailong; CHA, Soon-young; KIM, Joo-Youn; CARVALHO, Alexandra; JEONG, Munseok; CHOI, Hyunyong, 2016. Unusually efficient photocurrent extraction in monolayer van der Waals heterostructure by tunnelling through discretized barriers. *Nature Communications*. Jg. 7, S. 13278. ISSN 2041-1723. Abgerufen unter DOI: 10.1038/ncomms13278.
- ZEEMAN, P., 1897. XXXII. On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. Jg. 43, Nr. 262, S. 226–239. Abgerufen unter DOI: 10.1080/14786449708620985.
- ZEHNDER, Ludwig, 1891. Ein neuer Interferenzrefraktor. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*. Jg. 11, S. 275–285.
- ZHANG, K.; LI, D., 2013. *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics*. Springer Berlin Heidelberg. ISBN 9783662035535.

ZÖLLNER, Jens-Peter. *persönliche Korrespondenz*.

Abkürzungen

<i>ADC</i>	Analog-to-Digital Converter (Analog-Digital-Umsetzer)
<i>AR</i>	Antireflexions-
<i>AXI</i>	Advanced Extensible Interface
<i>DAC</i>	Digital-to-Analog Converter (Digital-Analog-Umsetzer)
<i>DFT</i>	Diskrete Fouriertransformation
<i>DIO</i>	Digital Input/Output (Digitale Ein- und Ausgänge)
<i>DMM</i>	Digitalmultimeter
<i>DSO</i>	Digitales Speicheroszilloskop
<i>FI</i>	Faradayisolator
<i>FPGA</i>	Field Programmable Gate Array (programmierbares Logikgatter)
<i>FuG</i>	Funktionsgenerator
<i>ICP</i>	Inductively Coupled Plasma (induktiv gekoppeltes Plasma)
<i>ICP-RIE</i>	Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching (reaktives Ionenätzen mit induktiv gekoppeltem Plasma)
<i>ITO</i>	Indium Tin Oxide (Indiumzinnoxid)
<i>LD</i>	Laserdiode
<i>LLM</i>	Laserleistungsmesser
<i>LO</i>	Lokalszillator
<i>MNES</i>	Fachgebiet Mikro- und Nanoelektronische Systeme der Technischen Universität Ilmenau
<i>NST</i>	polarisationsneutraler Strahlteiler
<i>OIB</i>	OPTISCHE INTERFERENZ-BAUELEMENTE GMBH JENA
<i>OPV</i>	Operationsverstärker
<i>PD</i>	Photodiode
<i>PECVD</i>	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition (plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung)
<i>PET</i>	Polyethylenterephthalat
<i>PVD</i>	Physical Vapour Deposition (physikalische Gasphasenabscheidung)
<i>PZT</i>	Piezotranslator
<i>RP</i>	REDPITAYA
<i>RTA</i>	Rapid Thermal Annealing (schnelle thermische Ausheilung)
<i>SOI</i>	Silicon On Insulator (Silizium auf Isolator)
<i>SWI</i>	Interferometer, basierend auf einer optischen stehenden Welle

<i>SWS</i>	Sensoren für auf einer optischen stehenden Welle basierende Interferometer
<i>TCO</i>	Transparent Conducting Oxide (transparentes, elektrisch leitfähiges Oxid)
<i>TCP</i>	Transmission Control Protocol (Übertragungssteuerungsprotokoll)
<i>TIV</i>	Transimpedanzverstärker (Strom-Spannungs-Umsetzer)
<i>USW</i>	Ultraschallwandler
<i>WFS</i>	Wellenfrontsensor
<i>ZMN</i>	ZENTRUM FÜR MIKRO- UND NANOTECHNOLOGIE

Formelzeichen

\mathcal{A}	Fläche
a	Abstand
α	linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient
\mathcal{A}_{aS}	Fläche der photoaktiven Schicht
$\mathcal{A}_{\text{BoFl}}$	Fläche der Bondpads
a_{BoFl}	Abstand der Bondflächen
B	magnetische Flussdichte
b	Breite
b_{aS}	Breite der aktiven Schicht (Abmessung in x - oder y -Richtung)
b_{BoFl}	Breite der Bondflächen
b_i	Breite der i -Gebiete in der Kammstruktur (= Abstand der p - und n -Gebiete)
b_{Kont}	Breite der Kontaktierungsflächen
b_{pn}	Breite der dotierten Gebiete in der Kammstruktur
BW	Bandbreite
C	Kapazität eines Kondensators
\mathbf{C}	Charakteristische Transfermatrix einer Schicht in einem Mehrschichtsystem
c	Element der Gesamt-Transfermatrix \mathbf{C}
c	Phasengeschwindigkeit
$C_{\text{BoFl,I}}$	Kapazität der Bondflächen, Isolierungsschicht
$C_{\text{BoFl,L}}$	Luftkapazität der Bondflächen
$C_{\text{BoFl,P}}$	Kapazität der Bondflächen, Passivierungsschicht
C_{E}	Gesamte Endkapazität der Kammstruktur
C_{ePa}	Endkapazität der Kammstruktur, Passivierungsschicht
C_{f}	Rückkopplungskapazität eines TIV
χ	Dämpfungskonstante, Bestandteil des komplexen Brechungsindex eines absorbierenden Materials
C_{I}	Gesamte innere Kapazität der Kammstruktur
C_{iPa}	Innere Kapazität der Kammstruktur, Passivierungsschicht
C_{k}	Koppelkapazität einer Wechselgrößenkopplung
C_{SpS}	Sperrschichtkapazität
d	Dicke, allgemein
δ	Anfangsphasenwinkel einer periodischen Funktion
δ_{b}	Anfangsphasenwinkel des Differenzfrequenzsignals (Referenzsignal)
d_{BK7}	Dicke der stabilisierenden Glasplatte des SWS (Abmessung in z -Richtung)

δ_D	Phasendifferenz zwischen zwei periodischen Funktionen / Signalen
d_i	Dicke der i -Schicht des <i>SWS</i> (Abmessung in z -Richtung)
d_{Isol}	Dicke der Isolationsschicht des <i>SWS</i> (Abmessung in z -Richtung)
δ_K	Breite der optischen Kavität (bzgl. der Phase der resultierenden Sensorsignale)
d_{Kl}	Dicke der Kleberschicht des <i>SWS</i> (Abmessung in z -Richtung)
δ_{LO}	Anfangsphasenwinkel des Signals des <i>LO</i>
d_o	optimale Dicke des <i>SWS</i> (photoaktive Schicht, Abmessung in z -Richtung)
d_{Pass}	Dicke der Passivierungsschicht des <i>SWS</i> (Abmessung in z -Richtung)
δ_{ps}	Phasensprung bei Reflexion einer elektromagnetischen Welle an einer Oberfläche
δ_S	Anfangsphasenwinkel des Sensorsignals des <i>SWS</i>
d_{Se}	Dicke des <i>SWS</i> (photoaktive Schicht, Abmessung in z -Richtung)
d_{Substr}	Dicke des Siliziumsubstrates des <i>SWS</i> (Abmessung in z -Richtung)
δ_T	Anfangsphasenwinkel des Modulationssignals (Trägersignal)
δ_V	(frequenzabhängige) Phasendifferenz zwischen Ein- und Ausgangsgröße eines Verstärkers
Δz	Längenmessabweichung des <i>SWI</i>
\hat{E}	Amplitude der elektrischen Feldstärke einer elektromagnetischen Welle
E	elektrische Feldstärke
e	Euler'sche Zahl
ε	Permittivität / dielektrische Leitfähigkeit
η	spektrale Photoempfindlichkeit
ε_0	elektrische Feldkonstante / Dielektrizitätskonstante des Vakuums
\hat{E}_e	Amplitude der elektrischen Feldstärke der einfallenden Welle
E_e	elektrische Feldstärke der einfallenden Welle
E_{ea}	elektrische Feldstärke der einfallenden Welle unter Berücksichtigung der Absorption im Sensor
E_i	i -te elektrische Teilfeldstärke
\hat{E}_r	Amplitude der elektrischen Feldstärke der reflektierten Welle
E_r	elektrische Feldstärke der reflektierten Welle
ε_r	relative Permittivität
E_{ra}	elektrische Feldstärke der reflektierten Welle unter Berücksichtigung der Absorption im Sensor
$\varepsilon_{\text{r,a-Si}}$	relative Permittivität von a-Si
E_{res}	resultierende elektrische Feldstärke bei der Superposition mehrerer Teilfeldstärken
$\varepsilon_{\text{r,Kl}}$	relative Permittivität des verwendeten Klebers
$\varepsilon_{\text{r,SiO}_2}$	relative Permittivität von SiO ₂
E_{SW}	elektrische Feldstärke der stehenden Welle

E_t	Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke einer elektromagnetischen Welle
Φ	Phasenverschiebung in einer Schicht eines Mehrschichtsystems
f	Frequenz
φ	Winkel, geometrisch
f_b	Differenzfrequenz (Beatfrequenz) zweier elektromagnetischer Wellen
f_c	Grenzfrequenz (untere oder obere)
f_D	Frequenzverschiebung aufgrund des Dopplereffektes
f_{LO}	Frequenz eines lokalen Oszillators
f_m	Mittelfrequenz
f_{ref}	Referenz-Frequenz
f_s	Abtastfrequenz (Samplingfrequenz) eines Signals
f_{Sen}	Frequenz des Wechselanteils s_{\sim} des Sensorsignals des <i>SWS</i>
f_T	Frequenz der Modulation des Messspiegels (Trägerfrequenz)
γ	Pseudoindex einer Schicht eines Mehrschichtsystems
g	Teilungsperiode einer Struktur, Gitterkonstante
H	magnetische Feldstärke
I	Intensität einer elektromagnetischen Welle
i	Laufindex, $i \in \mathbb{Z}$
i	elektrischer (Wechsel-)Strom
i_D	Diodenstrom
I_e	Intensität der einfallenden elektromagnetischen Welle
i_{ph-}	Gleichwert des von einem <i>SWS</i> erzeugten Photostroms
$i_{ph\sim}$	kapazitiv gekoppelter bzw. durch eine Additionsstufe verschobener, zur Abszisse symmetrischer, von einem <i>SWS</i> erzeugter Photostrom
i_{ph}	von einem <i>SWS</i> erzeugter Photostrom
I_{SW}	Intensität der stehenden Welle
I_{SWA}	Intensität der stehenden Welle unter Berücksichtigung der Absorption im Sensor
J	Besselfunktion erster Gattung
j	imaginäre Einheit
K	Michelsonkontrast eines Signals, auch als Sichtbarkeit bezeichnet
\mathfrak{K}	vollständiges elliptisches Integral erster Gattung
κ	Dämpfungsgröße
k	Zahlenfaktor zur Berechnung der erweiterten Messunsicherheit
\mathfrak{k}	Modul des vollständigen elliptischen Integrals erster Gattung bzw. der Jacobi'schen elliptischen Funktion
\mathfrak{k}_E	Modul für die äußeren Teilkapazitäten der lateralen Anordnung
\mathfrak{k}_I	Modul für die inneren Teilkapazitäten der lateralen Anordnung
L	Induktivität einer Spule
l	Länge

λ	Wellenlänge
λ_0	Vakuumwellenlänge
l_{BoFl}	Länge der Bondflächen
l_{Kont}	Länge der Kontaktierungsflächen
l_{pn}	effektive Länge der dotierten Gebiete in der Kammstruktur
λ_z	Zentralwellenlänge der Designreflexion bzw. der Antireflexbeschichtung
μ	magnetische Permeabilität / magnetische Leitfähigkeit
μ_0	magnetische Feldkonstante / Vakuumpermeabilität
N	Anzahl
n	Brechungsindex eines Mediums
N_E	Anzahl der Elektroden in der Kammstruktur (Anzahl der p- und n-Gebiete)
n_S	Brechungsindex des Substrates (in einem Mehrschichtsystem)
n_U	Brechungsindex der Umgebung (in einem Mehrschichtsystem)
P	Leistung
π	Kreiszahl
P_0	Strahlungsleistung, Bezugs-/Referenzwert
P_R	reflektierte Leistung
P_{Str}	Strahlungsleistung einer elektromagnetischen Welle
P_T	transmittierte Leistung
$P_{T,0}$	transmittierte Leistung in der nullten Beugungsordnung
Q	Quantilsabstand
q	Geometrieparameter der lateralen Anordnung
R	elektrischer Widerstand
ϱ	Reflexionsgrad
\underline{r}	komplexer Reflexionskoeffizient
r	reeller Reflexionskoeffizient
ρ	spezifischer elektrischer Widerstand (Resistivität)
R_{aS}	Widerstand der aktiven Schicht
R_f	Rückkopplungswiderstand eines <i>TIV</i>
R_i	Innenwiderstand
R_{mess}	Eingangswiderstand einer Messschaltung
R_{par}	Parallelwiderstand einer Photodiode
ϱ_{Se}	Reflexionsgrad des <i>SWS</i>
r_{Se}	reeller Reflexionskoeffizient des <i>SWS</i>
R_{ser}	Serienwiderstand einer Photodiode
ϱ_{Sp}	Reflexionsgrad des Messspiegels
r_{Sp}	reeller Reflexionskoeffizient des Messspiegels
R_{Sub}	Substratwiderstand
\mathbf{S}	POYNTING-Vektor
s_{\cdot}	Gleichanteil des abstrakten Sensorsignals des <i>SWS</i>

\hat{s}_{\sim}	Amplitude des Wechselanteils des abstrakten Sensorsignals des <i>SWS</i>
s_{\sim}	Wechselanteil des abstrakten Sensorsignals des <i>SWS</i>
s	von der konkreten technologischen Umsetzung losgelöstes, abstraktes und dimensionsloses Signal des <i>SWS</i> als proportionales Maß für die detektierte Intensität
s_b	Signal des Differenzfrequenzdetektors
\hat{s}_{\cos}	Amplitude des Kosinus-Anteils des phasenmodulierten Sensorsignals
\hat{s}_{LO}	Amplitude des Signals des Lokaloszillators
s_{LO}	Signal des Lokaloszillators
s_{\max}	Maximalwert des abstrakten Sensorsignals des <i>SWS</i>
s_{\min}	Minimalwert des abstrakten Sensorsignals des <i>SWS</i>
sn	Jacobi'sche elliptische Funktion
\hat{s}_{\sin}	Amplitude des Sinus-Anteils des phasenmodulierten Sensorsignals
T	Periodendauer einer periodischen Funktion
t	t-Ebene, bzw. t-Koordinaten
θ	Jacobi'sche Thetafunktion
τ	reeller Transmissionskoeffizient
t	Zeit
t_0	beliebiger Zeitpunkt / Startzeitpunkt
ϑ	Temperatur
τ_{Se}	reeller Transmissionskoeffizient des <i>SWS</i>
u	elektrische (Wechsel-)Spannung
u_A	Ausgangsspannung einer elektrischen Schaltung
u_D	elektrische Spannung an der Photodiode
u_G	elektrische Ausgangsspannung eines Labornetzgerätes / Funktionsgenerators
u_V	Vorspannung der Photodiode (Spannung in Sperrrichtung)
x	Raumrichtung
y	Raumrichtung
\mathbb{Z}	Zahlenbereich der ganzen Zahlen
\mathfrak{z}	eine beliebige, ganze Zahl ($\mathfrak{z} \in \mathbb{Z}$)
z	Raumrichtung, insb. Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls
z_0	z -Position zur Zeit $t=0$
\dot{z}	Geschwindigkeit in z -Richtung
\dot{z}_{Sp}	Geschwindigkeit des Messspiegels / -reflektors in z -Richtung
\dot{z}_{SW}	Geschwindigkeit des Intensitätsprofils der heterodyn stehenden Welle in z -Richtung
\dot{z}_{SWS}	Geschwindigkeit des <i>SWS</i> in z -Richtung
z_E	Abweichung der aktiven Schicht von einer idealen Ebene, in z -Richtung
z_M	Mitte der aktiven Schicht, in z -Richtung

z_{mod} Modulationsamplitude des Messspiegels, in z -Richtung

Chemische Stoffe

a-Si	Silizium, amorph
Ag	Silber
Al	Aluminium
AlGaAs	Aluminium-Gallium-Arsenid
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	Aluminium-Gallium-Nitrid
AlN	Aluminiumnitrid
Au	Gold
BK7	Optisches Bor-Kronglas SCHOTT N-BK 7
$\text{C}_2\text{H}_6\text{OS}$	Dimethylsulfoxid (DMSO)
GaAs	Gallium-Arsenid
GaN	Gallium-Nitrid
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	Indium-Gallium-Nitrid
KOH	Kaliumhydroxid
LiNbO_3	Lithiumniobat
MgF_2	Magnesiumfluorid
MoS_2	Molybdändisulfid
Ms	Messing
$\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$	Kryolith (Natriumhexafluoroaluminat(III))
PbF_2	Blei(II)-fluorid
Si	Silizium, kristallin
Si_3N_4	Siliziumnitrid
SiO_2	Siliziumdioxid
TiN	Titannitrid
V_2O_5	Vanadiumoxid
WO_3	Wolframtrioxid
ZnO	Zinkoxid