

# Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Mechanik und Akustik

PTB-Bericht MA-67

## **Dielektrische optische Interferenzschichthydrophone zur zeitlich und räumlich hochauflösenden Messung von Ultraschallfeldern**

Vom Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) angenommene Dissertation

von

Volker Wilkens

aus Oldenburg

Erstreferent:

Prof. Dr. Klaus Hinsch

Korreferenten:

Prof. Dr. Volker Mellert

Dr. Christian Koch

Tag der Disputation:

31. Mai 2001



## Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt ein neuartiges Konzept zur zeitlich und räumlich hochauflösenden Messung des Ultraschallwechseldrucks in Flüssigkeiten, bei dem dünne optische Schichten als Sensorelement verwendet werden. Ausgehend von grundlegenden Betrachtungen des Verhaltens dielektrischer Interferenzschichtsysteme unter äußerem Druckeinfluss wird ein auf den Einsatz als Ultraschallempfänger optimiertes Schichtsystemdesign entwickelt. Die praktische Umsetzung der Messmethode in Form von sowohl faseroptischen Hydrophonen als auch flächig ausgelegten Sensoren wird mit den wichtigsten technischen Details und den durchgeführten Optimierungsschritten ausführlich dargestellt. Zur quantitativen Charakterisierung und zum physikalischen Verständnis der akustischen Übertragungseigenschaften wurden experimentelle Untersuchungen und Kalibriermessungen sowie eingehende numerische Modellrechnungen durchgeführt. Die experimentell erhaltene komplexwertige Übertragungsfunktion des faseroptischen Hydrophons erlaubt eine effektive Messwertkorrektur durch Entfaltung auch für den Fall breitbandiger Messsignale. Die Ergebnisse der Modellrechnungen ermöglichen die Interpretation der erhaltenen Übertragungsfunktion als Ergebnis der Überlagerung von Longitudinal-, Randbeugungs- und Seitenwellen mit einer resonanten Stabschwingung des Empfängerkörpers. Unter Ausnutzung der gewonnenen Erkenntnisse werden Verbesserungsmöglichkeiten durch Modifikationen der Fasersensorgeometrie aufgezeigt. Der flächig ausgelegte Interferenzschichtsensor bietet eine breitbandig konstante Übertragungsfunktion, da Rand- und Resonanzeffekte vermieden werden können und dieses Messsystem eignet sich daher neben der Anwendung als zweidimensionales Detektorarray zur Erfassung räumlicher Schallfeldstrukturen besonders gut als Referenzmessmethode. Anhand von Anwendungsbeispielen wird die vorteilhafte Einsetzbarkeit der entwickelten Messtechnik in der Praxis demonstriert, wobei eine besondere Option in der gering invasiven simultanen Ultraschallmessung und Erfassung der Temperatur im Ausbreitungsmedium besteht.

## Abstract

The present work deals with a novel concept for the measurement of the ultrasound pressure in liquids using thin optical layers as sensor element to achieve high temporal and spatial resolution. Starting from the fundamental consideration of the behaviour of dielectric multilayer systems influenced by pressure from outside, a layer system design optimized for use as an ultrasound detector is developed. The practical realization of the measuring method in the form of both fiber-optic hydrophones and plane probes is described as regards the most important technical details and the optimization steps taken. For the quantitative characterization and for the physical understanding of the acoustic transmission properties, experimental investigations and calibration measurements as well as detailed numerical model calculations were carried out. The complex-valued transfer function obtained by experiment for the fiber-optic hydrophone allows effective measured value correction by deconvolution even in the case of broadband measurement signals. The results of the model calculations enable the transfer function obtained to be interpreted as a result of the superposition of longitudinal, edge diffraction and lateral waves with a resonant vibration mode of the fiber body representing an elastic rod. Using the findings made, possibilities of improvement by modifications of the fiber sensor geometry are presented. The plane probe multilayer sensor offers a constant transfer function in a wide frequency range since edge and resonance effects can be avoided, and this measuring system is suitable not only as a two-dimensional detector array for the fast detection of spatial sound field structures but also as a reference measuring method. The advantageous practical use of the measuring technology developed is demonstrated by examples, a special application being the minimum invasive simultaneous ultrasound measurement and temperature detection in the propagation medium.

# Inhalt

|                                                                            |           |
|----------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1 Einleitung .....</b>                                                  | <b>1</b>  |
| <b>2 Methoden der Ultraschallexposimetrie .....</b>                        | <b>5</b>  |
| 2.1 Piezoelektrische Ultraschallhydrophone .....                           | 6         |
| 2.2 Optische Messtechnik zur Ultraschallfeldbestimmung .....               | 8         |
| 2.3 Faseroptische Sensorik zur Ultraschallmessung .....                    | 9         |
| <b>3 Optische Interferenzschichtsysteme .....</b>                          | <b>13</b> |
| 3.1 Formale Beschreibung optischer Interferenzschichtsysteme .....         | 14        |
| 3.1.1 Matrixschreibweise der Vielschichtfiltertheorie .....                | 14        |
| 3.1.2 Rekursionsmethode .....                                              | 19        |
| 3.1.3 Lokale optische Intensität .....                                     | 22        |
| 3.2 Optische Interferenzschichtsysteme als drucksensitive Elemente .....   | 23        |
| 3.2.1 Wechselwirkung einer Schalldruckwelle mit einem Schichtsystem .....  | 23        |
| 3.2.2 Exkurs I: Design/Synthese von Interferenzschichtsystemen .....       | 28        |
| 3.2.3 Exkurs II: Herstellungsverfahren für Interferenzschichtsysteme ..... | 29        |
| 3.2.4 Designkriterien für das optische Vielschichthydrophon .....          | 30        |
| 3.2.5 Spiegeldesign .....                                                  | 34        |
| 3.2.6 Interferenzfilterdesign .....                                        | 36        |
| 3.2.7 Andere Anordnungen .....                                             | 39        |
| 3.2.8 Auswirkung von Beschichtungsabweichungen .....                       | 39        |
| 3.2.9 Akustische Empfindlichkeit des Interferenzfiltersystems .....        | 41        |
| 3.2.10 Schichtsystemrefinement .....                                       | 44        |
| <b>4 Aufbau und Einsatz des faseroptischen Vielschichthydrophons .....</b> | <b>51</b> |
| 4.1 Herstellung von 15- und 19-Schicht-Interferenzfiltersystemen .....     | 51        |
| 4.2 Optische Komponenten des Aufbaus .....                                 | 55        |
| 4.3 Messung von Ultraschallimpulsen .....                                  | 59        |
| 4.4 Optimierung der optischen Detektionsanordnung .....                    | 61        |
| 4.4.1 Erhöhung der Signalamplitude .....                                   | 61        |
| 4.4.2 Rauschanalyse .....                                                  | 64        |
| 4.4.3 Optimierung der Laserdiodeneigenschaften .....                       | 67        |
| 4.5 Besondere Störeinflüsse .....                                          | 72        |
| 4.5.1 Lichtreflexionen aus dem Messvolumen .....                           | 72        |
| 4.5.2 Biegewellen auf der Faser bei schrägem Schalleinfall .....           | 73        |

|                                                                                                       |            |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>5 Aufbau und Einsatz des optischen Vielschichtflächenhydrophons.....</b>                           | <b>77</b>  |
| 5.1 Senkrechter Lichteinfall.....                                                                     | 78         |
| 5.1.1 Impulsvergleichsmessung .....                                                                   | 79         |
| 5.1.2 Vielschichtflächenhydrophon als Detektorarray.....                                              | 80         |
| 5.2 Nicht-senkrechter Lichteinfall .....                                                              | 82         |
| 5.2.1 Arbeitspunkte und Detektionssteilheiten für p- und s-Polarisation .....                         | 83         |
| 5.2.2 Bestimmung der lateralen Auflösung.....                                                         | 87         |
| <b>6 Akustische Übertragungseigenschaften der optischen Vielschichthydrophone .....</b>               | <b>89</b>  |
| 6.1 Bestimmung der Übertragungsfunktionen mithilfe eines optischen Kalibrierverfahrens .....          | 90         |
| 6.1.1 Interferometrisches Kalibrierverfahren .....                                                    | 90         |
| 6.1.2 Kalibrierung des faseroptischen Vielschichthydrophons.....                                      | 95         |
| 6.1.3 Kalibrierung des optischen Vielschichtflächenhydrophons.....                                    | 97         |
| 6.2 Sekundäre Kalibrierung mit dem Vielschichtflächenhydrophon und breitbandiger Impulsanregung ..... | 99         |
| 6.3 Impulsmessungen und Impulsentfaltungen.....                                                       | 102        |
| 6.4 Theoretische Beschreibung der Übertragungseigenschaften .....                                     | 105        |
| 6.4.1 Problemeingrenzung und Lösungsansätze .....                                                     | 105        |
| 6.4.2 Finite-Elemente-Methoden .....                                                                  | 108        |
| 6.4.3 Simulationen zur Impulsantwort .....                                                            | 109        |
| 6.4.4 Vergleich mit dem faseroptischen Michelson-Interferometer .....                                 | 120        |
| 6.5 Alternative Sensorformen .....                                                                    | 120        |
| 6.5.1 Vergrößerte Empfänger.....                                                                      | 120        |
| 6.5.2 Abgerundete Stirnflächen.....                                                                   | 122        |
| 6.5.3 Asymmetrische Stirnflächen .....                                                                | 123        |
| <b>7 Temperaturmessung mit dem faseroptischen Vielschichtsensor .....</b>                             | <b>127</b> |
| 7.1 Interferenzschichtsysteme als temperatursensitive Elemente .....                                  | 127        |
| 7.2 Experimentelle Bestimmung des Temperaturübertragungsfaktors.....                                  | 129        |
| <b>8 Spezielle Anwendungen .....</b>                                                                  | <b>131</b> |
| 8.1 Messungen in einer Ultraschallreinigungswanne .....                                               | 131        |
| 8.2 Laserinduzierte Stoßwellen und Temperaturerhöhungen im Glaskörper des Auges .....                 | 133        |
| <b>9 Zusammenfassung und Ausblick.....</b>                                                            | <b>137</b> |
| <b>Literatur .....</b>                                                                                | <b>141</b> |



# 1 Einleitung

Ultraschall ist heute vor allem aus den zahlreichen Anwendungen in der diagnostischen Medizin bekannt. Die Sonographie als bildgebendes Verfahren ermöglicht es, Schnittbilder aus dem Inneren des Körpers mit Tiefenauflösung und in Echtzeit zu erhalten. Es können dadurch z. B. Gewebestrukturen, Organgrößen und -bewegungen sowie Strömungen dargestellt und vermessen werden. Während zu Beginn der Anwendung der Sonographie vor ca. 50 Jahren die Akzeptanz aufgrund der schlechten Auflösung eher gering war, haben u. a. apparative und methodische Neuerungen mittlerweile zu einer starken Verbreitung der Verfahren geführt. Die Sonographie ist dadurch in fast allen medizinischen Bereichen, z. B. der inneren Medizin, der Kardiologie, der Ophthalmologie und der Dermatologie zu einem unentbehrlichen Diagnostikverfahren geworden und ergänzt oder ersetzt in zunehmendem Maße radiologische und nuklearmedizinische Untersuchungen. Ein besonders prominenter Anwendungsbereich ist die Schwangerenvorsorge und Geburtshilfe. Hier wird die Sonographie heute (in Europa) routinemäßig zur Beurteilung der Entwicklung des ungeborenen Kindes eingesetzt. In Abb. 1.1 ist beispielhaft eine Ultraschallaufnahme während der zwölften Schwangerschaftswoche dargestellt. Man erkennt den Kopf mit dem Gesicht im Profil, den Körper und die Gliedmaßen des gesunden Ungeborenen in der Fruchtblase. Schwangerschaftsstörungen oder Missbildungen des Embryos können mithilfe solcher Aufnahmen frühzeitig erkannt und geeignete Maßnahmen rechtzeitig im Rahmen der pränatalen und perinatalen Medizin eingeleitet werden.

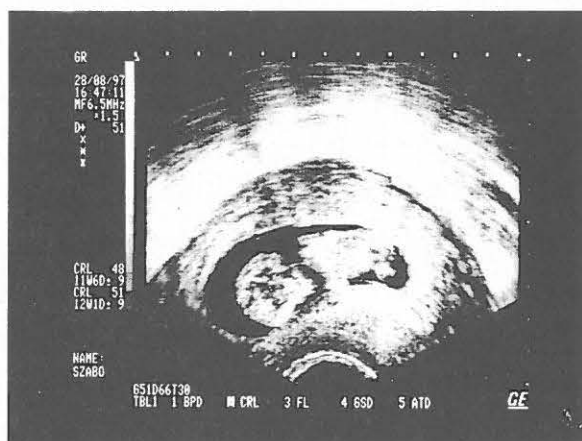


Abb. 1.1: Ultraschallaufnahme in der zwölften Schwangerschaftswoche.

Da die Ultraschalldiagnostik nicht mit ionisierender Strahlung arbeitet, ist sie auch nicht mit den entsprechenden Gesundheitsrisiken behaftet und führt kaum zu einer Belastung des Patienten. Dies bedeutet nicht, dass Nebenwirkungen grundsätzlich ausgeschlossen werden können. Sie lassen sich aber bei richtiger Dosierung mit Sicherheit vermeiden, was bei dem

Einsatz ionisierender Strahlung nicht der Fall ist, da es hier keine Schwellendosis gibt, bei deren Unterschreitung stochastische Strahlenschäden nicht auftreten [KÖH89]. Mögliche Gewebeschädigungen beim Einsatz diagnostischen Ultraschalls resultieren zum einen aus der lokalen Wärmeerzeugung und Temperaturerhöhung durch Schallabsorption und zum anderen aus der mechanischen Wirkung des Ultraschalls, wobei insbesondere das Auftreten stabiler Kavitation (Schwingungsanregung vorhandener Gasbläschen) und transienter Kavitation (Hohlraumbildung und anschließender Blasenkolaps mit Stoßwellenerzeugung) beachtet werden muss. Es lassen sich prinzipiell Schwellenwerte für die Ultraschallexposition angeben, unterhalb derer eine Gefährdung ausgeschlossen werden kann. Im Sinne der Patientensicherheit kommt damit der Ultraschallexposimetrie, also der präzisen Vermessung der auftretenden Schallfeldparameter, insbesondere im Hinblick auf die ständige technische Erweiterung der eingesetzten Verfahren, eine wichtige Bedeutung zu [SSK98].

Außer zur Diagnose wird Ultraschall zunehmend auch zur medizinischen Therapie eingesetzt. Neben den klassischen Anwendungsfeldern, bei denen durch die Wärmewirkung eine Verbesserung der Durchblutung zur Schmerz- und Krampflinderung ausgenutzt wird, werden z. B. seit Beginn der 1980er Jahre bei der extrakorporalen Stoßwellen-Lithotripsie fokussierte hochenergetische Schallimpulse zur Zertrümmerung von Nieren-, Gallen- und Harnleitersteinen verwendet. Untersuchungen seit Mitte der 1990er Jahre deuten auf eine vorteilhafte Einsetzbarkeit extrakorporal erzeugter Stoßwellen auch im Bereich der Orthopädie hin [SIE97]. Im Zusammenhang mit therapeutischen Anwendungen liefert die Ultraschallexposimetrie Messdaten, die zusätzlich zur Beurteilung der Patientensicherheit auch als Grundlage für Untersuchungen zur Effektivität der Verfahren und deren Verbesserung dienen können.

Durch die Ausweitung des Frequenz- und Amplitudenbereichs der in medizinischen und technischen Anwendungen eingesetzten Ultraschallfelder entstehen bezüglich der Verfahren der Exposimetrie gesteigerte Anforderungen. Das Laboratorium „Ultraschall“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt arbeitet daher, neben den gesetzlichen Aufgaben der Darstellung und Weitergabe der Einheiten der Ultraschallfeldgrößen, kontinuierlich an Verbesserungen und Erweiterungen der Messmethoden. Im Zentrum des Forschungsinteresses stehen dabei die Entwicklung und das umfassende Verständnis leistungsfähiger und anwendungsnaher Verfahren zur Messung der Schallfeldgrößen. Einen Schwerpunkt bildet in diesem Zusammenhang die Entwicklung faseroptischer Sensoren. Solche Empfänger bieten eine Reihe von Vorteilen gegenüber konventionellen Messverfahren, wie z. B. die erreichbare hohe zeitliche und räumliche Auflösung zur breitbandigen Messung komplexer Feldstrukturen und hohe Zerstörschwellen, die auch die Messung sehr großer Druckamplituden ermöglichen. Die vorliegende Arbeit, die im Rahmen eines von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützten Projektes entstanden ist, gliedert sich in diese Aktivitäten des Laboratoriums ein.

Ausgehend von einer kurzen Übersicht der wichtigsten im Bereich der Ultraschall-exposimetrie eingesetzten Messmethoden (Kap. 2) wird ein neuartiges Konzept zur Schalldruckmessung verfolgt, das dünne optische Schichten als Sensorelement verwendet. Dazu sind zunächst die in Kap. 3 dargestellten grundlegende Betrachtungen zur optischen und akustischen Wirkungsweise dielektrischer Interferenzschichtsysteme notwendig, um darauf aufbauend ein für den Einsatz als Schalldruckempfänger vorteilhaftes Schichtsystemdesign entwickeln zu können. In Kap. 4 und 5 werden zwei unterschiedliche experimentell verwirklichte Sensorvarianten und die zugehörigen optischen Aufbauten einschließlich der durchgeführten Optimierungsschritte beschrieben. Die eingehende Untersuchung der akustischen Übertragungseigenschaften der Sensorsysteme erfolgt in Kap. 6. Schließlich wird in Kap. 8 anhand zweier Anwendungsbeispiele die Einsetzbarkeit der entwickelten Messsysteme in der Praxis dokumentiert, wobei im Rahmen der durchgeführten Messungen zur laserinduzierten Kavitation auch die Option der Temperaturmessung (Kap. 7) simultan zur Schalldruckdetektion genutzt wurde.

## 2 Methoden der Ultraschall-exposimetrie

In der Ultraschall-exposimetrie, d. h. bei der präzisen Vermessung der in medizinischen oder technischen Anwendungen auftretenden Schallfeldparameter, kommen auf die Empfangsfunktion optimierte Sensoren bzw. Verfahren zum Einsatz. Zur Bestimmung der zeitlich gemittelten Ultraschallleistung als Pauschalcharakterisierung eines Ultraschallfeldes in Wasser dient z. B. das allgemein anerkannte Verfahren der Schallstrahlungskraftmethode nach IEC 61161 [BEI94]. Bei dieser Methode wird mithilfe einer empfindlichen Waage die vom Schallfeld in Ausbreitungsrichtung auf einen Absorber ausgeübte Kraft gemessen, aus der sich rechnerisch die gesuchte Größe ermitteln lässt. Im Folgenden wird darauf nicht näher eingegangen, da das Ziel der vorliegenden Arbeit die Entwicklung eines neuartigen Verfahrens zur Schalldruckmessung, d. h. zur Messung der zeit- und ortsabhängigen Feldverteilung ist. Konventionell werden dazu in Flüssigkeiten Hydrophone in Form von akusto-elektrischen Empfangswandlern verwendet [LUD94]. Am meisten verbreitet sind heute Hydrophone, die eine Folie aus Polyvinylidenefluorid (PVDF) als piezoelektrisches Material besitzen [HAR00]. Zunehmend gewinnen aber auch optische Verfahren zur Messung von Schallfeldern an Bedeutung. Die akustische Größe erzeugt dabei zunächst eine Modulation der Amplitude oder der Phase einer Lichtwelle, die dann in einem zweiten Schritt mithilfe einer optischen Detektionsanordnung in ein elektrisches Signal überführt wird. Dieser Weg erscheint zunächst aufwendiger als die direkte akusto-elektrische Wandlung. Der Einsatz optischer Messtechnik besitzt aber im Gegenzug bedeutende prinzipielle Vorteile. Im Bereich der Ultraschall-exposimetrie sind dies vor allem, je nach verwendetem Verfahren in unterschiedlicher Betonung, die große erreichbare Frequenzbandbreite, die hohe räumliche Auflösung, die geringe Invasivität, die hohe Zerstörschwelle der eingesetzten Sensoren bezüglich großer Druckamplituden und die Möglichkeit der Messung unter widrigen Umgebungsbedingungen wie z. B. hohen Temperaturen oder starker elektromagnetischer Einstrahlung. Ferner sind optische Scantechniken besonders vorteilhaft für die schnelle Erfassung von Feldverteilungen in mehreren Dimensionen geeignet.

Unter einschließender Betrachtung jeweiliger Vor- und Nachteile wird in den folgenden Abschnitten ein kurzer Überblick über piezoelektrische Hydrophone in Kap. 2.1, über optische Messtechnik zur Ultraschallfeldbestimmung in Kap. 2.2 und speziell über faseroptische Sensorik zur Ultraschallmessung in Kap. 2.3 gegeben. In diesem Kontext ergeben sich der Ausgangspunkt und die Zielsetzung für die Entwicklung der optischen Interferenzschichthydrophone.



## 2.1 Piezoelektrische Ultraschallhydrophone

Bei piezoelektrischen Materialien bewirkt eine durch eine äußere Kraft hervorgerufene Dickenänderung eine Ladungstrennung in Richtung der wirkenden Kraft. Belegt man die Oberflächen einer piezoelektrischen Schicht mit Elektroden, so lässt sich an diesen eine zur mechanischen Spannung proportionale elektrische Spannung abgreifen. Piezoelektrische Ultraschallhydrophone nutzen diesen Effekt und sind hauptsächlich in zwei Typen verbreitet, die sich in ihrer Bauform stark unterscheiden. Als klassischer Typ gilt das Nadelhydrophon. Während ursprünglich Wandlerelemente aus Piezokeramik eingesetzt wurden, kommen heute vor allem Bauformen mit einer dünnen piezoelektrischen Folie (PVDF) zum Einsatz [LEW81], [PLA85], [FAY94], [SEL99]. Dieses Material besitzt eine akustische Impedanz, die recht gut an die des Wassers angepasst ist, so dass weniger starke akustische Reflexionen im Sensorelement auftreten als bei der Verwendung von Keramiken. Die Folie wird auf eine „Nadelspitze“ geklebt und die Nadel selbst bildet einen Dämpfungskörper, der die einfallende Schallwelle soweit bedämpfen soll, dass eine Störung der Messung durch an der Rückseite des Dämpfungskörpers reflektierte elastische Wellen vermieden wird (Abb. 2.1 links). Das Material des Dämpfungskörpers ist ferner so zu wählen, dass auch an der Grenzfläche zur Folie möglichst wenig akustische Reflexionen entstehen, um dadurch eine große Bandbreite des Empfängers zu ermöglichen. Die Nadel dient häufig auch als Elektrodenzuleitung. Typische Abmessungen liegen im Bereich von 50  $\mu\text{m}$  bis 9  $\mu\text{m}$  für die Foliendicken und im Bereich von 1 mm bis 0,2 mm für die Empfängerflächendurchmesser.

Im Fall des Membranhydrophons als zweite verbreitete Bauform wird ebenfalls eine piezoelektrische Folie (PVDF) verwendet. Diese wird über einen Rahmen gespannt und nur ein kleiner, für den Schallempfang vorgesehener Bereich wird elektrisch polarisiert und mit Elektroden versehen (Abb. 2.1 rechts) [DER81]. Die Abmessungen der empfindlichen Elemente kommerziell erhältlicher Membranhydrophone liegen in ähnlichen Bereichen wie im Fall der Nadelhydrophone.

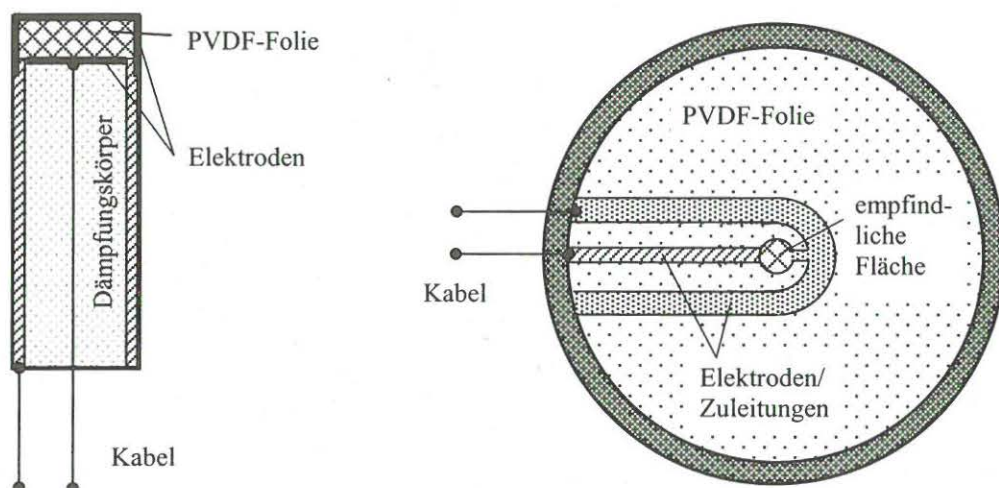


Abb. 2.1: Piezoelektrische Hydrophone; links: Nadelhydrophon (Schnitt), rechts: Membranhydrophon (Aufsicht).

Außer von den piezoelektrischen Eigenschaften der Folie und von der Bauform hängen die Übertragungseigenschaften vor allem von der Dicke und der elektrischen Kapazität des Sensorelements ab. Für ein Hydrophon mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung wäre ein möglichst geringer Durchmesser der Sensorfläche und eine möglichst geringe Dicke der Folie im Vergleich zu den auftretenden Ultraschallwellenlängen ideal. Ein solches Hydrophon hätte allerdings eine sehr geringe Empfindlichkeit, da die piezoelektrisch erzeugte elektrische Spannung proportional zur Dicke des Materials ist und die Kapazität des Sensorelements mit abnehmender Fläche sinkt. Aufgrund des elektrischen Netzwerkes, das ein Hydrophon darstellt [KOC99.1], ruft eine geringere Kapazität des Sensorelementes eine niedrigere nutzbare Spannung am Kabelausgang hervor. Daher muss für reale piezoelektrische Hydrophone ein Kompromiss zwischen ausreichender räumlicher und zeitlicher Auflösung und dem erzielbaren Signal-Rauschverhältnis eingegangen werden.

Bei beiden Hydrophontypen wird der Frequenzgang vor allem durch die Dickenresonanz der verwendeten Folie und durch die elektrischen Transmissionseigenschaften der Zuleitungen (inkl. Kabel) geprägt [HAR82], [BAC82], [FAY92], [KOC99.1]. Beim Nadelhydrophon sind außerdem bei Schallwellenlängen in der Größenordnung des Empfängerdurchmessers Beugungseffekte von großer Bedeutung für die Übertragungseigenschaft. Durch den Randbeugungseffekt entsteht eine periodische Abhängigkeit der Übertragungsfunktion von der Schallfrequenz [FAY94]. Demgegenüber kommt das Membranhydrophon diesbezüglich durch seine Bauform einem idealen Empfänger näher.

Das Membranhydrophon wird aufgrund seines relativ glatten und beschreibbaren Frequenzgangs vor allem als Referenz und für Präzisionsmessungen eingesetzt [HAR00], [ROB00]. Für den „alltäglichen“ technischen Einsatz ist es weniger geeignet, da im Umgang mit diesem mechanisch empfindlichen Instrument (leichte Zerstörbarkeit der Membran) sehr viel Vorsicht geboten ist. Auch sind die recht großen Abmessungen in vielen Anwendungsfällen hinderlich. Das kleine und handliche Nadelhydrophon ist dagegen sehr viel robuster und in der Messpraxis flexibler einsetzbar. Allerdings kann der weniger ausgeglichene Frequenzgang insbesondere bei der Messung breitbandiger Impulse problematisch sein.

Grundsätzlich ist das Übertragungsverhalten jedes piezoelektrischen Hydrophons vor allem aufgrund der recht starken Variation der Materialparameter der verwendeten Folie individuell verschieden. Um zu gesicherten Messergebnissen zu kommen, ist daher die Kalibrierung jedes Hydrophons unerlässlich [LUD94]. Innerhalb von größeren Zeitspannen kann es außerdem z. B. durch Änderungen des internen Leitwertes auch zu deutlichen Änderungen der Empfindlichkeit kommen, so dass Wiederholungen der Kalibrierung in gewissen Zeitabständen notwendig sind.



## 2.2 Optische Messtechnik zur Ultraschallfeldbestimmung

Optische Messtechnik besitzt im Bereich der Ultraschall-exposimetrie eine lange Tradition. So werden z. B. Schlierenverfahren (Hellfeld-, Dunkelfeld- oder Phasenkontrastverfahren) die auf fourieroptischer Filterung beruhen und die Beobachtung von Phasenobjekten erlauben, seit langem vor allem zur qualitativen Analyse von Schallfeldern in Flüssigkeiten eingesetzt. Schlierenaufnahmen erlauben die Beobachtung von Schallwellen in einer Ebene entlang der Ausbreitungsrichtung [SCH42], [KUT88]. Im kontinuierlichen Licht erscheinen Schallstrahlenbündel und bei stroboskopischer Beleuchtung werden einzelne Wellenfronten sichtbar. In abgewandelter Form wurde das Dunkelfeldverfahren auch zur Untersuchung sich ausbreitender kurzer kavitationserzeugter Stoßwellen verwendet [HIN76]. Mithilfe der beugungsoptischen Tomographie lässt sich ein Ultraschallfeld quantitativ nach Betrag und Phase vermessen bzw. rekonstruieren [REI84], [REI87.1]. Allen genannten Verfahren ist gemein, dass ausschließlich die akusto-optische Wechselwirkung, d. h. die Beeinflussung der Brechzahl im Ausbreitungsmedium durch den Schalldruck, ausgenutzt wird und kein Sensorelement in das Schallfeld eingebracht werden muss. Damit handelt es sich bei diesen Verfahren um nicht-invasive Messtechniken.

Doppelbelichtungsholographie kann zur Messung der zeitlich gemittelten abgestrahlten Ultraschallleistung eingesetzt werden [REI80]. Bei diesem Verfahren wird das von einer Ultraschallwelle durch die Schallstrahlungskraft an einer freien Wasseroberfläche erzeugte Oberflächenrelief ausgewertet.

Eine herausragende Rolle in der Ultraschall-exposimetrie spielt die Laserinterferometrie. Bei diesem Verfahren wird die Teilchenverschiebung (bzw. -schnelle) der zu vermessenden Schallwelle mithilfe eines abtastenden Laserstrahls detektiert. Dazu können unterschiedliche homodyne oder heterodyne Interferometertypen eingesetzt werden [MON86], [SCR90]. Bei interferometrischen Verfahren ist aus metrologischer Sicht von entscheidender Bedeutung, dass hohe Messgenauigkeiten erreicht werden können und dass durch den Vergleich mit einer genau bekannten und langzeitstabilen Laserlichtwellenlänge die Möglichkeit einer primären Kalibrierung, also der Rückführung des Schalldrucks auf die SI-Basiseinheiten gegeben ist. Als besonders vorteilhaft und praxisgerecht zur Kalibrierung von Hydrophonen in einem weiten Frequenzbereich hat sich ein Verfahren erwiesen, bei dem die Auslenkung einer dünnen, sich auf der Wasseroberfläche befindenden Folie mithilfe eines homodynem Michelson-Interferometers detektiert wird [REI81], [REI87.2], [KOC99.1]. Eine detaillierte Beschreibung dieses Messverfahrens erfolgt in Kap. 6.1 im Zusammenhang mit der durchgeführten Kalibrierung der entwickelten Interferenzschichtsensoren.

## 2.3 Faseroptische Sensorik zur Ultraschallmessung

Glasfasersensoren stellen seit den Anfängen ihrer Entwicklung in den frühen 1970er Jahren eine in vielen Bereichen vorteilhaft einsetzbare Variante optischer Messtechnik dar. Heute werden eine Vielzahl unterschiedlicher Fasersensortypen zur Messung von Rotationsbewegung, Beschleunigung, elektrischer und magnetischer Feldstärke, Temperatur, Druck, Vibration, Feuchte, Viskosität und anderen Größen eingesetzt [UDD95].

Eine auf eine Glasfaser treffende Schalldruckwelle erzeugt aufgrund des elasto-optischen Effektes eine Brechzahländerung im lichtführenden Kern. Dieses wurde bereits 1977 von Cole et al. zur Wasserschallmessung ausgenutzt [COL77]. Das Verfahren beruht auf einem Mach-Zehnder-Interferometer, dessen Messzweig durch eine Singlemodefaser gebildet wird. Eine senkrecht zur Faserachse einfallende Wasserschallwelle erzeugt eine Phasenänderung der Lichtwelle in der Messfaser relativ zum Referenzarm, so dass am Ausgang des Interferometers eine Intensitätsmodulation entsteht, die den zeitlichen Verlauf des Schalldruckes wiedergibt. Die Empfindlichkeit dieses Systems ist allerdings sehr gering. Durch Verlängerung der dem Schallfeld ausgesetzten Faserlänge unter Verwendung von Faserspulen kann eine Verbesserung erzielt werden. Solche Systeme finden bei Wasserschallmessungen Anwendung. Aufgrund der großen Sensorabmessungen sind sie aber nur unterhalb von etwa 50 kHz einsetzbar und für den Frequenzbereich des medizinischen Ultraschalls nicht geeignet.

In einer abgeänderten Version wurde das ursprüngliche Verfahren auch für den Ultraschallbereich anwendbar [DEP82]. Bei diesem Verfahren wird die in der Faser bei seitlichem Schalleinfall induzierte Doppelbrechung polarimetrisch detektiert.

Ebenfalls unter seitlichem Schalleinfall arbeiten Fasersensoren, die als empfindliches Element Faser-Bragg-Gitter verwenden [FIS98.1], [FIS98.2], [HAT99]. In diesem Fall wird das Licht einer Superlumineszenzdiode in die Faser eingekoppelt und die Frequenzverschiebung des am Gitter reflektierten Lichtes detektiert. Problematisch ist auch hier die für ein ausreichendes Signal-Rauschverhältnis notwendige Länge des empfindlichen Elements. Die kleinste in den angegebenen Arbeiten verwendete Gitterlänge beträgt 1 mm. Aufgrund der Forderung nach einer Sensorlänge, die zur Vermeidung von Resonanzeffekten unterhalb der halben akustischen Wellenlänge in der Faser bleiben sollte, ist das Verfahren auf den Frequenzbereich unterhalb von 2 MHz beschränkt.

Auch faseroptische Fabry-Perot-Interferometer mit geringer Finesse und einer Resonatorlänge von 5-13 mm wurden zur Ultraschallmessung, in diesem Fall in Festkörpern, unter seitlichem Schalleinfall eingesetzt [ALC90]. Zur Herstellung des Fabry-Perot-Resonators wurden die schwach reflektierenden dielektrischen Spiegel, bestehend aus zwei  $\text{TiO}_2$ -Schichten und einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht zunächst auf Faserendflächen aufgebracht. Anschließend wurden dann die beiden beschichteten Faserenden durch ein den Resonator bildendes Faserstück mithilfe von Spleißverbindungen miteinander verbunden.



Eine wesentliche Verbesserung der räumlichen Auflösung kann erreicht werden, wenn nur das Faserende als empfindliches Element verwendet wird, d. h. wenn die Ausrichtung der Faser parallel zur Schallausbreitungsrichtung erfolgt. Bislang wurden vor allem zwei unterschiedliche Prinzipien solcher Faserendsensoren verwendet. Bei der ersten Methode wird ausgenutzt, dass eine einfallende Schallwelle die Dichte und damit die Brechzahl der Flüssigkeit direkt vor der Faserstirnfläche verändert. Die daraus resultierende optische Reflexionsgradänderung an der Grenzfläche ist ein Maß für den Schalldruck und kann mithilfe einer einfachen optischen Anordnung detektiert werden [PHI80]. Das Verfahren unter Verwendung einer senkrecht geschnittenen Faser [STA93] ist relativ einfach und robust, liefert aber andererseits nur eine relativ geringe Empfindlichkeit und erfordert dabei gleichzeitig hohe Ausgangsleistungen der verwendeten Laserlichtquellen. Die Anwendung dieses Verfahrens bleibt daher auf die Untersuchung von Schallfeldern mit großen Schalldruckamplituden, wie z. B. Lithotripter-Stoßwellen, beschränkt. Bei der zweiten Methode wird ausgenutzt, dass das Faserende der Teilchenverschiebung in der Flüssigkeit folgt. Dadurch entsteht eine Änderung des Lichtweges in der Faser, die interferometrisch gemessen werden kann [MEN91], [REI93], [MEN96], [KOC97.1], [KOC97.2], [KOC98]. Die Faser befindet sich dazu im Messarm eines Michelson-Interferometers. Dieses Verfahren bietet eine recht gute Empfindlichkeit und erlaubt die breitbandige Messung von mittleren und hohen Schalldruckamplituden im Bereich von ca. 0,5-100 MPa. Die Nachteile dieses Systems sind zum einen der relativ große technische Aufwand und zum anderen die Tatsache, dass der Schalldruck als erwünschte Feldgröße nachträglich numerisch aus der gemessenen Teilchenverschiebung bestimmt werden muss. Der zweite Punkt kann durch die Verwendung eines heterodyn Interferometers, allerdings auf Kosten eines noch größeren apparativen Aufwandes, vermieden werden [KOC99.2].

Eine sehr starke Vereinfachung des optischen Aufbaus ergibt sich, wenn ein Mikrointerferometer direkt an den Messort, d. h. auf die Faserstirnfläche gebracht wird. Ein solches Messsystem kann prinzipiell die Vorteile der beiden zuvor genannten Verfahren, eine relativ einfache Detektionsanordnung und eine hohe Empfindlichkeit, miteinander vereinen. Bei der Verwendung von Resonatorlängen unterhalb der zu messenden Ultraschallwellenlängen ist die Messgröße eines solchen Systems, wie im Fall konventioneller piezoelektrischer Hydrophone, der Schalldruck.

Dieses Prinzip wurde in den letzten Jahren im Wesentlichen in zwei unterschiedlichen Varianten verfolgt. Zum einen werden weiche vergleichsweise dicke Polymerfolien (50  $\mu\text{m}$  bis hinunter zu 23  $\mu\text{m}$ ), die z. T. zur Erhöhung der optischen Reflexion an den Grenzflächen mit Aluminium-Beschichtungen belegt wurden, als Fabry-Perot-Interferometer mit niedriger Finesse verwendet [BEA96], [BEA97], [BEA98], [COL98], [BEA99], [UNO99], [BEA00.1]. Bei der zweiten Variante wurde zunächst auf die Faserstirnfläche eine einzelne harte dielektrische  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ -Schicht mit einer optischen Dicke im Bereich von  $\lambda/4$  mit der Wellenlänge  $\lambda$  des benutzten Lasers als Sensorelement verwendet und der Einsatz von



Schichtsystemen aus mehreren übereinander gestapelten Schichten mit Dicken dieser Größenordnung vorgeschlagen [KOC96]. Der wichtigste Vorteil einer solchen Anordnung ist, dass durch die Ausnutzung von optischen Vielfachreflexionen eine hohe Finesse des Mikroresonators erzeugt werden kann. Damit besteht die Möglichkeit, eine hohe Empfindlichkeit mit einer extrem geringen Sensordicke zu verbinden, die wiederum eine sehr große Detektionsbandbreite ermöglicht.

Die Entwicklung, Optimierung und der Einsatz dieser Methode stellen den Inhalt der vorliegenden Arbeit dar. Zielsetzungen waren im einzelnen dabei zunächst das Erarbeiten eines grundlegenden theoretischen Verständnisses für optische Ultraschallhydrophone dieser Art, um Aussagen über die erreichbaren Empfindlichkeiten machen zu können. Anhand von Experimenten sollten die theoretischen Ergebnisse überprüft und Untersuchungen zum akustischen Übertragungsverhalten und zur Anwendbarkeit der Messtechnik in der Praxis erfolgen.

### 3 Optische Interferenzschichtsysteme

Eine transparente Materialschicht mit einer Dicke in der Größenordnung der Lichtwellenlänge bezeichnet man als optische Dünn- oder Interferenzschicht. Obwohl Interferenzphänomene an dünnen Schichten schon sehr lange bekannt waren, z. B. in Form von farbigen Erscheinungen, die Ölfilme, Seifenschichten oder Pfauenfedern darbieten und sich bedeutende Physiker wie S. I. Newton, T. Young, A. J. Fresnel und nach ihnen viele andere damit beschäftigt hatten, wurden dünne dielektrische Schichten vor 1940 in der technischen Praxis kaum angewandt. Erst in den dreißiger Jahren wurden Vakuumbedampfungstechniken entwickelt, um genau kontrollierte Beschichtungen kommerziell herstellen zu können, und zunächst bediente sich vor allem das Militär einer Vielzahl beschichteter optischer Instrumente.

Heute kommen dünne dielektrischen Schichten in vielfältigen Anwendungen zum Einsatz. Beschichtungen zur Verminderung unerwünschter Reflexionen an einer Vielzahl von Flächen, vom Schaufensterglas bis zu hochvergüteten Kameraobjektiven, sind etwas Alltägliches geworden. Hochreflektierende Spiegel zum Aufbau von Laserresonatoren mit Reflexionsgraden von  $R = 99,9\%$  können mithilfe dielektrischer Schichten hergestellt werden. Auch dichroitische Spiegel (farbselektive Strahlteiler) sind weit verbreitet, z. B. als Wärmereflexionsfilter in Filmprojektoren, um die unerwünschte infrarote Strahlung thermischer Lichtquellen von der sichtbaren Strahlung zu trennen und vom Film fern zu halten. Für den sichtbaren Bereich stehen Vielschichtbandfilter unterschiedlichster Bandbreiten und Wellenlängen zur Verfügung, die z. B. in Farbfernseh- und Videokameras zur spektralen Zerlegung der Bilder eingesetzt werden. In jüngerer Zeit sind im Bereich optischer Schichtsysteme mit hochspeziellen Eigenschaften bzw. Funktionen insbesondere die sogenannten „gechirpten Spiegel“ in den Blickpunkt der Forschung gerückt [SZI94], [KÄR97], [GÄB98]. Durch den Einsatz solcher Systeme in Impulslasern gelingt eine Kompensation der optischen Gruppengeschwindigkeitsdispersion in einem weiten Frequenzbereich, so dass immer kürzere Lichtimpulse im Femtosekundenbereich für die Ultrakurzzeitphysik erzeugt werden können. Die Anwendungen von optischen Interferenzschichtsystemen sind so vielfältig wie deren Strukturen, von den recht einfach aufgebauten Antireflexbeschichtungen bis zu komplizierten Anordnungen mit 100 oder mehr Schichten.

In Kapitel 3.1 wird die grundlegende mathematische Beschreibung optischer Interferenzschichtsysteme dargestellt. Darauf aufbauend werden in Kapitel 3.2 theoretische Betrachtungen zu Interferenzschichtsystemen als drucksensitive Elemente ausgeführt und anschließend das Design des optischen Vielschichthydrophons entwickelt.

### 3.1 Formale Beschreibung optischer Interferenzschichtsysteme

Für die mathematische Beschreibung optischer Interferenzschichtsysteme haben sich im Wesentlichen zwei unterschiedliche Formen etabliert: die Matrixschreibweise und die Rekursionsmethode. Da beide Beschreibungsformen spezifische Vorteile besitzen und zum Verständnis optischer Vielschichtsysteme beitragen können, werden sie in den folgenden Kapiteln 3.1.1 und 3.1.2 kurz dargestellt. Die Ergebnisse bilden die Grundlage für die Betrachtungen zu Interferenzschichtsystemen als drucksensitive Elemente in Kapitel 3.2.

#### 3.1.1 Matrixschreibweise der Vielschichtfiltertheorie

##### 3.1.1.1 Vielwelleninterferenz an zwei parallelen Grenzflächen

Wenn eine Lichtwelle auf eine dünne Schicht zwischen zwei transparenten Medien trifft, kommt es zur Interferenz vieler an den beiden Grenzflächen reflektierter bzw. transmittierter kohärenter Teilwellen. Das insgesamt reflektierte bzw. transmittierte Feld lässt sich formal durch die Summation unendlich vieler Teilwellen in der jeweiligen Ausbreitungsrichtung ermitteln. Man erhält für die Reflexion und die Transmission jeweils eine geometrische Reihe und somit einen geschlossenen Ausdruck.

Demgegenüber befasst sich die im Folgenden beschriebene Behandlung der Vielschichtfiltertheorie mit den gesamten elektrischen und magnetischen Feldern und deren Grenzflächenbedingungen in den verschiedenen Bereichen [HEC89]. Diese Methode ist zwar etwas abstrakter, aber für Systeme mit mehreren Schichten sehr viel praktischer als die explizite Vielwellensummation.

Es wird der in Abb. 3.1 dargestellte Einfall einer senkrecht zur Einfallsebene linear polarisierten harmonischen elektromagnetischen Welle im Medium 0 mit der Brechzahl  $n_0$  auf eine dielektrische nichtabsorbierende homogene und isotrope Schicht der Dicke  $d$  und Brechzahl  $n_1$  (Medium 1) betrachtet. Das Ausgangsmedium 2 besitzt die Brechzahl  $n_2$ . Jede symbolisierte Welle  $E_{rI}$ ,  $E_{rII}$ ,  $E_{tI}$  usw. stellt die Resultierende aller möglichen Wellen dar, die an dem betreffenden Punkt an der Grenzfläche in die durch den betreffenden Wellenvektor  $k_{rI}$ ,  $k_{rII}$ ,  $k_{tI}$  angezeigte Richtung fortschreitet. Der Summationsprozess ist darin also schon enthalten. Die Zeitabhängigkeit ist für alle Felder identisch und kann daher weggelassen werden.



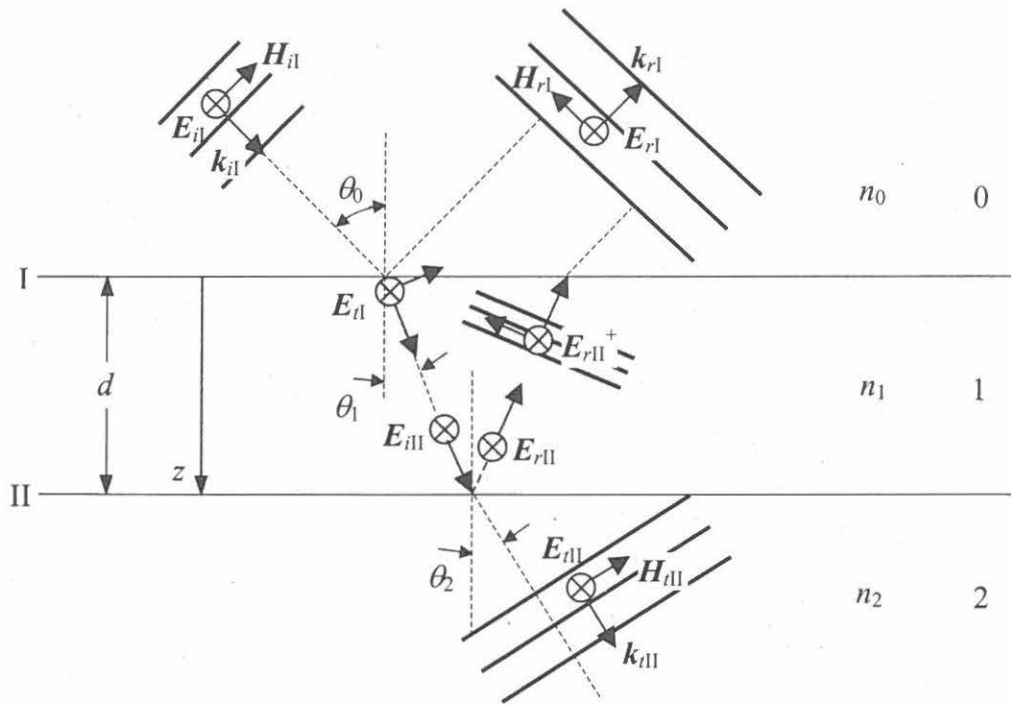


Abb. 3.1: Felder an den Grenzflächen einer dielektrischen Schicht. (Zur besseren Übersicht sind die Felder an jeweils in Ausbreitungsrichtung der Wellen verschobenen Orten symbolisiert.)

Die Grenzflächenbedingungen im Rahmen der Theorie der elektromagnetischen Wellen (Maxwellsche Gleichungen) fordern, dass die tangentialen Komponenten sowohl der elektrischen ( $\mathbf{E}$ ) als auch der magnetischen ( $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$ ,  $\mu_0$ : Permeabilität des freien Raumes) Felder über der Grenzfläche stetig, d. h. auf beiden Seiten gleich sind [THE89]. An der Grenzfläche I gilt daher für die Summen der Feldstärken der vorwärts und rückwärts propagierenden Wellen  $E_1$  und  $H_1$ :

$$E_1 = E_{i1} + E_{r1} = E_{i1} + E_{r1}^+ \quad (3.1)$$

$$\text{und: } H_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{i1} - E_{r1}) n_0 \cos \theta_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{i1} - E_{r1}^+) n_1 \cos \theta_1, \quad (3.2)$$

mit:  $\theta_0$ : Einfallswinkel, definiert als Winkel zwischen Ausbreitungsvektor  $\mathbf{k}_{i1}$  und Oberflächennormale

$\theta_1$ : Winkel der Wellenausbreitung in der Schicht entsprechend dem Snelliusschen Gesetz:  $n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1$ .

In Gl. (3.2) wurde ausgenutzt, dass  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  in nicht magnetischen Medien über die Brechzahl  $n$  und den Einheitsausbreitungsvektor  $\hat{\mathbf{k}}$  verknüpft sind durch:

$$\mathbf{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}, \quad (3.3)$$

wobei  $\varepsilon_0$  die absolute Dielektrizitätskonstante des freien Raumes bezeichnet. An der Grenzfläche II gilt:

$$E_{II} = E_{iII} + E_{rII} = E_{tII} \quad (3.4)$$

und: 
$$H_{II} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (E_{iII} - E_{rII}) n_1 \cos \theta_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_{tII} n_2 \cos \theta_2. \quad (3.5)$$

Eine Welle, die die Schicht einmal durchläuft, erfährt eine Phasenverschiebung von:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d \cos \theta_1 \quad (\phi: \text{winkelabhängige optische Phasendicke}), \quad (3.6)$$

wobei  $\lambda$  die Vakuumlichtwellenlänge bezeichnet. Es mag auf den ersten Blick überraschen, dass die Phasenverschiebung mit zunehmendem Einfallswinkel abnimmt, wird doch scheinbar der in der Schicht zurückgelegte Weg länger. Eine einfache geometrische Erklärung ist in Abb. 3.2 dargestellt. Die Wellenfronten bezeichnen die Orte gleicher Amplitude und Phase. Daher ist die winkelabhängige Phasendifferenz zwischen den Orten A und B proportional zu  $\overline{AC} = \overline{AB} \cos \theta_1$ .

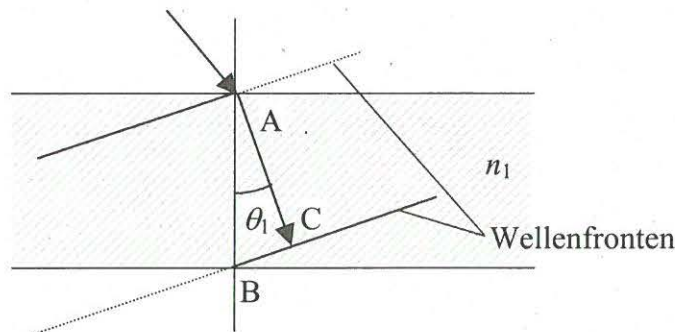


Abb. 3.2: Geometrie der winkelabhängigen optischen Phasendicke.

Mit Gl. (3.6) gilt:

$$E_{tII} = E_{iII} e^{-i\phi} \quad (3.7)$$

und: 
$$E_{rII} = E_{iII} e^{i\phi}, \text{ mit } i = \sqrt{-1}. \quad (3.8)$$

Damit werden Gl. (3.4) und Gl. (3.5) zu:

$$E_{\parallel} = E_{\parallel} e^{-i\phi} + E_{\parallel}^+ e^{i\phi} \quad (3.9)$$

$$\text{und: } H_{\parallel} = \left( E_{\parallel} e^{-i\phi} + E_{\parallel}^+ e^{i\phi} \right) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_1. \quad (3.10)$$

Auflösen von Gl. (3.9) nach  $E_{\parallel}$  und von Gl. (3.10) nach  $E_{\parallel}^+$  und Einsetzen in Gl. (3.1) bzw. Gl. (3.2) ergibt:

$$E_{\perp} = E_{\parallel} \cos \phi + \frac{H_{\parallel} (i \sin \phi)}{\gamma_1} \quad (3.11)$$

$$\text{und: } H_{\perp} = E_{\parallel} \gamma_1 i \sin \phi + H_{\parallel} \cos \phi, \quad (3.12)$$

mit der Definition der optischen Admittanz:

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_1. \quad (3.13)$$

Wenn man die gleichen Rechnungen für den Fall durchführt, dass  $\mathbf{E}$  in der Einfallsebene liegt (parallele Polarisation), ergeben sich wiederum Gl. (3.11) und Gl. (3.12), wobei in diesem Fall jedoch gilt:

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 / \cos \theta_1. \quad (3.14)$$

Für den speziellen Fall des senkrechten Einfalls  $\theta_0 = \theta_1 = \theta_2$  gilt für beide Polarisationsrichtungen:

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1. \quad (3.15)$$

Gl. (3.11) und Gl. (3.12) lassen sich in Matrixschreibweise zusammenfassen zu:

$$\begin{bmatrix} E_{\perp} \\ H_{\perp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & \frac{i \sin \phi}{\gamma_1} \\ \gamma_1 i \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel} \\ H_{\parallel} \end{bmatrix} = \mathcal{M}_1 \begin{bmatrix} E_{\parallel} \\ H_{\parallel} \end{bmatrix}. \quad (3.16)$$

Die *charakteristische Matrix*  $\mathcal{M}_1$  der dielektrischen Schicht verknüpft die elektrischen und magnetischen Felder an den zwei benachbarten Grenzflächen I und II.

### 3.1.1.2 Vielwelleninterferenz an mehreren Grenzflächen

Für zwei übereinanderliegende Schichten erhält man drei Grenzflächen. Bei entsprechender Erweiterung der Bezeichnungen aus Abb. 3.1 erhält man für die Felder an Grenzschicht II und III:



$$\begin{bmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{bmatrix} = \mathcal{M}_2 \begin{bmatrix} E_{III} \\ H_{III} \end{bmatrix}. \quad (3.17)$$

Durch Multiplikation von Gl. (3.17) von links mit  $\mathcal{M}_1$  ergibt sich:

$$\begin{bmatrix} E_I \\ H_I \end{bmatrix} = \mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2 \begin{bmatrix} E_{III} \\ H_{III} \end{bmatrix}. \quad (3.18)$$

Allgemein gilt dann für ein System aus  $N$  Schichten, wobei jede einzelne Schicht eine bestimmte Brechzahl  $n_i$  und einen zugehörigen Ausbreitungswinkel  $\theta_i$  besitzt ( $i = 1, \dots, N$ ):

$$\begin{bmatrix} E_I \\ H_I \end{bmatrix} = \mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2 \dots \mathcal{M}_N \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

Die charakteristische Matrix des gesamten Systems ist dann das Produkt der einzelnen  $2 \times 2$  Matrizen in folgender Reihenfolge:

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = \mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2 \dots \mathcal{M}_N. \quad (3.20)$$

### 3.1.1.3 Reflexions- und Transmissionskoeffizienten

Die Koeffizienten für die optische Reflexion und Transmission einer dielektrischen Schicht bzw. eines Schichtsystems lassen sich unter Verwendung des oben beschriebenen Schemas nun auf einfache Weise herleiten. Für die Amplitudenkoeffizienten  $r$  und  $t$  gilt:

$$r = \frac{E_{rI}}{E_{II}} \quad \text{und} \quad t = \frac{E_{tII}}{E_{II}}. \quad (3.21)$$

Durch Ersetzen von  $E_I$ ,  $E_{II}$ ,  $H_I$  und  $H_{II}$  in Gl. (3.16) durch die jeweiligen Ausdrücke in Gl. (3.1), Gl. (3.2), Gl. (3.4) und Gl. (3.5) und unter Verwendung der Bezeichnungen:

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_0 \cos \theta_0 \quad \text{und} \quad \gamma_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 \cos \theta_2 \quad \text{für senkrechte Polarisation,} \quad (3.22)$$

$$\text{bzw.:} \quad \gamma_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_0 / \cos \theta_0 \quad \text{und} \quad \gamma_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 / \cos \theta_2 \quad \text{für parallele Polarisation} \quad (3.23)$$

ergibt sich:

$$\begin{bmatrix} (E_{II} + E_{rI}) \\ (E_{II} - E_{rI}) \gamma_0 \end{bmatrix} = \mathcal{M}_1 \begin{bmatrix} E_{tII} \\ E_{tII} \gamma_2 \end{bmatrix}. \quad (3.24)$$

Ausrechnen der Matrixgleichung und Einsetzen von Gl. (3.21) führt auf:

$$1 + r = m_{11}t + m_{12}\gamma_2t \quad (3.25)$$

$$\text{und: } (1 - r)\gamma_0 = m_{21}t + m_{22}\gamma_2t. \quad (3.26)$$

Daraus ergibt sich für die komplexen Amplitudenkoeffizienten der Reflexion und der Transmission (Fresnelkoeffizienten):

$$r = \frac{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_2 m_{12} - m_{21} - \gamma_2 m_{22}}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_2 m_{12} + m_{21} + \gamma_2 m_{22}} \quad (3.27)$$

$$\text{und: } t = \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_2 m_{12} + m_{21} + \gamma_2 m_{22}}. \quad (3.28)$$

Für den Reflexionsgrad  $R$  und den Transmissionsgrad  $T$  (der opt. Intensität) erhält man dann:

$$R = r \cdot r^* \quad (3.29)$$

$$\text{und: } T = \frac{\gamma_2}{\gamma_0} t \cdot t^* = 1 - R, \quad (3.30)$$

wobei  $*$  die komplexe Konjugation symbolisiert.

Um entweder  $R$  oder  $T$  eines beliebigen Schichtsystems zu berechnen, werden also zunächst die charakteristischen Matrizen jeder einzelnen Schicht nach Gl. (3.16) berechnet, dann alle Matrizen in der richtigen Reihenfolge multipliziert und schließlich die erhaltenen vier Koeffizienten in Gl. (3.27) bzw. Gl. (3.28) eingesetzt.

Bei periodischen Schichtsystemen bietet der Matrixformalismus den Vorteil, dass das System durch die Potenz ein und derselben charakteristischen Matrix der Einzelschicht beschrieben werden kann (vgl. Gl. (3.20)). Bei periodischen Untersystemen können diese zunächst einzeln ausgewertet und anschließend zusammengefasst werden. Für spezielle Schichtsysteme lassen sich mithilfe dieser Methode auf analytischem Wege eine Vielzahl von Näherungsformeln für die Eigenschaften der jeweiligen optischen Filter ableiten [HEA55], [MAC86], [THE89], [FUR92]. Im Rahmen dieser Arbeit wird in Kap. 3.2 bei den Betrachtungen zum Design des Schichtsystems als schalldrucksensitives Element vor allem die Methode der zwei effektiven Grenzflächen [SMI58] im Zusammenhang mit dem Matrixformalismus eingesetzt.

### 3.1.2 Rekursionsmethode

Alternativ zu der in Kap. 3.1.1 beschriebenen Matrixschreibweise wird zur Analyse eines optischen Schichtsystems häufig eine Rekursionsmethode verwendet. Die Idee dabei ist, zunächst jede Grenzschicht durch ihre Reflexions- und Transmissionskoeffizienten zu

beschreiben und anschließend iterativ jeweils die Interferenzeffekte an zwei Grenzflächen auszuwerten und durch die Koeffizienten einer äquivalenten einzelnen Grenzfläche zusammenfassend zu beschreiben.

### 3.1.2.1 Fresnelsche Formeln

Es wird zunächst der Durchgang einer elektromagnetischen Welle durch nur eine Grenzfläche zwischen zwei unendlich ausgedehnten dielektrischen Medien betrachtet, z. B. in Abb. 3.1 von Medium 0 nach Medium 1, das für diese Betrachtung eine unendliche Dicke  $d$  besitzen möge. Unter dieser Annahme entfällt in den Grenzflächenbedingungen Gl. (3.1) und Gl. (3.2) der Term  $E_{rII}^+$ :

$$E_1 = E_{il} + E_{rl} = E_{tl} \quad (3.31)$$

$$H_1 = \gamma_0(E_{il} - E_{rl}) = \gamma_1 E_{tl}, \quad (3.32)$$

wobei für  $\gamma_1$  und  $\gamma_0$  bei senkrechter Polarisierung Gl. (3.13) und Gl. (3.22) und bei paralleler Polarisierung Gl. (3.14) und Gl. (3.23) einzusetzen sind. Daraus ergeben sich die Fresnelschen Formeln für die Amplitudenreflexions- und Amplitudentransmissionskoeffizienten (Fresnelkoeffizienten):

$$r_{01} = \frac{E_{rl}}{E_{il}} = \frac{\gamma_0 - \gamma_1}{\gamma_0 + \gamma_1} \quad (3.33)$$

$$\text{und: } t_{01} = \frac{E_{tl}}{E_{il}} = \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + \gamma_1}. \quad (3.34)$$

Für den speziellen Fall des senkrechten Einfalls gilt aufgrund von Gl. (3.15) für beide Polarisationsrichtungen:

$$r_{01} = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad (3.35)$$

$$\text{und: } t_{01} = \frac{2n_0}{n_0 + n_1}. \quad (3.36)$$

Für den Fall des Durchgangs von Medium 1 nach Medium 0 ergibt sich durch Vertauschen der Indizes und Vergleich sofort:

$$r_{10} = -r_{01} \quad (3.37)$$

$$\text{und: } t_{10} = \frac{n_1}{n_0} t_{01}. \quad (3.38)$$

## 3.1.2.2 Zwei Grenzflächen und deren Äquivalente

Um die Verhältnisse an einer dielektrischen Schicht zu beschreiben, wird nun die Grenzfläche II in Abb. 3.1 wieder hinzugenommen, deren optische Eigenschaften durch die Koeffizienten  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $t_{12}$  und  $t_{21}$  beschrieben werden. Auch hier ist mit den Symbolen  $E_{rI}$ ,  $E_{rII}$ , usw. (vgl. Kap. 3.1.1.1) jeweils die Resultierende aller Wellen am betreffenden Ort in der jeweiligen Ausbreitungsrichtung gemeint. Für die im Medium 1 auf diese Grenzfläche treffende Welle gilt:

$$E_{iII} = E_{iI} e^{-i\phi} + r_{10} E_{rII}^+ e^{-i\phi} = t_{01} E_{iI} e^{-i\phi} + r_{10} r_{12} E_{iII} e^{-i2\phi}, \quad (3.39)$$

so dass sich für die insgesamt transmittierte Welle ergibt:

$$E_{tII} = t_{12} E_{iII} = \frac{t_{01} t_{12} E_{iI} e^{-i\phi}}{1 - r_{10} r_{12} e^{-i2\phi}}. \quad (3.40)$$

Andererseits gilt für die im Medium 1 auf Grenzfläche I treffende Welle:

$$E_{rII}^+ = r_{12} E_{iII} e^{-i\phi} = \frac{r_{12} t_{01} E_{iI} e^{-i2\phi}}{1 - r_{10} r_{12} e^{-i2\phi}} \quad (3.41)$$

und damit:

$$E_{rI} = t_{10} E_{rII}^+ + r_{01} E_{iI} = E_{iI} \left( r_{01} + \frac{r_{12} t_{01} t_{10} e^{-i2\phi}}{1 - r_{10} r_{12} e^{-i2\phi}} \right). \quad (3.42)$$

Wegen Gl. (3.21) erhält man aus Gl. (3.40) und Gl. (3.42) für die komplexen Amplitudenkoeffizienten der Transmission und der Reflexion der einzelnen Schicht:

$$t = t_{02} = \frac{t_{01} t_{12} e^{-i\phi}}{1 - r_{10} r_{12} e^{-i2\phi}} \quad (3.43)$$

$$\text{und: } r = r_{02} = r_{01} + \frac{r_{12} t_{01} t_{10} e^{-i2\phi}}{1 - r_{10} r_{12} e^{-i2\phi}}. \quad (3.44)$$

Für die entgegengesetzte Propagationsrichtung ergibt sich durch entsprechendes Ersetzen der Indizes und aufgrund von Gl. (3.38):

$$t_{20} = \frac{t_{21} t_{10} e^{-i\phi}}{1 - r_{12} r_{10} e^{-i2\phi}} = \frac{n_2}{n_0} t_{02} \quad (3.45)$$

$$\text{und: } r_{20} = r_{21} + \frac{r_{10} t_{21} t_{12} e^{-i2\phi}}{1 - r_{12} r_{10} e^{-i2\phi}}. \quad (3.46)$$



(Wegen  $R + T = 1$  und Gl. (3.45) gilt auch  $|r_{20}| = |r_{02}|$ . Die Phasenanteile dieser Reflexionskoeffizienten sind aber i. a. verschieden.)

Durch rekursive Anwendung dieser Ausdrücke können nun Systeme mit mehr als einer Schicht ausgewertet werden, indem zunächst die ersten beiden Grenzflächen betrachtet und die vier Koeffizienten bestimmt werden. Diese komplexen Parameter können dann als die Koeffizienten einer einzelnen äquivalenten Grenzfläche interpretiert werden. Im nächsten Iterationsschritt wird diese dann zusammen mit der dritten Grenzfläche des Systems ausgewertet und so fort. Für ein System aus  $N$  Schichten erhält man schließlich nach  $N$  Iterationen die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten und mit Gl. (3.29) und Gl. (3.30) den Reflexionsgrad  $R$  und den Transmissionsgrad  $T$  des gesamten Systems.

### 3.1.3 Lokale optische Intensität

Die Verteilung der lokalen, durch das Auftreten stehender Wellen in einem Schichtsystem geprägten, optischen Intensität ist ein wichtiges Anzeichen für die Wirkungsweise des betrachteten Systems. Die elektrische Feldstärke  $E_z$  am Ort  $0 < z < d$  innerhalb einer dielektrischen Schicht (Abb. 3.1) ist gegeben durch die Summe der Feldstärken der vorwärts und rückwärts laufenden Wellen:

$$E_z = E_{iz} + E_{rz}. \quad (3.47)$$

Die beiden Summanden lassen sich jeweils in Analogie zu Gl. (3.40) bzw. Gl. (3.41) unter Berücksichtigung der jeweiligen Phasenverschiebungen durch die Amplitude der einfallenden Welle  $E_{il}$  ausdrücken:

$$E_z = \frac{t_{01} E_{il} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} n_1 z \cos \theta_1}}{1 - r_{10} r_{12} e^{-i\phi}} + \frac{r_{12} t_{01} E_{il} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} n_1 (2d-z) \cos \theta_1}}{1 - r_{10} r_{12} e^{-i\phi}}. \quad (3.48)$$

Für die optische Intensität  $I_z$  am Ort  $z$  innerhalb der Schicht gilt:

$$I_z \propto \gamma_1 \langle |E_z|^2 \rangle, \quad (3.49)$$

wobei  $\langle \rangle$  die zeitliche Mittelung symbolisiert. Für ein System aus mehreren Schichten lässt sich die ortsabhängige Intensität nacheinander für jede Schicht auf die gleiche Weise ermitteln, wenn alle Grenzflächen an beiden Seiten der gerade betrachteten Schicht nach der in Kap. 3.1.2 beschriebenen Methode zu jeweils einer äquivalenten Grenzfläche zusammengefasst und durch die entsprechenden Reflexions- und Transmissionskoeffizienten beschrieben werden.

## 3.2 Optische Interferenzschichtsysteme als drucksensitive Elemente

In diesem Abschnitt wird zunächst das grundlegende Funktionsprinzip der optischen Interferenzschichthydrophone anhand der Diskussion der Druckabhängigkeiten der Schichtsystemparameter erläutert. Im Anschluss daran wird die Entwicklung des Schichtsystemdesigns für die Anwendung als Ultraschallempfänger dargestellt, beginnend mit jeweils einem Exkurs über Grundlegendes zur Synthese von Interferenzschichtsystemen nach vorgegebenen Kriterien und über Herstellungsverfahren für optische Beschichtungen.

### 3.2.1 Wechselwirkung einer Schalldruckwelle mit einem Schichtsystem

Bei der mechanischen Wechselwirkung einer auf ein optisches Schichtsystem treffenden Schalldruckwelle werden zum einen die Schichten elastisch deformiert, d. h. es kommt zu einer Modulation der physischen Dicken  $d_i$  und zum anderen werden die Brechzahlen  $n_i$  aller beteiligten Medien durch den elasto-optischen Effekt variiert (Abb. 3.3). Beide Effekte tragen zur Veränderung der optischen Dicken (Gl. (3.6)) der als Mikroresonatoren wirkenden Schichten bei und die Brechzahlmodulationen beeinflussen außerdem die Fresnelkoeffizienten (Gl. (3.33) bis Gl. (3.38)). Auf diese Weise wird der Reflexionsgrad  $R$  (Gl. (3.29)) des gesamten Systems moduliert. Die Reflexionsgradänderung kann mithilfe einer einfachen optischen Anordnung detektiert werden. Da die Dickenänderungen für reale Bedingungen sehr klein gegenüber der optischen Wellenlänge bleiben, ist ein linearer Zusammenhang zwischen Reflexionsgrad  $R$  und Schalldruck  $p$  bei fester Anregungsfrequenz für einen weiten Amplitudenbereich zu erwarten (lineare Kennlinie).

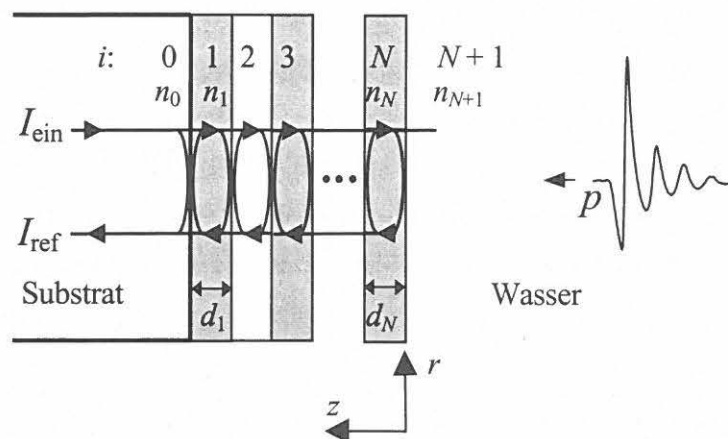


Abb. 3.3: Optisches Interferenzschichtsystem als Ultraschallempfänger.

#### 3.2.1.1 Elastische Deformation der Schichten

Zur Beschreibung der Deformation eines auf einer Faserstirnfläche aufgetragenen Schichtsystems wird an dieser Stelle die Anregung einer reinen Dehnwelle auf der Faser als elastischem Stab angenommen. Die Tragweite dieses Modells muss experimentell geprüft

werden. In Kap. 6 erfolgt diesbezüglich eine detaillierte Diskussion im Zusammenhang mit der experimentellen und theoretischen Untersuchung der frequenzabhängigen akustischen Übertragungseigenschaft des faseroptischen Vielschichthydrophons.

Alle Grenzflächen zwischen den optischen Schichten auf einem zylindrischen Substrat folgen der Teilchenverschiebung  $w(z)$  einer in  $z$ -Richtung einfallenden, als eben angenommenen, akustischen Welle (Abb. 3.3). Die Dickenänderung  $\Delta d_i$  der  $i$ -ten Schicht ergibt sich aus der Verschiebungsdifferenz an den Grenzflächen bei  $z_i$  und  $z_{i-1}$ :

$$\Delta d_i = w(z_i) - w(z_{i-1}) = \Delta w_i(z) = \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{\partial w(z)}{\partial z} dz. \quad (3.50)$$

Bei der Verwendung von Schichtdicken  $d_i$ , die klein im Vergleich zur akustischen Wellenlänge  $\Lambda$  in der  $i$ -ten Schicht sind, ist der Integrand in Gl. (3.50) über dem Integrationsbereich konstant und es gilt:

$$\Delta d_i = \frac{\partial w(z_i)}{\partial z} d_i. \quad (3.51)$$

Die Spannungs-Dehnungsgleichungen für die radiale und die axiale Komponente  $\tau_r$  und  $\tau_z$  für einen homogenen isotropen und linear elastischen Festkörper lauten in Zylinderkoordinaten  $r$ ,  $\theta$  und  $z$  [ACH73]:

$$\tau_r = \bar{\lambda} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\bar{\mu} \frac{\partial w}{\partial z} \quad (3.52)$$

$$\text{und: } \tau_z = \bar{\lambda} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial r}, \quad (3.53)$$

wobei  $u$ ,  $v$  und  $w$  die Verschiebungen in den Koordinatenrichtungen und  $\bar{\lambda}$  und  $\bar{\mu}$  die Laméschen Elastizitätskonstanten bezeichnen<sup>1</sup>. Aufgrund der Radialsymmetrie um die  $z$ -Achse kann Torsionsfreiheit angenommen werden, d. h.  $\partial v / \partial \theta = 0$  und die radiale Dehnung sei für kleine  $r$  gleichmäßig über  $r$ , also  $u/r = \partial u / \partial r$ . Dann vereinfachen sich Gl. (3.52) und Gl. (3.53) zu:

$$\tau_r = (2\bar{\lambda} + 2\bar{\mu}) \frac{\partial u}{\partial r} + \bar{\lambda} \frac{\partial w}{\partial z} \quad (3.54)$$

$$\text{und: } \tau_z = 2\bar{\lambda} \frac{\partial u}{\partial r} + (\bar{\lambda} + 2\bar{\mu}) \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (3.55)$$

<sup>1</sup> Anstelle der sonst üblichen Symbole  $\lambda$ ,  $\mu$  und  $E$  für die Elastizitätskonstanten werden gestrichene Bezeichnungen gewählt, um Verwechslungen mit optischen Größen zu vermeiden.

Aufgrund der Annahme der Anregung einer reinen Dehnwelle in der Faser gilt an der Stirnfläche des Sensors:

$$\tau_r = 0. \quad (3.56)$$

Außerdem lautet die Übergangsbedingung an dieser Grenzfläche zwischen der umgebenden Flüssigkeit und der  $N$ -ten Schicht:

$$\tau_z = -p, \quad (3.57)$$

wobei  $p$  den Schalldruck der einfallenden Welle in der Flüssigkeit bezeichnet. Damit erhält man aus Gl. (3.54) und Gl. (3.55):

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\bar{\lambda} + \bar{\mu}}{\bar{\mu}(3\bar{\lambda} + 2\bar{\mu})} p = -\frac{p}{\bar{E}} \quad (3.58)$$

mit dem Youngschen Elastizitätsmodul  $\bar{E} = \rho v_D^2$ , wobei  $\rho$  die Dichte und  $v_D$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit für Dehnwellen im zylindrischen Festkörper (Stab) bezeichnen. Zusammen mit Gl. (3.51) ergibt sich also für die  $i$ -te Schichtdickenänderung in Abhängigkeit vom Schalldruck unter Vernachlässigung von Schallabsorption in den Schichten und Schallreflexionen an den Grenzflächen für Schichtsysteme, deren Gesamtdicke klein im Vergleich zur akustischen Wellenlänge im Schichtsystem bleibt:

$$\Delta d_i = -\frac{p}{\bar{E}_i} d_i = -\frac{p}{\rho_i v_{Di}^2} d_i, \quad i = 1, \dots, N. \quad (3.59)$$

### 3.2.1.2 Elastische Deformation unter Berücksichtigung akustischer Reflexionen

Für die Reflexion und Transmission akustischer Wellen, die auf eine ebene Grenzfläche zwischen zwei isotropen Ausbreitungsmedien 1 und 2 treffen, wobei hier nur der Fall senkrechter Inzidenz betrachtet wird, lassen sich in Analogie zum optischen Fall (vgl. Kap. 3.1) die jeweiligen Amplitudenkoeffizienten  $r_p$  und  $t_p$  ableiten. Die Stetigkeitsbedingungen beziehen sich in diesem Fall auf die Normalkomponente der Schallschnelle und auf den Schalldruck, bzw. die Normalkomponente der mechanische Spannung an der Grenzfläche. Mit den spezifischen Schallimpedanzen  $Z_{1,2}$  der beiden Medien [MEY67]:

$$Z_{1,2} = \rho_{1,2} v_{1,2}, \quad (3.60)$$

wobei  $\rho_{1,2}$  und  $v_{1,2}$  die Dichte und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der betrachteten Welle im jeweiligen Medium bezeichnen, erhält man für den Einfall im Medium 1 für die Amplitudenkoeffizienten der Spannung [BRI92]:

$$r_{p12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (3.61)$$



und: 
$$t_{p12} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}. \quad (3.62)$$

Für die lokale mechanische Spannung in einer Schicht der Dicke  $d$  zwischen zwei Grenzflächen in Abhängigkeit von  $z$  ( $0 < z < d$ ) erhält man analog zu Gl. (3.48):

$$\tau_z(z) = \frac{t_{p01}(-p)e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda}z}}{1 - r_{p10}r_{p12}e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda}2d}} + \frac{r_{p12}t_{p01}(-p)e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda}(2d-z)}}{1 - r_{p10}r_{p12}e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda}2d}}. \quad (3.63)$$

Für ein System aus  $N$  Schichten werden wieder nacheinander die einzelnen Schichten betrachtet und alle Grenzflächen auf beiden Seiten der betrachteten Schicht zu jeweils einer äquivalenten Grenzschicht zusammengefasst und deren Reflexions- und Transmissionskoeffizienten der Spannung ermittelt, die anschließend in Gl. (3.63) eingesetzt werden können. Die Dickenänderung der  $i$ -ten Schicht beträgt dann:

$$\Delta d_i = \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{\tau_z(z)}{\rho_i v_{Di}^2} dz. \quad (3.64)$$

Für kleine Schichtdicken  $d_i$  im Vergleich zur akustischen Wellenlänge  $\Lambda$  in den Schichten erhält man:

$$\Delta d_i = \frac{\tau_z(z_i)}{\rho_i v_{Di}^2} d_i, \quad i = 1, \dots, N, \quad (3.65)$$

da in diesem Fall in Gl. (3.63) keine stark  $\Lambda$ -abhängigen akustischen Resonanzeffekte auftreten (im Gegensatz zum optischen Fall mit viel kleinerer optischer Wellenlänge  $\lambda$ ). Für realistische Schichtzahlen  $N$  bleibt auch die Dicke des Gesamtsystems klein im Vergleich zu  $\Lambda$  im Schichtsystem. Die mechanischen Spannungen  $\tau_z(z_i)$  sind dann in allen Schichten gleich und unterscheiden sich lediglich um einen konstanten Faktor vom Druck  $p$  der einfallenden Welle im Wasser. Für diesen Faktor ergibt sich aus Gl. (3.63) bei Vernachlässigung der Phasenterme der akustische Transmissionskoeffizient  $-t_{pWG} = -1,79$  für den Übergang von Wasser nach Glas. Dementsprechend ergibt sich nach Gl. (3.65) insgesamt eine um den Faktor  $t_{pWG} = 1 + r_{pWG}$  erhöhte Dickenänderung im Vergleich zum Ergebnis von Gl. (3.59).

### 3.2.1.3 Elastooptischer Effekt

Bei der Dehnung oder Stauchung eines dielektrischen Körpers aufgrund einer mechanischen Spannung kommt es zu einer Änderung des dielektrischen Tensors  $\varepsilon_{kl}$ , der die dielektrische Verschiebung  $\mathbf{D}$  mit der elektrischen Feldstärke  $\mathbf{E}$  verknüpft:

$$D_k = \sum_l \varepsilon_{kl} E_l, \quad k, l = x, y, z. \quad (3.66)$$

Im homogenen und isotropen Material kann die Orientierung des Koordinatensystems frei gewählt werden. Unter Vernachlässigung von Scherdehnungen sind die drei von Null verschiedenen Komponenten  $\varepsilon_k$  über den dehnungsoptischen Tensor  $p_{nm}$  ( $n, m = 1, 2, 3$ ), der in diesem Fall nur die zwei verschiedene Elemente  $p_{11}$  und  $p_{12}$  enthält, mit den Dehnungen verknüpft durch [BUT78]:

$$\begin{pmatrix} \Delta(1/\varepsilon_x) \\ \Delta(1/\varepsilon_y) \\ \Delta(1/\varepsilon_z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta(1/n_x^2) \\ \Delta(1/n_y^2) \\ \Delta(1/n_z^2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial u'/\partial x \\ \partial v'/\partial y \\ \partial w'/\partial z \end{pmatrix}, \quad (3.67)$$

wobei  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$  die Teilchenverschiebungen in kartesischen Ortskoordinaten  $x$ ,  $y$  und  $z$  bezeichnen. Aufgrund der Radialsymmetrie der Anregung gilt:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} = \frac{\partial v'}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial r}. \quad (3.68)$$

Für eine sich in  $z$ -Richtung ausbreitende Lichtwelle ist die  $x$ - bzw.  $y$ -Komponente in Gl. (3.67) ausschlaggebend:

$$\Delta\left(\frac{1}{n_{x,y}^2}\right) = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = (p_{11} + p_{12})\frac{\partial u}{\partial r} + p_{12}\frac{\partial w}{\partial z}, \quad (3.69)$$

so dass für die Brechzahländerung gilt:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3 \left( p_{12}\frac{\partial w}{\partial z} + (p_{11} + p_{12})\frac{\partial u}{\partial r} \right). \quad (3.70)$$

Mit den Spannungs-Dehnungsgleichungen Gl. (3.54) und Gl. (3.55) sowie den Grenzflächenbedingungen Gl. (3.56) und Gl. (3.57) erhält man:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\bar{\lambda}}{2\bar{\lambda} + 2\bar{\mu}} \frac{\partial w}{\partial z} = -\bar{\nu} \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (3.71)$$

mit der Poissonschen Querkontraktionszahl  $\bar{\nu}$ . Damit ergibt sich für die Brechzahländerung im  $i$ -ten Medium (Substrat und Schichten):

$$\begin{aligned} \Delta n_i &= -\frac{1}{2}n_i^3 \frac{\partial w}{\partial z} (p_{12i} - \bar{\nu}_i(p_{11i} + p_{12i})) \\ &= -\frac{1}{2}n_i^3 \frac{\tau_z(z_i)}{\rho_i v_{Di}^2} (p_{12i} - \bar{\nu}_i(p_{11i} + p_{12i})) \\ &= \frac{1}{2}n_i^3 \frac{t_{pWG} P}{\rho_i v_{Di}^2} (p_{12i} - \bar{\nu}_i(p_{11i} + p_{12i})), \quad i = 0, \dots, N. \end{aligned} \quad (3.72)$$

### 3.2.1.4 Brechzahlmodulation im Wasser

Die Schalldruckwelle moduliert die Dichte  $\rho_{N+1}$  der den Sensor umgebenden Flüssigkeit. Die dadurch erzeugte Brechzahländerung im  $N+1$ -ten Medium beeinflusst den optischen Reflexionskoeffizienten an der Grenzfläche zur  $N$ -ten Schicht. In Wasser gilt bei Drücken bis 1 GPa mit ausreichender Genauigkeit die empirische isentrope Tait-Zustandsgleichung [STA93]:

$$\frac{p_0 + p + Q}{\rho_{N+1}^\gamma} = \text{konst.} = C, \quad (3.73)$$

mit  $p_0$ : statischer Druck,  $p$ : Schalldruck und den Fitparametern für Standardbedingungen ( $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $\rho_{N+1} = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ )  $Q = 295,5 \text{ MPa}$  und  $\gamma = 7,44$ , so dass:

$$\frac{\partial \rho_{N+1}}{\partial p} = \frac{1}{\gamma C} (\rho_{N+1})^{1-\gamma}. \quad (3.74)$$

Der Zusammenhang zwischen der Dichte und der Brechzahl von Wasser kann bei dynamischen Drücken bis ca. 500 MPa in guter Näherung beschrieben werden durch [STA93]:

$$\frac{n_{N+1} - 1}{\rho_{N+1}} = \text{konst.} = K, \quad (3.75)$$

so dass sich zusammen mit Gl. (3.74) ergibt:

$$\frac{\partial n_{N+1}}{\partial p} = K \frac{1}{\gamma C} (\rho_{N+1})^{1-\gamma}. \quad (3.76)$$

Auswertung von Gl. (3.73) für  $p = 0$  liefert  $C = 1,415 \times 10^{-14}$  und für  $n_{N+1} = 1,329$  ist  $K = 3,29 \times 10^{-4}$ . Damit ergibt sich insgesamt unter Berücksichtigung der Reflexion der einfallenden Welle mit dem Schalldruck  $p$  am Sensor eine Brechzahländerung von:

$$\Delta n_{N+1} = p(1 + r_{p\text{WG}}) \times 1,5 \times 10^{-4} \text{ MPa}^{-1} = p \times 1,79 \times 1,5 \times 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}. \quad (3.77)$$

### 3.2.2 Exkurs I: Design/Synthese von Interferenzschichtsystemen

In Kapitel 3.1 wurde beschrieben, wie ein Vielschichtsystem mit vorgegebenen Parametern (Brechzahlen  $n_i$  und Schichtdicken  $d_i$  der  $i$ -ten Schicht) analysiert werden kann. Der inverse Prozess, also die Synthese eines Vielschichtdesigns mit bestimmten gewünschten Eigenschaften, ist insbesondere auch aufgrund der vielen freien Parameter, sehr viel komplizierter [DOB65]. Prinzipiell spricht zwar nichts dagegen, explizite Gleichungen für  $R$  und  $T$  für verschiedene Wellenlängen  $\lambda$  und Winkel  $\theta$  aufzustellen und diese nach den Konstruktionsparametern  $n_i$  und  $d_i$  aufzulösen, aber für Systeme mit mehreren Schichten sind diese



Gleichungen i. a. zu kompliziert, um sie aufschreiben, geschweige denn analysieren und auflösen zu können. Aus diesem Grund verwendet man bei der Synthese häufig numerische Optimierungsverfahren (engl.: *Refinement*) [BAU58], [THE97]. Ausgehend von einem vorgeählten Startdesign, dessen spektrale Eigenschaften berechnet und mit den gewünschten verglichen werden können, wird versucht, die Abweichungen iterativ immer weiter zu verringern bis eine ausreichende Übereinstimmung erreicht worden ist. Da es i. a. mehrere lokale Minima der Abweichungsfunktion gibt, ist der Erfolg dieses Verfahrens abhängig von der Wahl des Startdesigns. Es ist daher sinnvoll, zunächst die Eigenschaften grundlegender bekannter Schichtenanordnungen, aus denen sich der größte Teil der heute in der Praxis verwendeten Beschichtungen aufbaut, in Bezug auf die gewünschten Eigenschaften zu betrachten, um anschließend eine Optimierung für den speziellen Anwendungsfall vorzunehmen, wobei die technische Realisierbarkeit der gefundenen Lösung nicht außer Acht gelassen werden darf. Diese Einschränkung bezieht sich vor allem auf die Verfügbarkeit von Beschichtungsmaterialien mit den erforderlichen Brechzahlen und auf die technisch mögliche Einhaltung von jeweils akzeptablen Beschichtungstoleranzen bei der Herstellung. Im Anschluss an eine kurze Übersicht der heute verfügbaren Beschichtungsverfahren werden im Folgenden die durchgeführten Untersuchungen zum Schichtsystemdesign für das optische Vielschichthydrophon dargestellt.

### 3.2.3 Exkurs II: Herstellungsverfahren für Interferenzschichtsysteme

Zu Beginn der industriellen Fertigung von Bauteilen mit optischen Beschichtungen wurden neben chemischen Verfahren fast ausschließlich rein thermische Bedampfungstechniken eingesetzt. Die dabei entstehenden Schichten waren von vielen Hohlräumen durchzogen und mechanisch recht instabil. So gab es während des zweiten Weltkrieges auf amerikanischen Kriegsschiffen Beschichtungsanlagen, mit denen die optischen Elemente von Entfernungsmessern auf See nachbeschichtet werden konnten [BAU70]. Auch heute wird vorwiegend noch die thermische Bedampfung verwendet, wobei die aktive Substrattemperierung und Verbesserungen der Hochvakuumtechnik zu verbesserten Eigenschaften der Beschichtungen geführt haben, insbesondere im Hinblick auf mechanische Festigkeit und Dauerhaftigkeit. Es wurden auch neue effizientere Wege für das Aufheizen der schichtbildenden Substanz im Hochvakuum durch Verwendung von Elektronenstrahlen und Laserstrahlung gefunden, so dass die Beschichtungsraten erhöht und damit der Zeitaufwand reduziert werden konnte. Bei den sogenannten IAD-Verfahren (Ion-Assisted Deposition) wird die Energie der Materialteilchen erhöht, indem das Substrat gleichzeitig einem Ionenstrahl ausgesetzt wird.

Durch den Einsatz der sogenannten Sputter-Technik, bei der das schichtbildende Material in der Beschichtungskammer mit Argon oder anderen Ionen „bombardiert“ wird und dadurch die Atome und Moleküle aus dem Target herausgelöst und beschleunigt werden, wurde es möglich, noch stärker verdichtete und mechanisch stabilere Beschichtungen herzustellen



[RAN87]. Bildlich kann man sich den Unterschied zur rein thermischen Bedampfung vorstellen wie das Entstehen einer Schicht auf dem Boden durch Eishagel im Vergleich zur Entstehung einer Schneedecke. Die notwendige Substrattemperatur konnte reduziert werden, so dass auch thermisch weniger belastbare Substrate beschichtet werden können. Auch sehr großflächige Beschichtungen und Beschichtungen von komplex geformten Oberflächen können mithilfe dieser Technik vorgenommen werden. Aufgrund des relativ hohen Drucks in der Bedampfungskammer im Vergleich zu den thermisch verdampfenden Anlagen können die Materialteilchen nur eine geringe Distanz überwinden, so dass Target und Substrat dicht übereinander positioniert werden und die Oberflächen beider Elemente ähnliche Abmessungen besitzen müssen.

Eine jüngere Entwicklung in der Beschichtungstechnik für optische Dünnschichten besteht im Ionenstrahl-Sputtern. Bei diesen Systemen wird ein Teilchenstrahl einer Ionenquelle zunächst beschleunigt und dann gerichtet auf das Target gelenkt. Die Teilchen schlagen dann das Beschichtungsmaterial aus der Oberfläche heraus, welches sich anschließend auf dem Substrat niederschlägt. In manchen Anlagen (Dual Ion Beam Sputtering) wird dann noch ein zweiter Ionenstrahl auf das Substrat gelenkt (s. o. IAD). Der Vorteil dieses Verfahrens gegenüber der konventionellen Sputtertechnik besteht darin, dass der Prozeß wie bei der thermischen Bedampfung im Hochvakuum stattfindet, so dass die Materialteilchen eine längere Wegstrecke durchlaufen können. Im Prinzip werden hier die Vorteile der thermischen Bedampfung mit denen der Sputtertechnik vereint. Allerdings werden nur recht geringe Beschichtungsraten erreicht, was zu relativ hohen Kosten führt. Diese Technik wird daher bislang hauptsächlich für wissenschaftliche Zwecke verwendet.

Neben den beschriebenen Beschichtungsverfahren, bei denen die schichtbildende Substanz aus der Gasphase auf dem Substrat kondensiert, also im Wesentlichen physikalische Prozesse beteiligt sind (PVD: Physical Vapour Deposition), gibt es auch eine Reihe von chemischen Verfahren zur Herstellung dünner Schichten. Im Falle des CVD (Chemical Vapour Deposition) reagiert ein sich in Gasphase befindendes Material mit zusätzlich eingebrachten Gasen und bildet einen Festkörperfilm auf dem Substrat. Bei den Sol-Gel-Verfahren befinden sich die chemischen Reaktionspartner in einer Lösung und wandeln sich um in ein Gel, das dann in einem zweiten Schritt durch thermische Behandlung verdichtet wird. Zur Herstellung dünner Schichten wird in diesem Zusammenhang vor allem die Dip Coating und die Spin Coating Technik eingesetzt [BEI97].

#### **3.2.4 Designkriterien für das optische Vielschichthydrophon**

Als Ausgangspunkt für die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebene Entwicklung eines möglichst vorteilhaften Schichtsystemdesigns für den Einsatz als Ultraschallempfänger sind in diesem Abschnitt die zu berücksichtigenden Designkriterien zusammengestellt.

## 3.2.4.1 Detektionssteilheit und Empfindlichkeit

Im Gegensatz zu den Anwendungen dielektrischer Interferenzschichten als optische Filter sind in der Anwendung als Hydrophon nicht die optischen Eigenschaften in einem ausgedehnten Spektralbereich wichtig, sondern es wird ein Design gesucht, das bei einer bestimmten Lichtwellenlänge (Arbeitswellenlänge) eine möglichst große Detektionssteilheit

$$D = \left| \frac{\Delta R}{\Delta p} \right| \quad (3.78)$$

liefert, um ein gutes Signal-Rauschverhältnis ( $SNR$ ) bei der akustischen Messung erzielen zu können [WIL99.1]. Die theoretische Empfindlichkeit des Systems lässt sich durch den minimal detektierbaren Druck  $p_{\min}$  beschreiben, der sich für  $SNR = 1$  ergibt. Für den Photostrom  $I$  einer Photodiode zur Detektion des am Schichtsystem reflektierten Lichtes gilt:

$$I = \frac{e\eta\chi R_0 P_0}{h\nu}, \quad (3.79)$$

mit  $e$ : Elementarladung,  $\eta$ : Quantenausbeute des Detektors,  $\chi$ : Übertragungsfaktor für den Lichtweg vom Schichtsystem zum Detektor (z. B. Verluste an Strahlteiler, Fasereinkopplung, usw.),  $R_0$ : mittlerer Reflexionsgrad des Schichtsystems,  $P_0$ : Leistung der auf das Schichtsystem treffenden Lichtwelle und  $h\nu$ : Photonenenergie. Der zur Signalleistung  $P_s = \chi P_0 \Delta R$  gehörende Signalphotostrom ist gegeben durch:

$$I_s = \frac{e\eta\chi D p P_0}{h\nu}. \quad (3.80)$$

Der mittlere quadratische Schrotrauschstrom in der Detektionsbandbreite  $B_w$  beträgt [KIN78]:

$$I_{sn}^2 = 2eIB_w = \frac{2e^2\eta\chi R_0 P_0 B_w}{h\nu}, \quad (3.81)$$

während der mittlere quadratische Verstärkerrauschstrom eines Verstärkers mit der Stromrauschdichte  $S_i$  durch  $I_{amp}^2 = S_i B_w$  gegeben ist. Für den Fall der schrotrauschlimitierten Detektion ergibt sich aus  $SNR = I_s^2 / I_{sn}^2 = 1$  ein minimal detektierbarer Schalldruck von:

$$p_{\min,sn} = \sqrt{\frac{2h\nu R_0 B_w}{\eta\chi P_0 D^2}} \quad (3.82)$$

und für den Fall, dass das Verstärkerrauschen die Detektion limitiert, erhält man aus  $SNR = I_s^2 / I_{amp}^2 = 1$ :

$$p_{\min,amp} = \frac{h\nu}{e\eta\chi D P_0} \sqrt{S_i B_w}. \quad (3.83)$$



Der durch das Gesamttrauschen bestimmte minimal detektierbare Schalldruck ergibt sich dann aus  $SNR = I_s^2 / (I_{sn}^2 + I_{amp}^2) = 1$  zu:

$$p_{\min, \text{ges}} = \sqrt{p_{\min, \text{sn}}^2 + p_{\min, \text{amp}}^2} \quad (3.84)$$

Die akustische Empfindlichkeit des Systems wird also außer durch die Parameter der Detektionsanordnung ( $S_i, \eta, \chi, B_w$ ) und der Lichtquelle ( $P_0$ ), deren Rauschbeiträge an dieser Stelle außer Acht gelassen wurden, sowohl durch die Detektionssteilheit  $D$  als auch durch den Reflexionsgrad am Arbeitspunkt  $R_0$  bestimmt. Ein optimiertes Schichtsystem sollte eine möglichst große Detektionssteilheit bei einem möglichst geringen Reflexionsgrad am Arbeitspunkt liefern, wobei der Maximierung von  $D$  die stärkere Bedeutung zukommt, weil durch die Erhöhung der Signalstromstärke die Schrotrauschgrenze schon bei niedrigeren optischen Leistungen erreicht wird, was zu einer Verminderung des apparativen Aufwandes im optischen Aufbau führt.

#### 3.2.4.2 Sensordicke

Grundsätzlich kann eine große Detektionssteilheit  $D$  durch große Schichtdicken bzw. durch eine große Gesamtdicke des Schichtsystems erreicht werden, denn eine dickere Schicht wird durch den gleichen Druck  $p$  um einen größeren Wert  $\Delta d$  bezogen auf die feste optische Wellenlänge  $\lambda$  deformiert (Gl. (3.59)). Dadurch kommt es zu einer größeren Phasenverschiebung der interferierenden Lichtwellen und damit zu einer stärkeren Reflexionsgradmodulation. Diese Tatsache entspricht aus spektraler Sichtweise, d. h. bei variablem  $\lambda$  und festem  $nd$ , z. B. der Verschmälerung der Linienbreite eines Resonators mit zunehmender Resonatorlänge. Auf der anderen Seite ist es für die Schalldruckempfindlichkeit notwendig, dass die Gesamtdicke des Schichtsystems deutlich unterhalb der akustischen Wellenlänge  $\Lambda$  im Schichtsystem bleibt (vgl. Kap. 3.2.1.1). Auch im Hinblick auf eine frequenzunabhängige Übertragungsfunktion des Sensors muss dieses Kriterium erfüllt sein, um nicht in den Bereich akustischer Dickenresonanzen zu gelangen (Gl. (3.63), Gl. (3.64)). Da für das optische Vielschichthydrophon eine große akustische Bandbreite angestrebt wird, ist also ein Schichten-design ideal, dass durch möglichst effektive Ausnutzung der optischen Vielfachinterferenzen eine möglichst große Detektionssteilheit  $D$  mit einer geringen Gesamtdicke des Schichtsystems verbindet.

#### 3.2.4.3 Maximumprinzip

In einer mathematischen Betrachtungsweise lässt sich das *Pontrjaginsche Maximumprinzip* der Theorie der Optimalwertregelung [PON67] auf das Designproblem für Interferenzschichtsysteme übertragen [TIK93]. Auf die Wiedergabe der formalen Herleitung wird hier verzichtet, vielmehr wird nur das wichtige Ergebnis und die physikalisch-elementare Plausibilitätsbetrachtung zitiert: Ein optimales Dünnschichtfiltersystem, wobei sich „optimal“

auf die Minimierung einer Abweichungsfunktion zu einer gewünschten spektralen Kurve bezieht, besteht aus nur zwei optischen Materialien. Wenn zur Synthese eines Vielschichtsystems eine Auswahl von optischen Materialien zur Verfügung steht, erhält man die besten Ergebnisse bei Verwendung der beiden Materialien mit der höchsten und mit der niedrigsten Brechzahl (bzw. optischen Admittanz bei von Null verschiedenen Einfallswinkeln).<sup>2</sup> In numerischen Interferenzschicht-Synthese- und Refinement-Rechnungen, bei denen das Berechnungsverfahren Brechzahlen aus einem vorgegebenen Intervall verarbeitet, wurde diese Aussage an Beispielen verifiziert [VER97]. Für den Fall des Einfalls eines konischen Lichtbündels ist die Aussage nicht direkt anwendbar. Das Maximumprinzip lässt sich wie folgt plausibilisieren: Die gewünschten spektralen Eigenschaften optischer Dünnschichtsysteme werden durch geeignet arrangierte Interferenzeffekte erhalten, die auf Vielfachreflexionen an den Schichtgrenzflächen zurückgehen. Durch Steigerung des Brechzahlkontrastes (bzw. Admittanzkontrastes) wächst im Mittel die Amplitude der reflektierten Wellen. Dieses führt zu einer Zunahme des Einflusses der Interferenzeffekte und macht es leichter, die gewünschten spektralen Eigenschaften zu erreichen [TIK93].

An dieser Stelle soll nicht unerwähnt bleiben, dass in dieser Betrachtung natürlich nur die optischen Eigenschaften der Schichtmaterialien berücksichtigt wurden. Für das Design des akustischen Vielschichtensors sind daneben auch die elastischen und elastooptischen Parameter der eingesetzten Schichten von Bedeutung. Für die in der optischen Beschichtungstechnik eingesetzten Materialien ist über diese Schichtparameter allerdings i. a. sehr wenig bekannt und es ist außerdem zu erwarten, dass sie vom individuellen Beschichtungsprozess, d. h. von den gewählten Parametern der Beschichtungsanlage (Substrattemperatur, Gasdruck, u.v.m.) abhängen.

#### 3.2.4.4 Beschichtungsverfahren und Schichtmaterialien

Um die Kosten für die Herstellung der Vielschichtsensoren moderat zu halten, sollten Standardbeschichtungsverfahren und -materialien für optische Beschichtungen eingesetzt werden, wobei die Beschichtung von Glasfaserstirnflächen eine Besonderheit darstellt. Die Glasfasern müssen innerhalb der Bedampfungsanlage von einer speziellen Halterung aufgenommen werden, die eine genaue Positionierung der Faserendflächen erlaubt und Raum für eine Faserspule bietet.

Es wurde ein Hersteller für optische Beschichtungen gefunden, der in der Lage war, in einer Bedampfungsanlage, die ansonsten für die Beschichtung von Laserfestkörpern genutzt wird, eine entsprechende Faserhalterung unterzubringen, und der bereit war, die Beschichtung nach kundenspezifischen Designvorgaben auch für kleine Auftragsvolumina durchzuführen. Mit-

---

<sup>2</sup> Diese Aussage kann allerdings falsch sein, wenn die Gesamtzahl der Schichten rigoros begrenzt ist. Eine 3-Schicht Antireflexbeschichtung mit drei unterschiedlichen Brechzahlen kann besser sein als ein zweikomponentiges System aus drei Schichten, ist aber in jedem Fall schlechter als ein zweikomponentiges System mit mehreren Schichten [FUR92].



hilfe der Sputtertechnik können dort harte dielektrische Schichten hergestellt werden, die ein hohes Maß an mechanischer Festigkeit aufweisen, so dass auch hohe Schalldruckamplituden nicht zur Zerstörung führen und die in Wasser eingesetzt werden können, ohne dass es zu einem signifikanten Aufquellen der Schichten kommt. Als Schichtsubstanz wird von diesem Hersteller für niedrigbrechende Schichten  $\text{SiO}_2$  ( $n_L = 1,48$ ) und für hochbrechende Schichten  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  ( $n_H = 2,30$ ) empfohlen, da mit diesen Materialien positive Erfahrungen vorliegen.

### 3.2.5 Spiegeldesign

Das Rückgrat des Designs optischer Wechselschichtsysteme (mit alternierend hohen und niedrigen Brechzahlen) wird durch Kombinationen von  $\lambda/4$ - und  $\lambda/2$ -Schichten gebildet [THE97]. Eine Schicht mit der optischen Dicke  $\lambda/4$  erzeugt unter Berücksichtigung eines Phasensprungs von  $\pi$  für die Reflexion am dichteren Medium einen Gangunterschied  $\lambda$  zwischen der an Vorder- und Rückseite reflektierten Lichtwelle, so dass es zu konstruktiver Interferenz beider Wellen kommt. Im Gegensatz dazu ruft eine  $\lambda/2$ -Schicht einen Gangunterschied von  $3\lambda/2$  und damit destruktive Interferenz der reflektierten Anteile hervor, so dass sich maximale Transmission ergibt. Üblicherweise werden niedrigbrechende  $\lambda/4$ -Schichten mit L und hochbrechende  $\lambda/4$ -Schichten mit H gekennzeichnet.

In diesem und den folgenden Abschnitten zum Schichtendesign wird stets nur der Fall senkrechten Lichteinfalls ( $\theta_0 = 0$ ) betrachtet. Im Falle eines Singlemode-Lichtwellenleiters mit einer numerischen Apertur von  $NA = 0,12$  als Substrat ergeben sich Einfallswinkel auf das Schichtsystem von bis zu maximal ca.  $4,7^\circ$  in der Faser, so dass die Annahme senkrechten Einfalls eine gute Näherung darstellt.

Ein elementares Interferenzschichtdesign ist die Abfolge alternierend hoch- und niedrigbrechender Schichten gleicher optischer Dicke, das z. B. durch seine Anwendung als hochreflektierender dielektrischer Spiegel (Laserspiegel) verbreitet ist. Für optische Dicken  $n_i d_i = \lambda/4$  ( $i = 1, \dots, N$ ) erhält man den maximalen Reflexionsgrad, während die stärkste Reflexionsgradänderung pro einfallender Schalldruckamplitude, d. h. die maximale Detektionssteilheit  $D_{\max}$  je nach Anzahl  $N$  der eingesetzten Schichten für optische Dicken im Bereich zwischen  $\lambda/8$  und  $3\lambda/8$  erreicht wird.<sup>3</sup> In Abb. 3.4 ist der Reflexionsgradverlauf in Abhängigkeit von der optischen Schichtdicke für Spiegelsysteme mit insgesamt  $N = 7, 15$  und 19 Schichten dargestellt, wobei die Berechnung von  $R$  nach der in Kap. 3.1.2 beschriebenen Rekursionsmethode erfolgte, die in ein numerisches Berechnungsprogramm umgesetzt wurde.

Zur Berechnung der Detektionssteilheiten  $D$  nach Gl. (3.78) wurden alle in Kap. 3.2.1 dargestellten Einflussgrößen inklusive der akustischen Vielfachreflexionen im Schichtsystem

<sup>3</sup> Solche Systeme mit identischen optischen Dicken aller Schichten werden im Folgenden der Einfachheit halber ebenfalls als Spiegelsystem bezeichnet.

berücksichtigt (Gl. (3.65), Gl. (3.72), Gl. (3.77)). Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Für die Schallgeschwindigkeiten und die Dichten der gesputterten Schichten wurden die jeweiligen Werte der entsprechenden Volumenkörper verwendet. Da für die dehnungsoptischen Konstanten  $p_{11}$  und  $p_{12}$  und für die Poissonsche Querkontraktionszahl  $\bar{\nu}$  von  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  nach Kenntnisstand keine Zahlenwerte vorliegen, wurden an dieser Stelle als Näherung die Werte für Quarzglas übernommen.

Die in Abb. 3.4 angedeuteten Arbeitspunkte maximaler Detektionssteilheit befinden sich jeweils an der Kante des Stopbandes, die zur größeren Schichtdicke gehört. An der linken Kante ist  $D$  jeweils etwas geringer, zum einen da die physische Dicke der Schichten etwas geringer ist (vgl. Kap. 3.2.4.2) und zum anderen weil sich dort die Wirkung der Brechzahlmodulation im Wasser, die an beiden Kanten das gleiche Vorzeichen besitzt, destruktiv mit der Wirkung der elastischen Deformation überlagert.

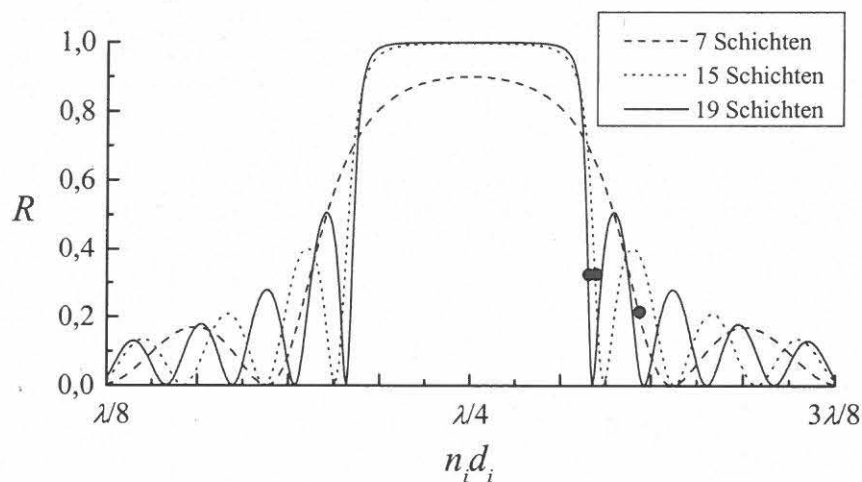


Abb. 3.4: Reflexionsgrad  $R$  in Abhängigkeit von der opt. Schichtdicke  $n_i d_i$  für Spiegelanordnungen unterschiedlicher Gesamtschichtzahl  $N$ ; Arbeitspunkte mit max.  $D$  (●).

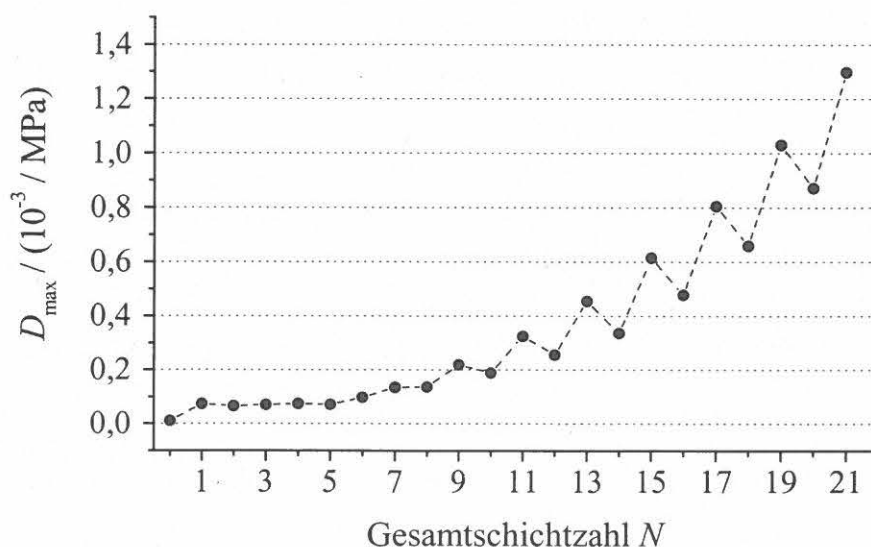


Abb. 3.5: Maximale Detektionssteilheit  $D_{\max}$  in Abhängigkeit von der Gesamtschichtzahl  $N$  des Spiegelsystems.



In Abb. 3.5 sind die für unterschiedliche Gesamtschichtzahlen  $N$  erhaltenen maximalen Detektionssteilheiten  $D_{\max}$  dargestellt. Grundsätzlich steigt  $D_{\max}$  mit zunehmender Gesamtschichtzahl, da die Anzahl der interferierenden Wellen mit signifikanter Amplitude, bzw. die Stärke der zur Interferenz gebrachten Felder wächst. Für gerade  $N$  ergeben sich jeweils geringere Werte als für das nächst kleinere ungerade  $N$ , da in diesem Fall die abschließende niedrigbrechende  $\text{SiO}_2$ -Schicht eine optische Anpassung der hochbrechenden  $(N-1)$ -ten Schicht an das Wasser hervorruft, so dass es zu einer Reflexionsverminderung an der vorletzten Grenzfläche kommt.

|                                                                                                               | Substrat<br>(Quarzfaser)               | $\text{SiO}_2$ -<br>Schicht          | $\text{Nb}_2\text{O}_5$ -<br>Schicht   | Wasser       |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------|--------------------------------------|----------------------------------------|--------------|
| Brechzahl $n$                                                                                                 | <b>1,48</b>                            | <b>1,48</b>                          | <b>2,30</b>                            | <b>1,329</b> |
| dehnungsopt. K. $p_{11}$<br>$p_{12}$                                                                          | <b>0,121</b><br><b>0,270</b>           | 0,121*<br>0,270*                     | 0,121*<br>0,270*                       | —<br>—       |
| Dichte $\rho$ [kg m <sup>-3</sup> ]                                                                           | <b>2250</b>                            | <b>2250</b>                          | <b>4500</b>                            | <b>1000</b>  |
| Dehnwellengeschw. $v_D = \sqrt{E/\rho}$ [m s <sup>-1</sup> ]                                                  | 5650                                   | 5650                                 | 6000                                   | —            |
| Long.-wellengeschw. $v_0 = \sqrt{\bar{\lambda} + 2\bar{\mu}/\rho}$ [m s <sup>-1</sup> ]                       | 5800                                   | 5800                                 | 6220                                   | —            |
| Trans.-wellengeschw. $v_S = \sqrt{\bar{\mu}/\rho}$ [m s <sup>-1</sup> ]                                       | 3650                                   | 3650                                 | 3920                                   | —            |
| Dichtewellengeschw. [m s <sup>-1</sup> ]                                                                      | —                                      | —                                    | —                                      | <b>1483</b>  |
| Y. Elastizitätsmodul $\bar{E}$ [Nm <sup>-2</sup> ]                                                            | <b><math>7,0 \times 10^{10}</math></b> | <b><math>7 \times 10^{10}</math></b> | <b><math>1,6 \times 10^{11}</math></b> | —            |
| P. Querkontraktionszahl $\bar{\nu}$                                                                           | <b>0,17</b>                            | 0,17*                                | 0,17*                                  | —            |
| Lamésche E.-konst. $\bar{\lambda} = \frac{\bar{E}\bar{\nu}}{(1-2\bar{\nu})(1+\bar{\nu})}$ [Nm <sup>-2</sup> ] | $1,6 \times 10^{10}$                   | $1,6 \times 10^{10}$                 | $3,6 \times 10^{10}$                   | —            |
| (Schermodul) $\bar{\mu} = \frac{\bar{E}}{2(1+\bar{\nu})}$ [Nm <sup>-2</sup> ]                                 | $3,0 \times 10^{10}$                   | $3,0 \times 10^{10}$                 | $6,9 \times 10^{10}$                   | —            |

Tab. 3.1: Verwendete Materialparameter; hervorgehobene Zahlenwerte: Literaturwerte [FIB96], [BUT78], [GME70] (für gesputterte Schichten Werte der Volumenkörper übernommen); \*Werte von Quarzglas übernommen; übrige Elastizitätskonstanten und Wellengeschwindigkeiten berechnet.

### 3.2.6 Interferenzfilterdesign

Obwohl die Wirkungsweise aller dielektrischen Wechselschichtsysteme auf Lichtinterferenz beruht, bezeichnet man aus historischen Gründen [GEF39] nur eine bestimmte Art von Bandpassfiltern als Interferenzfilter. In der ursprünglichen Form bestehen Interferenzfilter aus zwei metallischen Spiegelementen, die durch eine dielektrische Abstandsschicht (Kavität) voneinander getrennt sind, und stellen damit ein Fabry-Perot Interferometer sehr kurzer Resonatorlänge dar. Durch das Ersetzen der metallischen, teilweise absorbierenden Spiegelemente durch dielektrische Spiegelsysteme (vgl. Kap 3.2.5) wurde eine wesentliche Verbesserung der spektralen Eigenschaften erreicht [POL52]. Ein solches *All Dielectric Interference Filter* (ADI-Filter) erster Ordnung besteht also aus  $\lambda/4$ -Schichten und einer

zentralen  $\lambda/2$ -Abstandsschicht, ADI-Filter höherer Ordnung besitzen entsprechende Vielfache von  $\lambda/2$  als optische Dicke der Abstandsschicht.

Im Vergleich zum Spiegelsystem gleicher Gesamtschichtzahl besitzt die Reflexionsgradkurve des Interferenzfiltersystems erster Ordnung eine etwas verbreiterte und in der maximalen Reflexion etwas verminderte hochreflektierende Region mit einer zusätzlichen sehr schmalen Transmissionslinie bei der Designwellenlänge  $\lambda_D = 4n_i d_i$ ,  $i \neq (N+1)/2$  (Abb. 3.6). Für das Interferenzfiltersystem als Ultraschallhydrophon ist der Arbeitspunkt maximaler Detektionssteilheit an der Kante dieser zentralen Transmissionslinie lokalisiert.

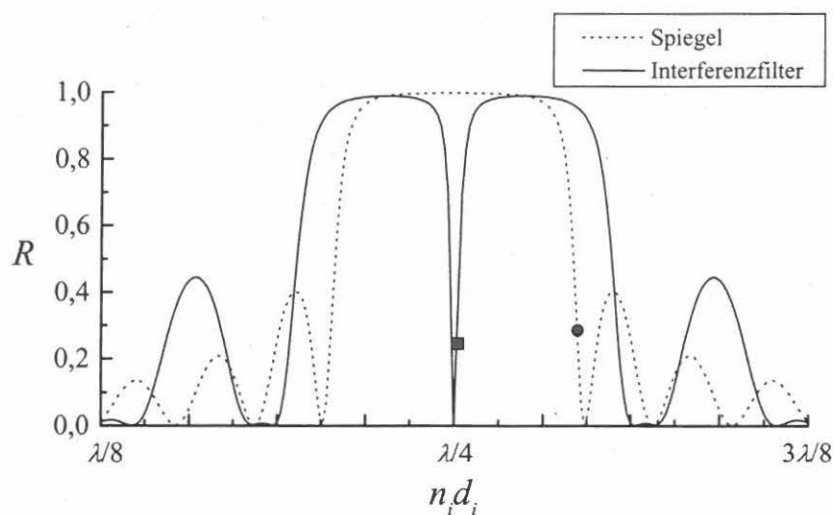


Abb. 3.6: Reflexionsgrad  $R$  in Abhängigkeit von der opt. Schichtdicke  $n_i d_i$  für Spiegel- und Interferenzfilteranordnung ( $n_8 d_8 = 2n_i d_i$ ) mit jeweils 15 Schichten; Arbeitspunkte ( $\blacksquare, \bullet$ ).

Ein Vergleich von  $D_{\max}$  des Interferenzfilter- und des Spiegelsystems in Abhängigkeit von der Gesamtschichtzahl  $N$ , also für jeweils vergleichbare Gesamtdicken und ungefähr gleichem Aufwand bei der Herstellung, ist in Abb. 3.7 dargestellt. Ab einer Schichtzahl von  $N=5$ , ab der die Vielfachinterferenzeffekte die Wirkung der Brechzahlmodulation im Wasser überwiegen, liefert das Interferenzfilterdesign eine größere Detektionssteilheit als das Spiegelsystem und mit zunehmendem  $N$  vergrößert sich der Vorteil. Das 19-Schicht-Interferenzfiltersystem weist einen Wert auf, der mehr als das 300-fache der unbeschichteten Faser beträgt ( $D = 1,05 \times 10^{-5} / \text{MPa}$ ), was dem Fall des faseroptischen Hydrophons nach Staudenraus und Eisenmenger [STA93] entspricht.

Die Verteilung der auftretenden Feldstärken  $E_z$  nach Gl. (3.48) sind in Abb. 3.8 für die beiden unterschiedlichen Schichtsysteme für  $N=7, 15$  und  $19$  dargestellt, wobei für die optischen Dicken jeweils die Arbeitspunkte maximaler Detektionssteilheit eingesetzt wurden. Für beide Systeme erhält man jeweils eine Überhöhung in den mittleren Schichten und mit zunehmendem  $N$  steigen die auftretenden Amplituden. Für die Interferenzfiltersysteme ergeben sich, verglichen mit den Spiegelsystemen gleicher Schichtzahl, jeweils stärkere Feldstärkeüberhöhungen in den mittleren Schichten. Kleine Änderungen der Schichtdicken, die die



Phasenbeziehung zwischen den vorwärts- und rückwärtslaufenden Lichtwellen verändern, zeigen aufgrund der größeren beteiligten Amplituden beim Interferenzfiltersystem stärkere Wirkungen (vgl. Plausibilitätsbetrachtung zum Maximumprinzip in Kap. 3.2.4.3).

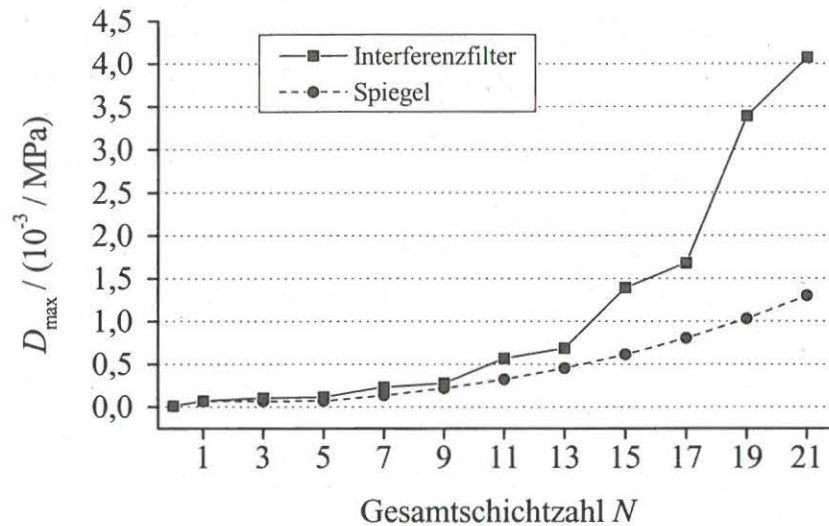


Abb. 3.7: Maximale Detektionssteilheit  $D_{\max}$  in Abhängigkeit von der Gesamtschichtzahl  $N$  des Interferenzfiltersystems im Vergleich zum Spiegelsystem.

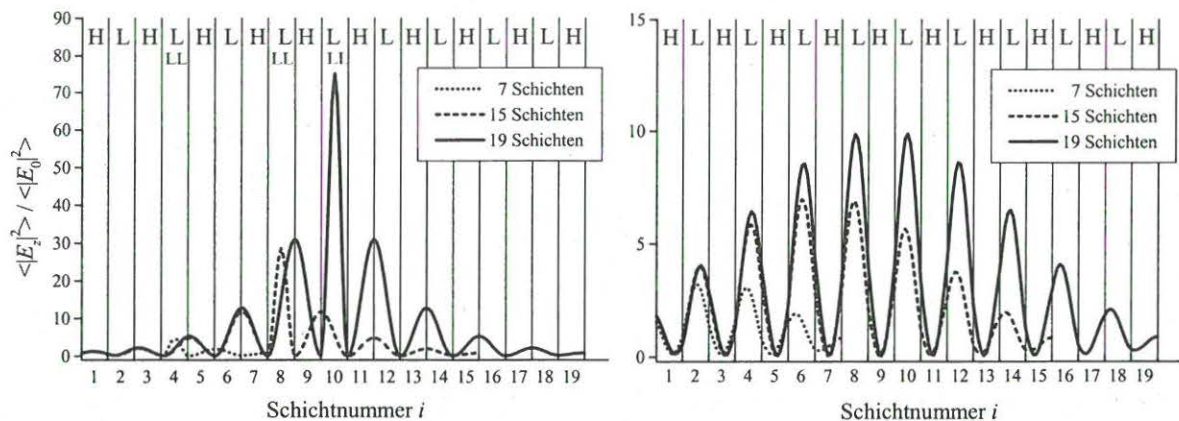


Abb. 3.8: Stehwellenmuster  $\langle |E_z|^2 \rangle / \langle |E_0|^2 \rangle$  für Interferenzfilter- (links) und Spiegelsystem (rechts) mit unterschiedlichen Gesamtschichtzahlen  $N$ , jeweils für den Arbeitspunkt mit  $D_{\max}$ . Die Abstandsschichten der Interferenzfilter (symbolisiert durch LL) sind jeweils um den Faktor 2 gestaucht dargestellt. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Ordinatenachsen.

Für die Interferenzfiltersysteme mit  $N=9, 13, 17, 21$ , usw. ergeben sich etwas ungünstigere Werte als jeweils aufgrund der benachbarten Werte für  $N=7, 11, 15, 19$  erwartet (Abb. 3.7). In diesen Fällen besteht die mittlere Abstandsschicht, in der die größten Feldstärken auftreten, aus dem hochbrechenden Material, in dem (bei gleichen angenommenen relativen Parametern  $p_{11}$  und  $p_{12}$ ) die höheren absoluten Brechzahlmodulationen auftreten (Gl. (3.72)). Da die Brechzahlmodulation invers zur dominierenden mechanischen Dickenänderung (Gl. (3.65)) wirkt, kommt es zu einer verminderten Detektionssteilheit im Vergleich zu Systemen mit niedrigbrechender Abstandsschicht.

### 3.2.7 Andere Anordnungen

Es wurden noch weitere häufig verwendete Schichtanordnungen bezüglich der erzeugten Detektionssteilheit untersucht. Als optische Kantenfilter (Hoch- oder Tiefpass) kommen i. a.  $\lambda_D/4$ -Systeme mit einer zur spektralen Lage der Kante versetzten Designwellenlänge  $\lambda_D$  zum Einsatz, also Systeme wie sie bereits in Kap. 3.2.5 untersucht wurden. Zur Verminderung der Nebenmaxima (engl.: *Ripple*) im Transmissionsbereich (Abb. 3.4) werden zusätzlich als erste und letzte Schichtdicke  $\lambda_D/8$  eingesetzt (siehe z. B. [THE89]). Auf die Steilheit der Kante hat diese Veränderung jedoch kaum Einfluss, so dass ähnliche Werte für  $D_{\max}$  erzielt werden wie für das jeweilige Spiegelsystem ohne die beiden  $\lambda_D/8$ -Schichten.

In weiteren Rechnungen wurde das Verhalten von Interferenzfiltern höherer Ordnung untersucht. Durch die Vergrößerung der Abstandsschicht wächst die Gesamtdicke des Systems, so dass auch eine Zunahme von  $D_{\max}$  erreicht wird (vgl. Kap. 3.2.4.2). Andererseits bringt die Verwendung einer niedrigbrechenden Abstandsschicht mit der opt. Dicke  $3\lambda/2$  anstelle von  $\lambda/2$  eine geringere Verbesserung als die Hinzunahme von jeweils zwei weiteren  $\lambda/4$ -Schichten zu den beiden hochreflektiven Untersystemen unter Beibehaltung der niedrigbrechenden  $\lambda/2$ -Abstandsschicht, was auf eine vergleichbare Gesamtdicke des Systems führt. Die Erhöhung der Finesse (Kap. 3.2.9) durch größere Reflexionsgrade der beiden Untersysteme erzeugt also eine stärkere Verbesserung als die einfache Vergrößerung der Sensordicke, da auf diese Weise zusätzlich die optischen Feldamplituden in den Schichten erhöht werden. Allerdings ist der Herstellungsaufwand etwas größer, da die beiden Beschichtungsmaterialien häufiger gewechselt werden müssen.

Als Bandpassfilter werden häufig Interferenzfilter mit mehreren  $\lambda/2$ -Abstandsschichten verwendet (engl.: *multiple cavity filter*). Im Vergleich zu Interferenzfiltern mit nur einer Abstandsschicht lässt sich auf diese Weise ein eher rechteckiges Profil des Transmissionsbandes erreichen (siehe z. B. [RAN87]). Bei gleicher Gesamtschichtzahl werden die Flanken jedoch nicht steiler, sondern es wird nur die Breite des Transmissionsbandes erhöht, so dass sich durch solche Anordnungen keine Verbesserung der Sensoreigenschaften ergibt.

### 3.2.8 Auswirkung von Beschichtungsabweichungen

Für die Wahl des optimalen Schichtdesigns ist die Herstellbarkeit mit angemessenem technischen Aufwand von wesentlicher Bedeutung. Da beim Beschichtungsprozess Abweichungen von den gewünschten Schichtdicken nicht vollständig auszuschließen sind, sollten die Auswirkungen von Dickenabweichungen einzelner Schichten auf die Sensoreigenschaften untersucht und berücksichtigt werden.

In Abb. 3.9(a) ist die durch eine +1%-Abweichung der  $i$ -ten individuellen Schichtdicke verursachte prozentuale Änderung der maximalen Detektionssteilheit  $D_{\max}$  in Abhängigkeit von der Nummer der modifizierten Schicht für ein 15-Schicht-Spiegel- bzw. Interferenz-



filtersystem dargestellt. Der Reflexionsgrad der Spiegeluntersysteme ( $i = 1, \dots, 7$  bzw.  $i = 9, \dots, 15$ ) des Interferenzfilterdesigns ist im Bereich des Reflexionsplateaus (vgl. Abb. 3.4,  $n_i d_i \approx \lambda/4$ ) recht unempfindlich gegenüber kleinen Dickenabweichungen. Dadurch wird die Finesse und damit die Detektionssteilheit des Interferenzfiltersystems nur um einen sehr kleinen Betrag verändert. Am stärksten wirkt sich eine Dickenabweichung der zentralen Abstandsschicht aus. Im Vergleich dazu zeigen Schichtdickenabweichungen bei dem an der Kante des Reflexionsplateaus betriebenen Spiegelsystem sehr viel größere Effekte. Aus Sicht der Einfachheit der Herstellung ist daher ebenfalls das Interferenzfilterdesign zu bevorzugen, da sich Schichtdickenabweichungen weniger stark auf die Detektionssteilheit auswirken.

Eine Dickenabweichung in einer Schicht relativ zu den übrigen hat den zweiten Effekt, dass  $D_{\max}$  für eine etwas verschiedene Dicke der übrigen Schichten verglichen mit dem ungestörten System erhalten wird. Anders ausgedrückt: Um die maximale, in Abb. 3.9(a) zugrunde gelegte Detektionssteilheit des modifizierten Systems zu erhalten, ist eine um  $\Delta\lambda$  verschobene Lichtwellenlänge notwendig (Abb. 3.9(b)). Besonders stark tritt diese Wellenlängenverschiebung für Dickenabweichungen der Abstandsschicht des Interferenzfiltersystems auf, d. h. bei der Bedampfung dieser Schicht muss besonders sorgfältig vorgegangen werden. Der Wellenlängenverschiebung kann mithilfe einer abstimmbaren Laserlichtquelle (s. Kap. 4) oder durch Winkelabstimmung (s. Kap. 5) begegnet werden, so dass mit dem modifizierten System im Wesentlichen die gleiche Detektionssteilheit erreicht werden kann wie mit dem exakten System. Beim Spiegelsystem kommt es demgegenüber im ungünstigen Fall (vgl. Abb. 3.9(a),  $i = 1, \dots, 5$ ) trotz Wellenlängennachführung zu einer deutlichen Verminderung von  $D_{\max}$ .

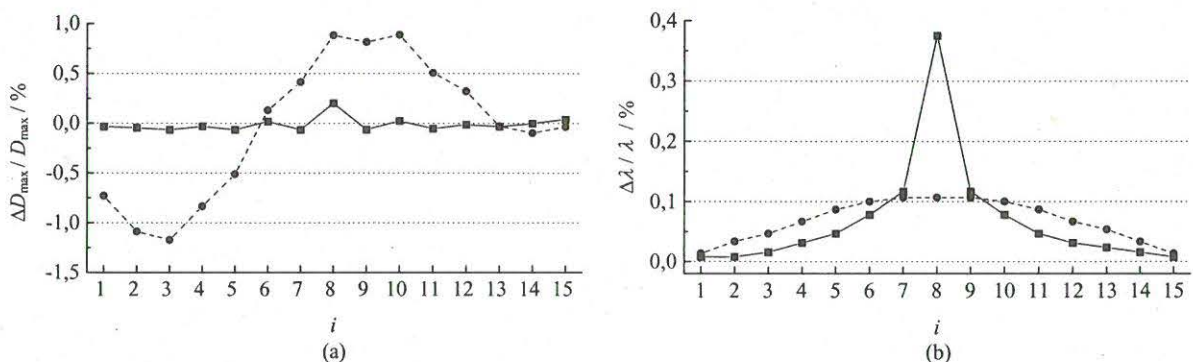


Abb. 3.9: Abweichung der max. Detektionssteilheit (a) und der Arbeitswellenlänge (b) verursacht durch eine +1% Abweichung in der  $i$ -ten Schichtdicke für ein 15-Schicht Spiegel- (gestrichelt) bzw. Interferenzfiltersystem (durchgezogen).

Die Tatsache, dass sich für Dickenvergrößerungen in den Schichten  $i = 6, 7, \dots, 12$   $D_{\max}$  des Spiegelsystems vergrößert, deutet darauf hin, dass dieses System durch die Wahl individueller Schichtdicken verbessert werden kann. Für das Interferenzfilterdesign beobachtet man in Abb. 3.9(a) eine leichte Verbesserung, wenn man das exakte Verhältnis von 1:2 zwischen den Schichtdicken der Spiegeluntersysteme und der Abstandsschicht aufgibt und eine etwas

dickere Abstandsschicht wählt. Auf diese Weise erhält man den größtmöglichen Reflexionsgrad der Spiegeluntersysteme mit exakten  $\lambda/4$ -Schichten und damit die größtmögliche Finesse des Gesamtsystems. Die Abstandsschicht mit einer optischen Dicke von etwas mehr als  $\lambda/2$  setzt das System auf den Arbeitspunkt an der Kante der Transmissionslinie. Die Verbesserung im Vergleich zu dem System mit der exakt verdoppelten Abstandsschicht, bei dem die Schichten der Spiegeluntersysteme im Arbeitspunkt eine etwas größere Dicke als  $\lambda/4$  besitzen (Abb. 3.6), ist jedoch sehr gering. Auf die Optimierungsmöglichkeiten durch Verwendung individueller Schichtdicken wird in Kap. 3.2.10 noch ausführlicher eingegangen.

### 3.2.9 Akustische Empfindlichkeit des Interferenzfiltersystems

Die akustische Empfindlichkeit eines Schichtsystems, d. h. der minimal detektierbare Schalldruck, hängt außer von der Detektionssteilheit  $D$  auch von dem Reflexionsgrad am Arbeitspunkt  $R_0$  ab (Kap. 3.2.4.1). Eine besonders klare Darstellung für das Interferenzfiltersystem ergibt sich nach der Methode der *zwei effektiven Grenzflächen* [SMI58]. Danach lässt sich das System beschreiben wie ein herkömmliches Fabry-Perot-Interferometer mit nur zwei reflektierenden Flächen, indem man die beiden Spiegeluntersysteme zu jeweils einer Grenzfläche mit vier komplexen Koeffizienten zusammenfasst, die dann von der Wellenlänge bzw. den Schichtdicken abhängen. Da die Amplituden dieser Koeffizienten im Bereich  $n_i d_i \approx \lambda/4$  nur sehr wenig mit der Schichtdicke variieren und sich im Wesentlichen nur die Phasenwerte ändern, lässt sich ein Fabry-Perot-Interferometer mit konstanten Reflexionsgraden  $R_a$  und  $R_b$  der beiden Spiegel und einer effektiven Resonatorlänge  $nd$  konstruieren, dessen Reflexionsgradverlauf den des Vielschichtinterferenzfilters im Bereich der zentralen Transmissionslinie sehr gut annähert. Für den Reflexionsgrad  $R$  des Fabry-Perot-Interferometers gilt der vergleichsweise einfache, durch die Airy-Gleichung gegebene Zusammenhang:

$$R = 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} nd\right)} \quad (3.85)$$

mit der Finesse:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi^4 \sqrt{R_a R_b}}{1 - \sqrt{R_a R_b}}. \quad (3.86)$$

Die Finesse des Fabry-Perot-Interferometers (Verhältnis von Linienbreite zu Linienabstand) gibt die Steigung des Reflexionsgradprofils bei  $R = 0,5$  bei Normierung auf den Linienabstand benachbarter Resonanzen an und es lässt sich zeigen, dass in erster Näherung die maximale Steigung von  $3\sqrt{3}\mathcal{F}/4 \approx 1,3\mathcal{F}$  für  $R = 0,25$  erreicht wird [POL69]. Unabhängig von den Parametern des als verlustfrei angenommenen Fabry-Perot-Interferometers erhält man also für die Resonatordicke mit der größten Reflexionsgradsteigung den Reflexionsgrad  $R_0 = 0,25$ .



Der Analogie zum Fabry-Perot-Interferometer entsprechend liefern auch die numerischen Berechnungen von Interferenzfiltersystemen verschiedener Gesamtschichtzahl unter Berücksichtigung aller Druckabhängigkeiten mithilfe der in Kap. 3.1.2 und Kap. 3.2.1 angegebenen Zusammenhänge ebenfalls ungefähr  $R_0 = 0,25$  am jeweiligen Arbeitspunkt mit  $D_{\max}$ .

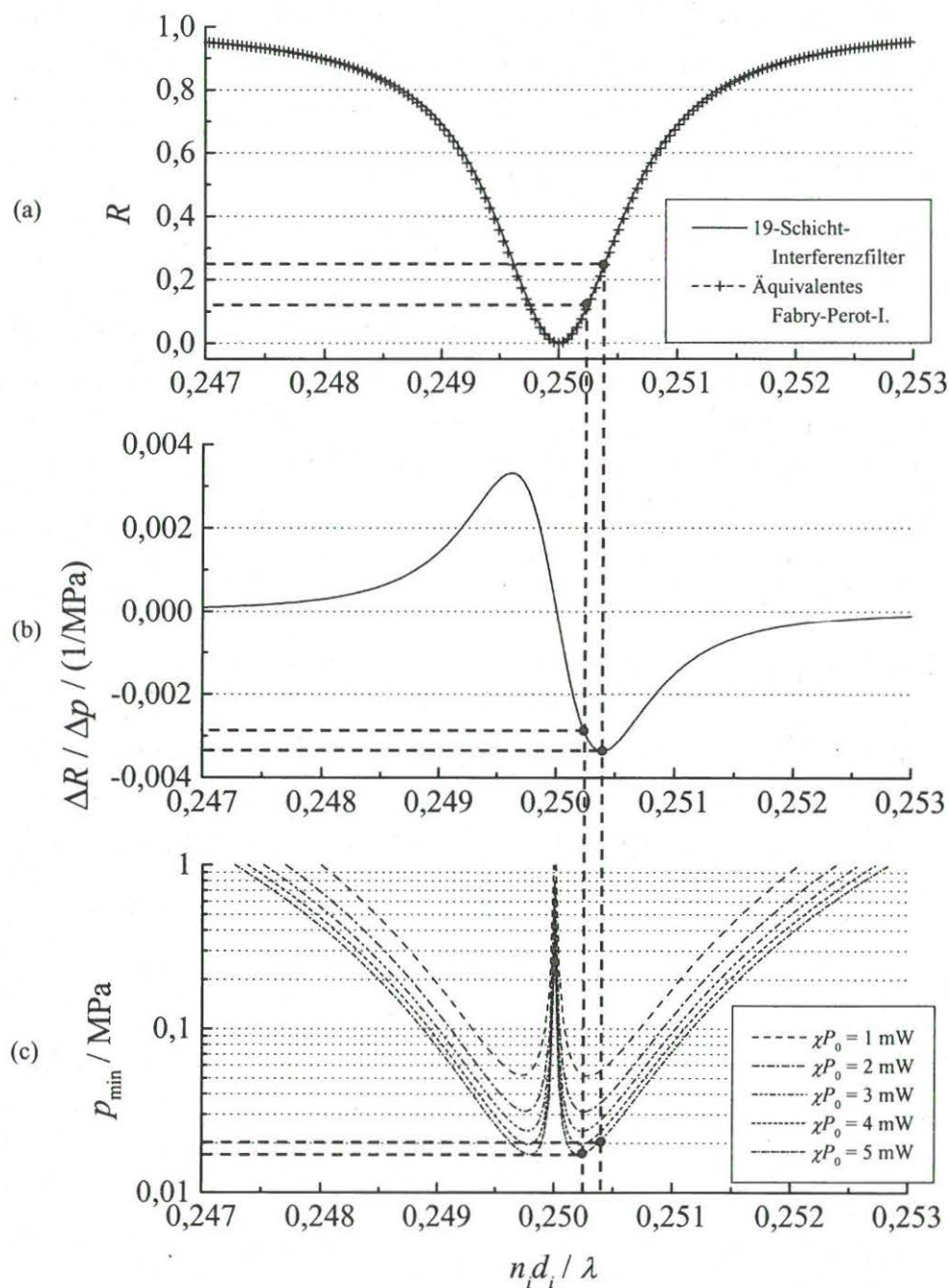


Abb. 3.10: (a) Reflexionsgrad  $R$  eines 19-Schicht-Interferenzfiltersystems im Vergleich zu einem äquivalenten Fabry-Perot-Interferometer. Als Abszisse ist die auf die Wellenlänge normierte opt. Dicke der  $i$ -ten Schicht ( $i \neq 10$ ) gewählt. Die opt. Dicke der Abstandsschicht beträgt  $n_{10}d_{10} = 2n_i d_i$ , die des F.-P.-Resonators  $nd = 6n_i d_i$ .  
 (b) Vorzeichenbehaftete Detektionssteilheit  $\Delta R / \Delta p$  eines 19-Schicht-Interferenzfiltersystems.  
 (c) Minimal detektierbarer Schalldruck  $p_{\min}$  eines 19-Schicht-Interferenzfiltersystems.

In Abb. 3.10(a) ist beispielhaft der Verlauf des Reflexionsgrades für ein 19-Schicht-Interferenzfilter im Bereich  $n_i d_i \approx \lambda/4$  im Vergleich mit dem Verlauf nach Gl. (3.85) dargestellt. Eine gute Übereinstimmung ergibt sich hier für ein Fabry-Perot-Interferometer mit  $nd = 3\lambda/2$  (3. Ordnung) und einer 0,9-fachen Finesse des Interferenzfilters. In Abb. 3.10(b) ist die Detektionssteilheit  $D$  des Interferenzfiltersystems ebenfalls in Abhängigkeit von  $n_i d_i$  dargestellt und in Abb. 3.10(c) der minimal detektierbare Schalldruck nach Gl. (3.82) bis Gl. (3.84) für  $\eta = 0,7$ ,  $\nu = 4,4 \times 10^{14}$  Hz ( $\lambda = 680$  nm),  $S_i = 2 \times 10^{-23}$  A<sup>2</sup>/Hz,  $B_w = 100$  MHz und  $\chi P_0 = 1, 2, 3, 4$  und  $5$  mW. Die Empfindlichkeit des Sensors lässt sich geringfügig erhöhen, indem der Arbeitspunkt zugunsten eines geringeren Reflexionsgrades  $R_0$  auf Kosten einer etwas geringeren Detektionssteilheit  $D < D_{\max}$  zum Transmissionspeak des Interferenzfilters hin verschoben wird. Der Betrag dieser Verschiebung hängt von der auf das Schichtsystem treffenden Lichtleistung  $P_0$  ab, da mit zunehmendem Gleichlichtpegel das Schrot-rauschen zunimmt, was z. T. durch ein geringeres  $R_0$  kompensiert werden kann (Gl. (3.81)).

Mit den gleichen Parametern wie für Abb. 3.10 und  $\chi P_0 = 5$  mW ergeben sich die in Abb. 3.11 dargestellten minimal detektierbaren Schalldrücke  $p_{\min}$  für Interferenzfiltersysteme mit unterschiedlichen Gesamtschichtzahlen  $N$ . Für sehr große Gesamtschichtzahlen sind Abweichungen von diesen theoretischen Werten zu erwarten, da Lichtverluste im Schichtsystem aufgrund der Divergenz der einfallenden Lichtwelle und aufgrund von Streuung an Inhomogenitäten in den Schichten nicht mehr vernachlässigt werden können. Durch sehr hohe Detektionssteilheiten und Empfindlichkeiten wird ferner die obere Grenze des linearen Messbereiches eingeschränkt (vgl. Abb. 3.10(a)). Durch die Wahl der Gesamtschichtzahl lassen sich also an unterschiedliche Messaufgaben angepasste Hydrophone realisieren. Für ein 19-Schicht-Interferenzfiltersystem mit den oben genannten Parametern der optischen Detektionsanordnung ergibt sich beispielsweise ein Messbereich von  $p_{\min} = 17$  kPa bis ca.  $p_{\max} = 80$  MPa ( $\Delta R \approx 0,26$ ). Die zugehörige Gesamtdicke des Schichtsystems von ca.  $1,9 \mu\text{m}$  bleibt für akustischen Frequenzen von mehreren 100 MHz deutlich unter der akustischen Wellenlänge  $\Lambda$ . (Bei  $f = 100$  MHz beträgt die Wellenlänge im Schichtsystem ca.  $60 \mu\text{m}$ .)

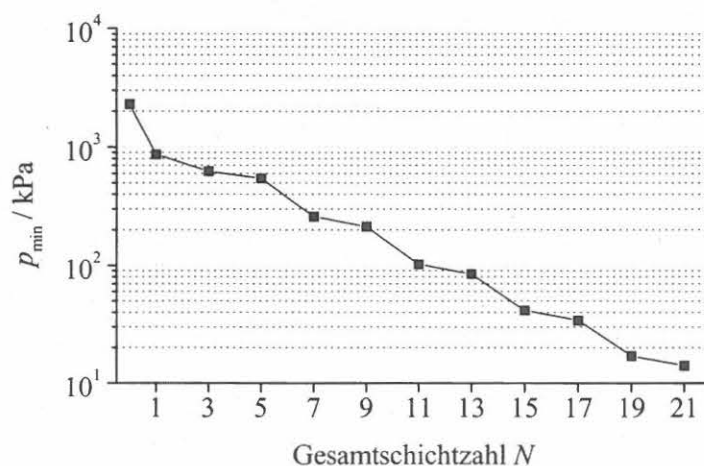


Abb. 3.11: Minimal detektierbarer Schalldruck  $p_{\min}$  für Interferenzfiltersysteme in Abhängigkeit von der Gesamtschichtzahl  $N$ ; Parameter der Detektionsanordnung: s.Text.

### 3.2.10 Schichtsystemrefinement

Bei der Analyse der Auswirkung von Schichtdickenabweichungen in Kap. 3.2.8 hat sich herausgestellt, dass sich die Detektionssteilheit des Interferenzfiltersystems geringfügig erhöht, wenn das Verhältnis 1:2 zwischen den optischen Dicken der Spiegel- und der Abstandsschicht gebrochen wird. Es ergibt sich daraus die Frage, ob und in welchem Maße sich das Schichtdesign durch die Verwendung individueller Schichtdicken verbessern lässt. Zur Untersuchung dieser Fragestellung wurde ein numerisches Refinementprogramm implementiert, das sich anlehnt an ein in der Literatur beschriebenes Reoptimierungsverfahren für optische Filter [HOL79]. Es werden wiederholt Variationen in den Schichtdicken vorgenommen. Anstelle der Minimierung einer spektralen Abweichungsfunktion im Falle optischer Filter wird hier nach einem Optimum einer den akustischen Sensor charakterisierenden Größe gesucht.

#### 3.2.10.1 Refinementverfahren

Ein System mit  $i = 1, \dots, N$  Schichten soll optimiert werden bezüglich einer Funktion  $F(d_i, n_i, \rho_i, v_{Di}, \dots)$ , die von diversen Parametern wie den Schichtdicken  $d_i$ , den Brechzahlen  $n_i$ , den Dichten  $\rho_i$ , den Schallgeschwindigkeiten  $v_{Di}$  und weiteren Einflussgrößen abhängt.  $F$  kann z. B. die Detektionssteilheit oder den minimal detektierbaren Schalldruck des Systems bezeichnen und lässt sich mithilfe der in Kap. 3.1 und Kap. 3.2 angegebenen Beziehungen numerisch berechnen. Falls die Materialparameter gegeben sind, besteht die Optimierungsaufgabe in der Maximierung<sup>4</sup> von  $F(d_1, d_2, \dots, d_N)$  als Funktion der  $N$  Schichtdicken. Es werden ein Startdesign  $d_{i,0}$  und für jede Schicht ein Variationsintervall  $[d_{i,\min}, d_{i,\max}]$  vorgegeben.

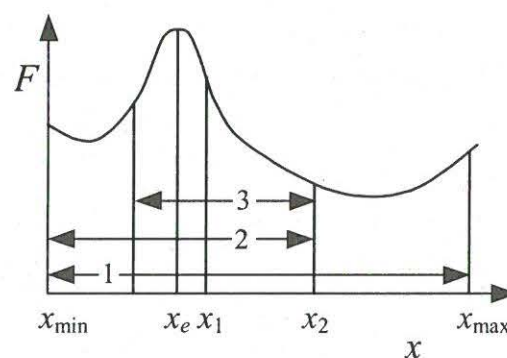


Abb. 3.12: Numerische Maximierung einer Funktion  $F$  nach dem Prinzip der stetigen Teilung. 1: Anfangsintervall, 2: Intervall nach erstem, 3: nach zweitem Iterationsschritt.

Im ersten Schritt wird nun die Funktion  $F(x, d_2, \dots, d_N)$  mit der ersten Schichtdicke als Variable  $x$  und den übrigen konstanten Schichtdicken des Startdesigns betrachtet (Abb. 3.12).

<sup>4</sup> Das Verfahren wird im Folgenden nur für den Fall der Maximierung von  $F$  beschrieben. Es lässt sich natürlich leicht auf den Fall der Minimierung übertragen.



$F$  wird für zwei Werte  $x_1$  und  $x_2$  berechnet, die sich aus dem Variationsintervall  $[x_{\min}, x_{\max}]$  durch das Prinzip der stetigen Teilung (*Goldener Schnitt*) ergeben:

$$\begin{aligned} x_2 &= x_{\min} + \frac{\sqrt{5}-1}{2}(x_{\max} - x_{\min}) \\ x_1 &= x_{\min} + \left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)^2(x_{\max} - x_{\min}). \end{aligned} \quad (3.87)$$

Wenn z. B., wie in Abb. 3.12 dargestellt,  $F$  den größeren Wert an der Stelle  $x_1$  annimmt, so wird das Variationsintervall auf  $[x_{\min}, x_2]$  gesetzt, ansonsten auf  $[x_1, x_{\max}]$ . Das neue Intervall wird dann im nächsten Iterationsschritt nach dem gleichen Schema geteilt und ausgewertet wie das erste. Für jeden derartigen Iterationsschritt wird das Variationsintervall um den Faktor  $(\sqrt{5}-1)/2 = 0,618$  verringert, wobei nur eine Auswertung von  $F$  notwendig ist. Das Maximum kann somit nach einer recht kleinen Anzahl von Iterationen lokalisiert werden, z. B. nach 11 Iterationen mit einer Genauigkeit von  $0,618^{11} = 0,005$ , wozu bei einer einfachen linearen Suche 200 Auswertungen von  $F$  notwendig wären. Falls es mehrere lokale Maxima im Bereich des Anfangsintervalls gibt, muss das ermittelte Maximum allerdings nicht das absolute Maximum sein. Bei sorgfältiger Wahl der Variationsintervalle kann die Methode aber effizient eingesetzt werden. Es wird nun die ermittelte Stelle des Maximums als neue erste Schichtdicke gesetzt und die Prozedur für  $F(d_1, x, d_3, \dots, d_N)$  mit der zweiten Schichtdicke als Variable wiederholt. Nach  $N$  Wiederholungen ist ein neues Design  $d_1, \dots, d_N$  berechnet. Es können nun, falls gewünscht, die Variationsintervalle der einzelnen Schichten neu festgelegt werden, z. B. mit gleicher Größe symmetrisch um die neuen Schichtdicken und anschließend wird das ganze Verfahren wiederholt, so lange bis keine Veränderungen mehr auftreten bzw. ein Konvergenzkriterium erfüllt ist.

### 3.2.10.2 Refinement des Interferenzfiltersystems

Zunächst wird untersucht, in welcher Weise sich das Interferenzfilterdesign durch individuelle Schichtdicken verbessern lässt. Als Startdesign wird ein 19-Schicht-Interferenzfiltersystem mit den in Tab. 3.1 aufgeführten Materialeigenschaften gewählt. Es liegt somit eine genügend große Anzahl von Schichtdicken zur Ausprägung einer erkennbaren strukturellen Veränderung des Systems vor. Als Optimierungsgröße wird die Detektionssteilheit gewählt und die Schichtdicken des Startdesigns sind  $n_i d_i = 1,00156 \times \lambda/4$  für  $i = 1, 2, \dots, 9, 11, 12, \dots, 19$  und  $n_{10} d_{10} = 2,00312 \times \lambda/4$  (vgl. Abb. 3.10; Arbeitspunkt maximaler Detektionssteilheit;  $D_{\text{start}} = 3,39 \times 10^{-3} / \text{MPa}$ ). Die Variationsintervalle besitzen alle eine Größe von  $0,01 \times \lambda/4$  und werden nach jeder Iteration des gesamten Systems symmetrisch um die berechnete Schichtdicke gesetzt. Bei der Extremstellensuche werden jeweils 15 Teilungen der Intervalle vorgenommen.

Der Verlauf der Optimierungsrechnung ist in Abb. 3.13 in Form der prozentualen Verbesserung der Detektionssteilheit in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationen des Systems dargestellt. Man erkennt die eindeutige Konvergenz der Verbesserung gegen einen Grenzwert, wobei eine recht große Anzahl an Iterationen zur Abschätzung einer oberen Schranke notwendig ist. Die insgesamt erzielte Verbesserung bleibt unter 3,1 % ( $D_{\text{end}} = 3,49 \times 10^{-3} / \text{MPa}$ ).

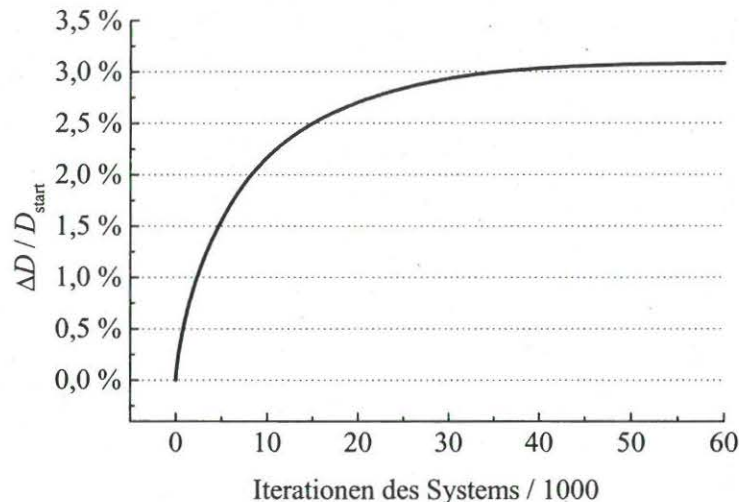


Abb. 3.13: Refinementverlauf für Interferenzfilterdesign; Prozentuale Steigerung der Detektionssteilheit bezogen auf das Startdesign in Abhängigkeit von den Iterationen des Systems.

In Abb. 3.14 werden das Start- und das Enddesign des Refinements miteinander verglichen. Während sich an den äußeren Schichten relativ wenig geändert hat, treten in den mittleren Schichten signifikante Änderungen auf. Die maximale Dickenänderung beträgt ca. –25 % in der elften Schicht. Die hochbrechenden Schichten verlieren von außen nach innen zunehmend an Dicke, während die niedrigbrechenden in ähnlicher Weise an Dicke gewinnen. Die äußeren Schichten tragen zwar zum Aufbau der hohen Reflexionsgrade der beiden Spiegeluntersysteme und damit zur Erzeugung der Finesse des Gesamtsystems bei, das dynamische Verhalten des Sensors wird aber in erster Linie durch den inneren Bereich geprägt. Dort befinden sich die größten Feldstärkeüberhöhungen (vgl. Abb. 3.8), deren Interferenzbedingungen sich bei der Deformation ändern. Die unterschiedlichen mechanischen Parameter der Schichtsubstanzen bewirken den Effekt, dass das niedrigbrechende Material, da es etwas weicher ist, in diesem Bereich an Dickenanteilen gewinnt.<sup>5</sup> Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der an das Schichtsystem angrenzenden Medien (links: Substrat, rechts:

<sup>5</sup> Eine zweite Refinementrechnung des gleichen Designs, bei dem jedoch für alle Schichten identische Dichten  $\rho_i$ , Dehngeschwindigkeiten  $v_{Di}$  und Brechzahländerungen  $\Delta n_i$  angenommen wurden, lieferte eine mehr als 20-fach geringere Verbesserung der Detektionssteilheit zwischen Start- und Enddesign bei Schichtdickenänderungen, die allesamt unter 2,5 % bleiben.

Wasser) ergibt sich eine gewisse Asymmetrie, die etwas stärkeren Veränderungen befinden sich auf der dem Wasser zugewandten Seite. Durch das angrenzende Wasser ist auch die aus der sonstigen Tendenz herausfallende und schon direkt zu Beginn des Refinementverfahrens auftretende Dickenzunahme der letzten hochbrechenden Schicht bedingt.

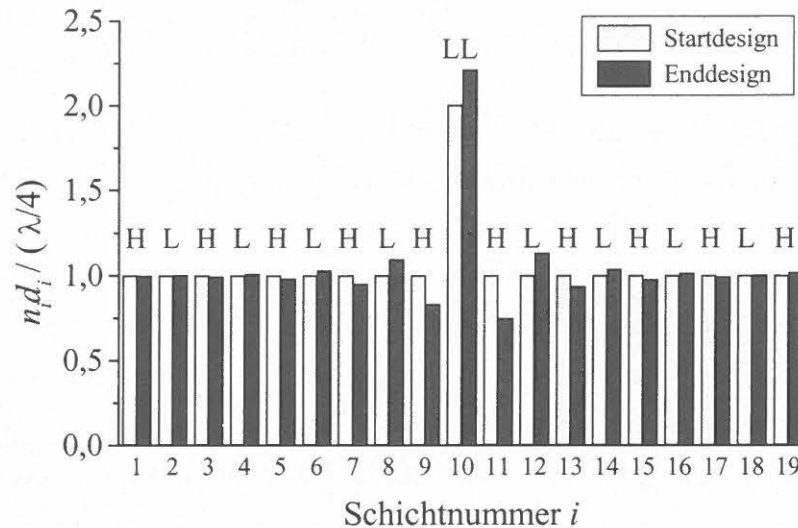


Abb. 3.14: Start- und Enddesign des Schichtsystemrefinements (Interferenzfilterdesign).

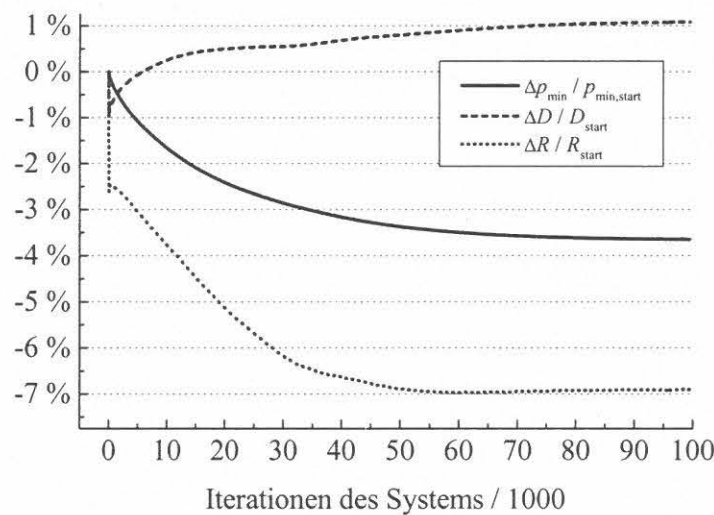


Abb. 3.15: Refinementverlauf bei Optimierung auf minimal detektierbaren Druck; auf das Startdesign bezogene prozentuale Änderungen  $\Delta p_{\min} / p_{\min, \text{start}}$ ,  $\Delta D / D_{\text{start}}$  und  $\Delta R / R_{\text{start}}$  (Zuordnung der Ordinaten Größen: s. Legende).

Der Verlauf der Optimierung des Interferenzfilterdesigns auf den minimal detektierbaren Druck mit dem Startdesign  $n_i d_i = 1,00086 \times \lambda/4$  für  $i = 1, 2, \dots, 9, 11, 12, \dots, 19$  und  $n_{10} d_{10} = 2,00172 \times \lambda/4$  (vgl. Abb. 3.10; Arbeitspunkt minimal detektierbaren Schalldruckes) ist in Abb. 3.15 dargestellt. Zu Beginn der Rechnung wird vor allem der Reflexionsgrad  $R_0$



verringert und später fast ausschließlich die Detektionssteilheit  $D$  erhöht, wobei  $R_0$  sogar wieder geringfügig ansteigt. Insgesamt ergeben sich eine Verbesserung des minimal detektierbaren Druckes von etwa 3,6 % und ein fast identisches Enddesign wie in Abb. 3.14.

### 3.2.10.3 Refinement des Spiegelsystems

In einer weiteren Refinementrechnung wird als Startdesign das 19-Schicht-Spiegelsystem mit  $n_i d_i = 1,16344 \times \lambda/4$  für  $i = 1, \dots, 19$  und als Optimierungsgröße wieder die Detektionssteilheit gewählt. Die Variationsintervallgrößen und die Anzahl der Intervallteilungen werden wie in Kap. 3.2.10.2 gewählt. Wie nach den Ausführungen in Kap. 3.2.8 erwartet, lässt sich dieses System durch individuelle Schichtdicken erheblich verbessern (Abb. 3.16). Die erzielte Verbesserung beträgt in diesem Fall ca. 230 %. Das numerisch erzeugte System (Abb. 3.17) stellt im Wesentlichen wieder das optimierte Interferenzfiltersystem aus Kap. 3.2.10.2. dar, allerdings mit einer etwas geringeren Detektionssteilheit  $D_{\text{end}} = 3,40 \times 10^{-3} / \text{MPa}$ . Da die Anfangsschichtdicke der mittleren Schicht kleiner als  $\lambda/2$  war, konvergiert die Rechnung gegen das lokale Maximum an der linken Kante der Transmissionslinie des Interferenzfilters, welches einen etwas geringen Wert liefert als das Maximum an der rechten Kante (vgl. Abb. 3.10).

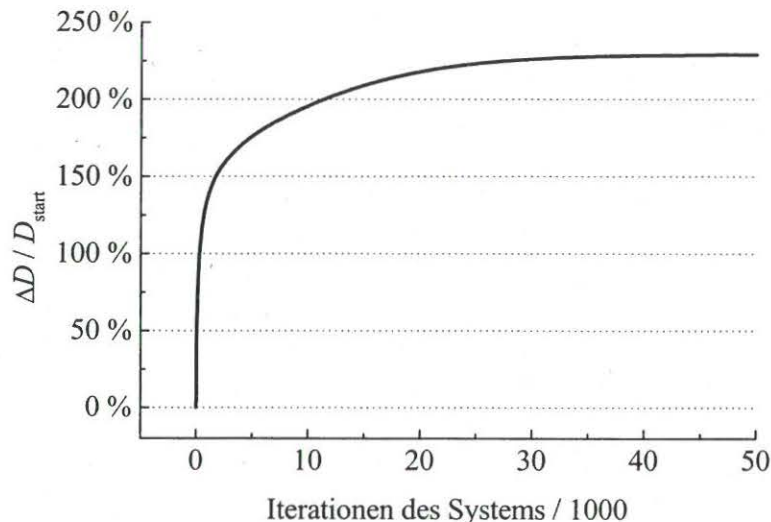


Abb. 3.16: Refinementverlauf für Spiegeldesign; Prozentuale Steigerung der Detektionssteilheit bezogen auf das Startdesign in Abhängigkeit von den Iterationen des Systems.

Zusammenfassend lässt sich also festhalten, dass das Interferenzfilterdesign für die Anwendung als optisches Vielschichthydrophon bezüglich der erreichbaren Detektionssteilheit und damit der Empfindlichkeit und bezüglich der Auswirkungen von Beschichtungsabweichungen bei der Herstellung kaum verbesserbar ist. Die durch die Verwendung individueller Schichtdicken erhaltene Verbesserung, bei einem System mit 19 Schichten der

angegebenen Materialien eine um ca. 3,6 % erhöhte Empfindlichkeit, ist so gering, dass sie den erhöhten Aufwand der Herstellung eines solchen Systems nicht rechtfertigt. Lediglich bei der Verwendung von Schichtmaterialien mit sehr verschiedenen mechanischen und dehnungsoptischen Eigenschaften sind größere Vorteile solcher kompliziert strukturierter Systeme zu erwarten. Bei ähnlichen Materialparametern ist das recht einfache Design mit einem festen Schichtdickenverhältnis von 1:2 zwischen Spiegelschichten und zentraler Abstandsschicht für das optische Vielschichthydrophon das zu bevorzugende Schichtsystem.

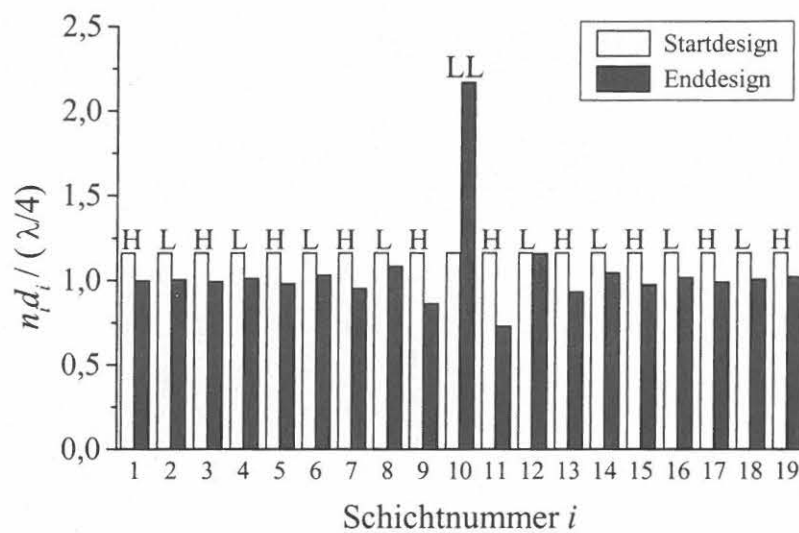


Abb. 3.17: Start- und Enddesign des Schichtsystemrefinements (Start: Spiegelsystem).

## 4 Aufbau und Einsatz des faseroptischen Vielschicht-hydrophons

Nach den theoretischen Ausführungen in Kap. 3 beschreibt dieser Abschnitt die experimentelle Realisation des faseroptischen Vielschichthydrophons und Details der optischen Detektionsanordnung. Die Herstellung der Interferenzschichtsysteme auf Glasfaserendflächen entsprechend dem entwickelten Schichtdesign wird in Kap. 4.1 dargestellt. In Kap. 4.2 wird auf den optischen Aufbau, d. h. die Anordnung zur Detektion der Reflexionsgradänderung der Schichtsysteme eingegangen und es werden die wichtigsten Aspekte bezüglich der Auswahl der verwendeten optischen Komponenten diskutiert. Anhand von beispielhaften Messungen von Ultraschallimpulsen (Kap. 4.3) werden Untersuchungen zum Rauschverhalten und zum Signal-Rauschverhältnis sowie die getroffenen Maßnahmen zur Verbesserung der Apparatur vorgestellt (Kap. 4.4). Besondere, in der Praxis aufgetretene und bei Messungen mit dem faseroptischen Vielschichthydrophon zu beachtende Störeinflüsse auf das Sensorsignal bilden schließlich den Inhalt von Kap. 4.5.

### 4.1 Herstellung von 15- und 19-Schicht-Interferenzfiltersystemen

Für die Beschichtung der Glasfaserendflächen wurde in Absprache mit der durchführenden Beschichtungsfirma eine spezielle Halterung konzipiert (Abb. 4.1). In der ursprünglichen Version konnten 6 Fasern, später 12 Fasern, 12 zylinderförmige Substrate mit 1 mm Durchmesser und 2 mit 2 mm Durchmesser eingesetzt werden. Die zu beschichtenden Flächen waren kreisförmig um ein Monitorglas angeordnet, dessen optischer Reflexionsgrad während der Beschichtung verfolgt werden konnte. Die eingesetzten Fasern waren senkrecht geschnitten und das Coating wurde auf einer Länge von 3-5 cm entfernt. Da es an der Stelle des beginnenden Coatings zur teilweisen Reflexion der in der Faser angeregten elastischen Wellen kommen kann, die dann beim verspäteten Eintreffen an der Faserendfläche detektiert werden, bestimmt diese Länge das Zeitfenster für ungestörte Impulsmessungen. Es wurden sowohl Multimode- als auch Singlemodefasern verwendet. Auf einer in der Halterung integrierten Spule wurden die Faserstücke mit einer Länge von ca. 80 cm untergebracht.

Nach durchgeführter Beschichtung wurden die Fasern einzeln spektral vermessen. Dazu wurde das Licht einer Glühlampe in die Sensorfaser eingekoppelt und das beschichtete Ende auf den Eingangsspalt eines Gitterspektrometers abgebildet. Das Transmissionsgradspektrum des Sensors wurde am Ausgang des Spektrometers mithilfe einer CCD-Zeile gemessen. Aufgrund der sehr geringen eingekoppelten Glühlampenlichtleistung, vor allem bei Singlemodefasern mit einem Kerndurchmesser von  $3,5\text{ }\mu\text{m}$ , waren eine lange Messzeit und die Subtraktion des Rauschuntergrundes notwendig. Mit diesen Maßnahmen ließen sich die hergestellten Schichtsysteme aber zuverlässig spektral charakterisieren, d. h. es wurden die



Designwellenlänge  $\lambda_D$  maximaler Transmission, die der doppelten optischen Dicke der Abstandsschicht entspricht, und die Transmissionslinienbreite als Merkmal für die Finesse bzw. für die spektrale Steilheit bestimmt.

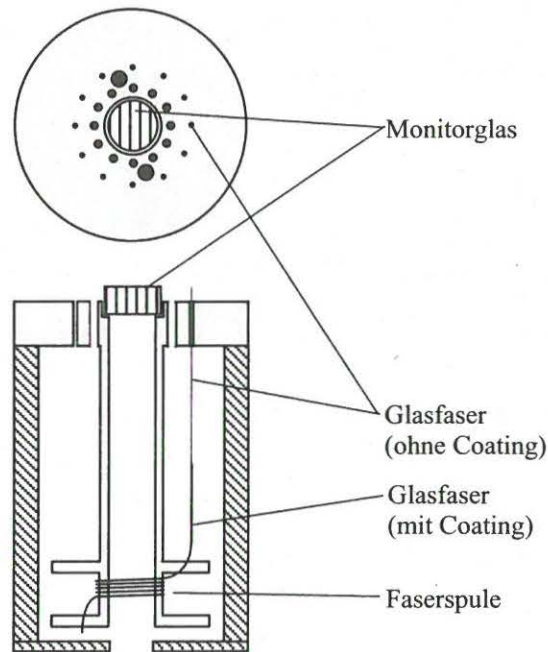


Abb. 4.1: Halterung zur Beschichtung von Glasfaserendflächen.

Es wurden insgesamt drei Beschichtungschargen mit Vielschichtsystemen angefertigt. In der ersten Charge wurde ein 15-Schicht-Interferenzfiltersystem 1. Ordnung mit einer niedrigbrechenden Abstandsschicht hergestellt (symbolisch: (L)HLHLHLHLHLHLHLH). Aus verfahrenstechnischen Gründen wurde jeweils als nullte Schicht zunächst eine optisch inaktive niedrigbrechende  $\text{SiO}_2$ -Schicht aufgebracht. Als Designwellenlänge wurde  $\lambda_D = 677 \text{ nm}$  vorgegeben, so dass sich eine Arbeitswellenlänge maximaler Detektionssteilheit von  $\lambda \approx 674 \text{ nm}$  ergibt.

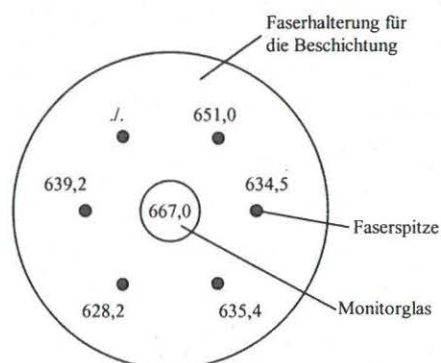


Abb. 4.2: Ergebnis der ersten Beschichtungscharge; Designwellenlängen  $\lambda_D$  in nm an den Positionen der Fasern während der Beschichtung.

In Abb. 4.2 sind die gemessenen Designwellenlängen der ersten Charge den einzelnen Positionen auf der Faserhalterung zugeordnet. Die in der Mitte des Monitorglases gemessene Designwellenlänge liegt 10 nm unterhalb der vorgegebenen, während die auf die Fasern aufgetragenen Schichtsysteme noch bei weitem größere Abweichungen von der Vorgabe aufweisen. Neben den systematisch zu geringen Schichtdicken ist also ein relativ ausgeprägtes Geräteprofil der Beschichtungsanlage über dem Durchmesser von 25 mm, auf dem die Fasern angeordnet sind, anzunehmen.

Für die gemessenen Halbwertsbreiten der Transmissionslinien wird eine gute Übereinstimmung der gemessenen Werte mit dem theoretischen Wert erzielt, da dieser Parameter recht unempfindlich gegenüber Schichtdickenabweichungen ist (vgl. Kap. 3.2.8). In Abb. 4.3 ist beispielhaft ein gemessener relativer spektraler Transmissionsgradverlauf im Vergleich zur Rechnung dargestellt, in der für diesen Zweck als  $N+1$ -tes Medium Luft und die Designwellenlänge 639,2 nm angenommen wurden. Es ergeben sich für die 15-Schicht-Systeme gemessene Halbwertsbreiten (volle Breite bei halbem Maximum; FWHM) zwischen 8 und 9 nm.

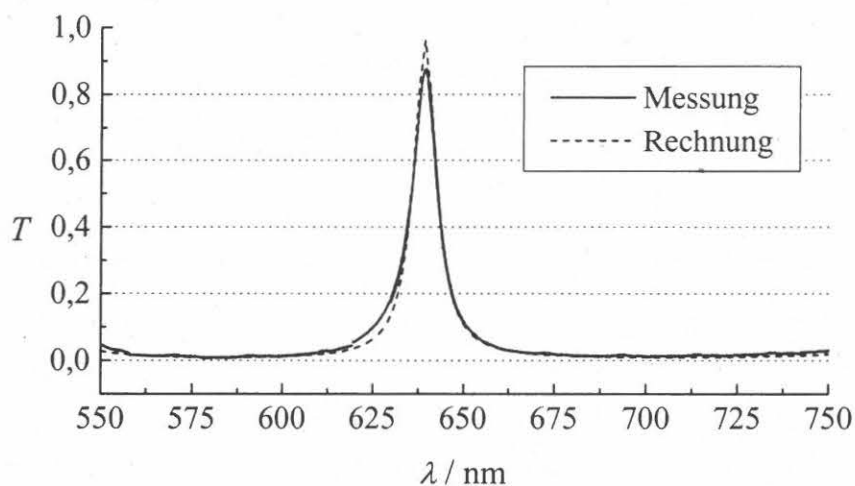


Abb. 4.3: Vergleich eines gemessenen spektralen Transmissionsgradverlaufs (ohne Korrektur für das Glühlampenspektrum) mit dem theoretischen Verlauf. Die absolute Höhe der Messkurve wurde durch Vergleich der Kurvenverläufe angepasst.

In der zweiten Beschichtungscharge wurden 19-Schicht-Interferenzfilter 1. Ordnung hergestellt: (L)HLHLHLHLHLHLHLHLH. Die vorgegebene Designwellenlänge betrug  $\lambda_D = 683 \text{ nm}$ . Als Vorversuch wurde ein Substrat mit 30 mm Durchmesser unter gleichen Bedingungen in derselben Anlage mit dem Schichtsystem belegt, um auf diese Weise die Beschichtungsraten zu ermitteln und die laterale Inhomogenität der Abstandsschicht abschätzen zu können. Es ergaben sich am Rand des Substrates Abweichungen von -3 % bis +1 % der gemessenen Designwellenlänge bezogen auf den Wert in der Mitte. Diese Inhomogenitäten hängen von der HF-Ladungsverteilung in der Beschichtungskammer ab und können laut Angabe des Beschichters bei stehenden Substraten nicht vermieden werden.

Die erhaltenen Schichtdicken auf den Faserenden liegen bei der zweiten Charge näher an der Vorgabe als bei der ersten, es treten aber nach wie vor relativ große Abweichungen zwischen den einzelnen Schichtsystemen auf ( $-0,5\%$  bis  $+5\%$  bezogen auf die Mitte; Abb. 4.4). Es wurden 4 zusätzliche Referenzgläser in unmittelbarer Nähe einzelner Faserenden positioniert. Auch zwischen den Beschichtungen der Referenzgläser und den benachbarten Fasern gibt es deutliche Abweichungen. Ein sehr kritischer Parameter ist der Abstand der zu beschichtenden Substrate vom Sputtertarget in der Beschichtungsanlage. Diese Größe hat einen starken Einfluss auf das Beschichtungsergebnis. Im Fall der Fasern ist eine exakt gleiche Höhe der Faserendflächen über der Oberfläche der Halterung jedoch relativ schwierig zu realisieren. Die ermittelten Halbwertsbreiten der Transmissionslinien dagegen liegen in guter Übereinstimmung mit der Theorie im Bereich  $3,2\text{--}3,7\text{ nm}$  (mit Ausnahme der speziellen, nicht planen Substratformen; vgl. Kap. 6.5.2).

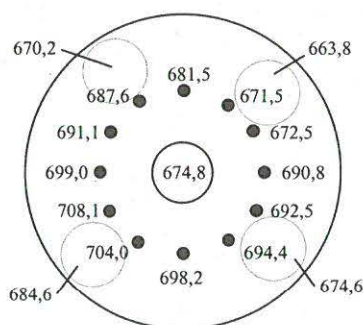


Abb. 4.4: Ergebnis der zweiten Beschichtungscharge; Designwellenlängen  $\lambda_D$  in nm an den Positionen der Fasern während der Beschichtung; vier zusätzliche Referenzgläser.

Für die dritte Beschichtungscharge wurden die gleichen Vorgaben wie für die zweite gemacht. Zusätzlich zu den 12 Fasern wurden unmittelbar neben dem zentralen Monitorglas weitere Substrate mit 1 mm bzw. 2 mm Durchmesser untergebracht. Das Ergebnis der Beschichtung ist in Abb. 4.5 dargestellt.

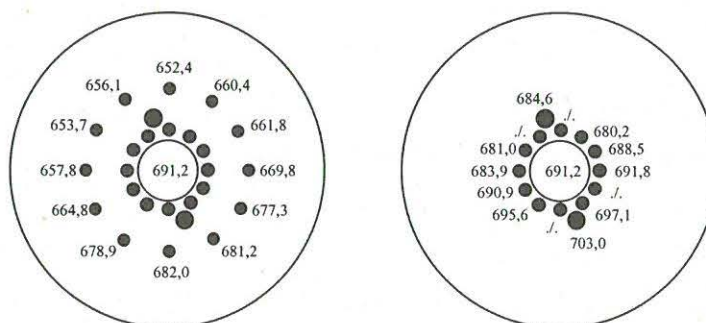


Abb. 4.5: Ergebnis der dritten Beschichtungscharge; Designwellenlängen  $\lambda_D$  in nm an den Positionen der Substrate während der Beschichtung.



Insgesamt zeigen die Beschichtungsergebnisse, dass zum einen die gewünschten steilen spektralen Verläufe in guter Übereinstimmung mit den Rechnungen erreicht werden können und dass zum anderen teilweise recht große Abweichungen bei den erzeugten Abstandsschichtdicken auftreten, die sich bei dem verwendeten Verfahren nicht vermeiden lassen. Bei möglichst zentraler Anordnung der Substrate um das Monitorglas herum ergeben sich die geringsten Abweichungen. Geringere Inhomogenitäten lassen sich bei Verwendung von Drehchargen erreichen, bei denen die Substrate auf verschiedenen Drehtellern in der Beschichtungskammer bewegt werden und somit durch zeitliche Mittelung lateral homogenere Profile entstehen. In solchen Anlagen können aber i. a. nur relativ flache Substrate untergebracht werden, so dass die Halterung von Fasern mit einer Mindestlänge des bruchgefährdeten, nicht biegbaren Bereiches ohne Coating von mehreren cm kaum möglich ist (vgl. Abb. 4.1).

Eine andere Möglichkeit zur Verbesserung des Verfahrens wäre die direkte Beobachtung der Beschichtung auf einer Faserendfläche bei eingekoppeltem Licht. Für exakte Beschichtungsergebnisse können dann aber nur eine oder wenige Fasern pro Charge beschichtet werden. Eine solche Technik ist dadurch sehr viel aufwendiger und teurer als das verwendete „Schrotschussverfahren“, d. h. die Beschichtung möglichst vieler Fasern und die anschließende Auswahl der brauchbaren Sensoren. Das verwendete Interferenzfilterdesign kommt dieser Methode entgegen, da durch die Beschichtungsabweichungen die Empfindlichkeit der Sensoren kaum beeinträchtigt wird, sondern sich im Wesentlichen nur die Arbeitswellenlänge verschiebt (s. Kap. 3.2.8).

## 4.2 Optische Komponenten des Aufbaus

In diesem Kapitel wird zunächst kurz der Aufbau des faseroptischen Vielschichthydrophons allgemein beschrieben. Im Anschluss daran wird auf einige Komponenten und deren Eigenschaften noch spezieller eingegangen.

Die Anordnung zur Detektion der Reflexionsgradmodulation ist in Abb. 4.6 dargestellt. Der Aufbau wurde mithilfe von Freifeldoptik und Einzelkomponenten realisiert, um eine möglichst große Flexibilität zu gewährleisten und einzelne Komponenten auf einfache Weise austauschen bzw. optimieren zu können. Um das Messsystem dennoch transportabel zu halten, sind alle optischen Komponenten kompakt auf einem tragbaren Board angeordnet. Das von einem Laser emittierte monochromatische Licht passiert einen Faraday-Isolator und im Fall einer Laserdiode als Lichtquelle ein anamorphotisches Prismenpaar, um das elliptische Strahlprofil in ein kreisförmiges zu überführen und ein Linsenpaar zur Reduzierung des Strahldurchmessers. Über einen Strahlteiler und zwei hochreflektierende dielektrische Justierspiegel wird der Laserstrahl mithilfe eines integrierten Faserkopplers in den Lichtwellenleiter eingekoppelt. Der Faserkoppler besteht aus einem kurzbrennweitigen Objektiv und einer mechanischen Positioniereinrichtung zur Justierung des angeflanschten FC-

Fasersteckers. Ein  $8^\circ$ -Schrägschliff der Faserstirnfläche sorgt dafür, dass der an der Vorderseite der Faser reflektierte Lichtanteil mittels einer Lochblende im Strahlengang ausgeblendet und parasitäre Interferenz vermieden werden kann. An die ca. 2 m lange Faser wird die jeweils zu verwendende Sensorfaser angespleißt. Der am Schichtsystem reflektierte Lichtanteil wird mithilfe des Strahlteilers ausgekoppelt und mit einer Photodiode (PD1) detektiert. Der erzeugte Photostrom wird durch einen Transimpedanzverstärker in eine Signalspannung überführt, die mithilfe eines Digitaloszilloskops dargestellt und gespeichert werden kann. Eine zweite Photodiode (PD2) kann zur balancierten Detektion eingesetzt werden, d.h. das Intensitätsrauschen des Lasers wird durch die Auswertung des Differenzphotostromes von PD1 und PD2 bei gleich abgestimmter Lichtleistung auf beiden Photodioden (Polarisationsfilter als variabler Abschwächer) eliminiert. Zur Kontrolle der Laserwellenlänge kann ein Teil des Laserlichtes auf den Eingang eines Gitterspektrometers gelenkt werden. Das Schichtsystem als Messelement wird mit einer Feinverstelleinrichtung am Messort positioniert. In dem in Abb. 4.6 gezeigten Beispiel befindet sich der Sensor im Fokusbereich eines piezoelektrischen Breitbandwandlers, der durch einen Impulsgenerator angeregt wird.

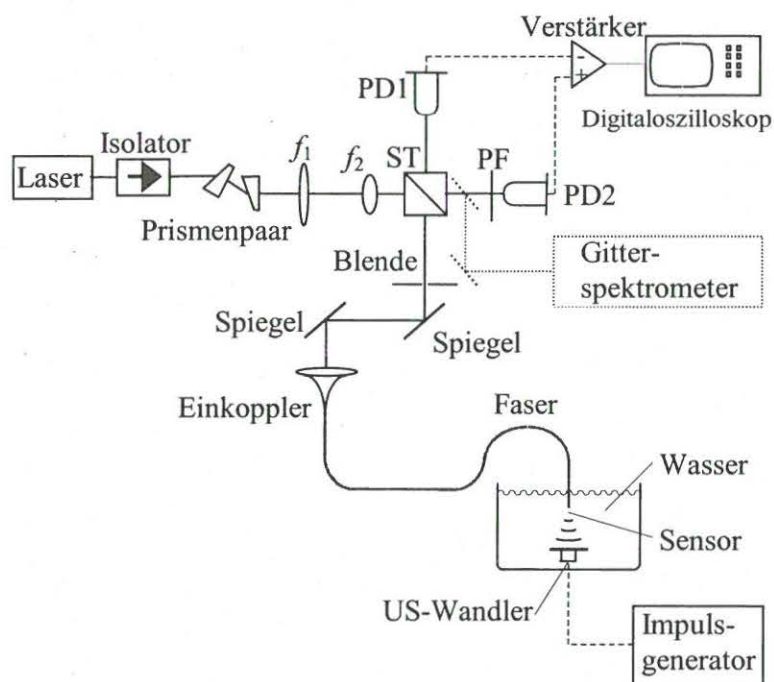


Abb. 4.6: Aufbau des faseroptischen Vielschichthydrophons; hier: Messung von Ultraschallimpulsen eines Breitbandwandlers; ST: Strahlteiler, PD: Photodiode,  $f_{1,2}$ : Linsen mit Brennweite  $f_{1,2}$ , PF: Polarisationsfilter.

#### • Laser

Als monochromatische Lichtquellen kommen Laserdioden (LD) zum Einsatz. Diese sind heute für eine Vielzahl von Wellenlängen im sichtbaren und infraroten Spektralbereich verfügbar, recht kostengünstig, sehr kompakt und liefern im Vergleich zu HeNe-Lasern eine

hohe optische Ausgangsleistung. Die Lichtwellenlänge kann über Temperatur- und Injektionsstromregelung in einem gewissen Bereich (ca.  $\pm 3$  nm) auf den Arbeitspunkt des jeweils verwendeten Vielschichtensors abgestimmt werden. Das Intensitätsrauschen ist bei Singlemode-Laserdioden sehr viel geringer als bei mehrmodigen HeNe-Lasern, bei denen Intermodenschwebungen auftreten und bei denen auch bei niedrigen Frequenzen i. a. größere Intensitätsschwankungen entstehen. Zur Verwendung der verschiedenen Vielschichtsensoren wurden in unterschiedlichen Messungen Laserdioden im Wellenlängenbereich von 637 nm bis 692 nm mit optischen Ausgangsleistungen von 5 mW bis 50 mW verwendet. Zum Teil wurden die Laserdioden zur Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses in speziellen Anordnungen mit externem Resonator eingesetzt, worauf im Kap. 4.4 im Rahmen der Optimierung des Aufbaus noch näher eingegangen wird.

#### • Faraday-Isolator

Laser und insbesondere Laserdioden reagieren sehr empfindlich und vielfältig auf Rückreflexionen von außen in das aktive Medium. Um dadurch bedingte Intensitäts- und Wellenlängenschwankungen auszuschließen, muss ein optischer Isolator verwendet werden. Durch Ausnutzung des Faraday-Effektes, d. h. der nichtreziproken Polarisationsdrehung des Lichtes in einem speziellen Kristall (z. B. Terbium-Gallium-Granat), der sich in einem starken homogenen Magnetfeld befindet, lässt sich in einer Anordnung mit zwei oder mehr Polarisatoren ein Isolator aufbauen, der Laserlicht in Abhängigkeit von der Einstrahlrichtung entweder transmittiert oder blockt.

Es wird ein speziell für Laserdioden entwickelter zweistufiger Faraday-Isolator (zwei Kristalle, drei Polarisatoren) mit einer maximalen Isolation von 60 dB (Einfügedämpfung  $< 1$  dB) und einer Apertur von 5 mm eingesetzt [WYN92]. Die große Apertur ermöglicht es, den Isolator direkt hinter der Kollimationslinse der Laserdiode anzuordnen und die weitere Strahlformung anschließend vorzunehmen. Der Isolator kann durch Verdrehen des mittleren Polarisators auf die Wellenlänge abgestimmt werden (610 nm - 700 nm). Ausgehend vom Maximum kann andererseits auch die Isolation in einem weiten Bereich eingestellt werden.

#### • Photodetektor

Es wird ein rauscharmer breitbandiger PIN-Dioden-Photodetektor eingesetzt (Photodioden: BPX 65, Empfängerfläche:  $1 \text{ mm}^2$ , Grenzfrequenz: 500 MHz; Transimpedanzverstärker: NE 5212, Bandbreite: 140 MHz). Zur balancierten Detektion (s. o.) werden zwei Photodioden eingesetzt, wobei der Differenzphotostrom ausgewertet wird. Ein mit  $50 \Omega$  abzuschließender AC-Ausgang liefert die hochfrequente Signalspannung und ein zusätzlicher DC-Ausgang



kann zur Bestimmung des Gleichlichtanteils bzw. zur Abstimmung der Balancierung (Differenzphotostrom gleich Null) verwendet werden.

In einem separaten Experiment wird der Frequenzgang  $A_{PD}(f)$  des kompletten Photodetektors untersucht. Dazu wird das von zwei HeNe-Lasern emittierte Licht mithilfe eines Strahlteilers überlagert und die Gesamtintensität mit dem Photodetektor gemessen. Die Emissionsfrequenz des einen HeNe-Lasers kann durch Temperierung des Laserresonators variiert werden. Mit einem Spektrumanalysator wird die Schwebungsfrequenz und –amplitude der beiden aufeinander abgestimmten stärksten Moden beider Laser beobachtet. Durch Heizen oder Kühlen wird nun die Frequenz eines Lasers und damit die Schwebungsfrequenz variiert und die zugehörige Amplitude aufgezeichnet. Um den Einfluss variierender Emissionsleistung bei Frequenzverschiebung des temperierten Lasers abschätzen bzw. kompensieren zu können, wird der Frequenzgang bei z. B. kontinuierlich abnehmender Frequenz der wandernden Emissionsmode einmal bei aufeinanderzulaufenden und einmal bei sich voneinander entfernenden Spektrallinien aufgezeichnet. In Abb. 4.7 ist der gemessene Frequenzgang dargestellt.

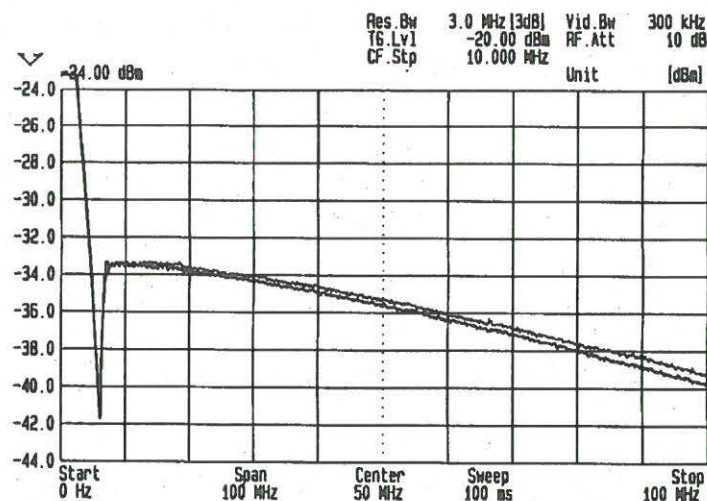


Abb. 4.7: Gemessener Frequenzgang des Photodetektors;  $U_{DC} = 700$  mV; Schwebungsamplitude ca. 9 mV (doppelte Linie: s. Text).

Bis zu einer Frequenz von 50 MHz fällt der Frequenzgang des Photodetektors  $A_{PD}(f)$  nur etwa um 2 dB ab. Es ist also eine hohe Bandbreite der optischen Detektionsanordnung gewährleistet. Der Gleichlichtanteil und die Modulationsamplitude entsprachen bei dieser Messung ungefähr den Werten bei den in Kap. 6 beschriebenen Ultraschallmessungen mit dem faseroptischen Vielschichthydrophon. Bei den dort beschriebenen Untersuchungen zu den akustischen Übertragungsfunktionen der Vielschichtsensoren wird der hier bestimmte Frequenzgang des Photodetektors berücksichtigt.

### 4.3 Messung von Ultraschallimpulsen

Als erster Funktionstest des faseroptischen Vielschichthydrophons wurden mit dem in Abb. 4.6 gezeigten Aufbau Ultraschallimpulse fokussierender Breitbandwandler, die z. B. auch in diagnostischen Verfahren eingesetzt werden, gemessen [WIL99.1]. Es wurde ein 15-Schicht-Sensor mit der Designwellenlänge  $\lambda_D = 634,5$  nm des Schichtsystems auf einer Singlemodelfaser verwendet und die Wellenlänge der benutzten Laserdiode (Ausgangsleistung: 5 mW) durch Temperatur-Tuning auf  $\lambda = 636,5$  nm eingestellt. In dem möglichen Abstimmbereich ergaben sich bei dieser Wellenlänge die größten Signalamplituden. Geringfügig größere Signalamplituden wären an der anderen Kante der Transmissionslinie des Interferenzfiltersystems mit  $\lambda < \lambda_D = 2n_8d_8$ , d. h. ungefähr bei  $\lambda = 632,5$  nm zu erwarten, aber diese Wellenlänge ließ sich mit den verfügbaren Laserdioden nicht erreichen. (Zum Einsatz eines HeNe-Lasers: s. u.)

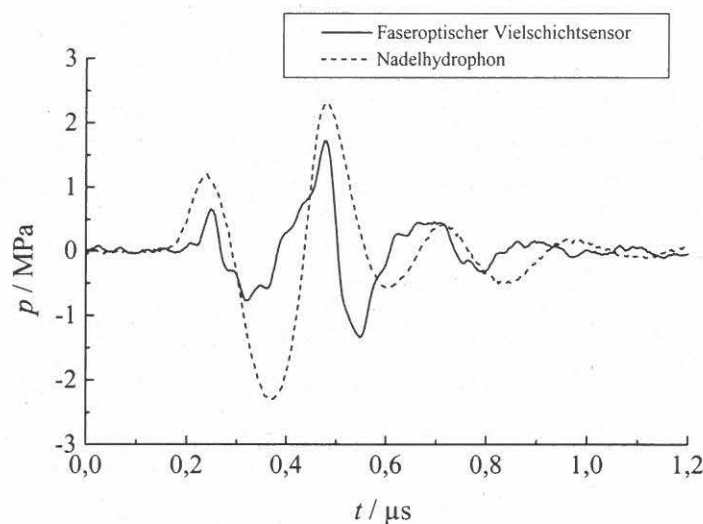


Abb. 4.8: Schalldruckverlauf  $p(t)$ , gemessen mit einem Vielschichtsensor (50-fach gemittelt) und mit einem Nadelhydrophon (Einzelimpuls); Wandler A.

In Abb. 4.8 ist beispielhaft der gemessene Schalldruckverlauf über der Zeit für einen Wandler mit einer mittleren Frequenz von 4 MHz, einem Durchmesser von 20 mm und einer Brennweite von 30 mm (Wandler A) bei einem Anregungsimpuls von 350 V und einer analogen Detektionsbandbreite von ca. 25 MHz (Tiefpassfilter des Oszilloskops; Sampling-rate: 250 MS/s) im Vergleich mit dem Signal eines piezoelektrischen Nadelhydrophons dargestellt. Der Schalldruck  $p$  wurde im Fall des Vielschichthydrophons aus der gemessenen Signalspannung  $U$  mithilfe der in Kap. 3 theoretisch ermittelten Werte für die Detektionssteilheit  $D = |\Delta R / \Delta p| = 1,39 \times 10^{-3} / \text{MPa}$  und den Reflexionsgrad  $R_0 = 0,25$  am Arbeitspunkt berechnet. Wegen  $V \times U / U_0 = \Delta R / R_0$ , wobei  $V = 2,8$  das Verhältnis zwischen den Verstärkungsfaktoren des DC- und des AC-Ausgangs des Photodetektors und  $U_0$  die zu  $R_0$  proportionale Ausgangsspannung am DC-Ausgang bezeichnen, gilt:

$$p = \frac{R_0 V}{U_0 D} \cdot U. \quad (4.1)$$

Im Fall des Nadelhydrophons wurde der Schalldruck mithilfe des aus einer Kalibrierkurve entnommenen Übertragungsfaktors bei der mittleren Signalfrequenz (4 MHz) aus der Signalspannung ermittelt und es wurde ein Korrekturfaktor von 1,19 für die laterale Mittelung der Empfängerfläche mit einem Durchmesser von 0,6 mm bei einer theoretischen Halbwertsbreite (FWHM) des Ultraschallfokusses von ca. 0,8 mm angebracht (Als erste Näherung wurde hier für den transienten Impuls die in Kap. 6.1.1.3 dargestellte Berechnungsweise der Empfängerflächenkorrektur für Dauerschall bei der mittleren Signalfrequenz verwendet).

Man erkennt in Abb. 4.8 an den ähnlichen Amplituden, dass die Größenordnung der für das Vielschichthydrophon theoretisch ermittelten Detektionssteilheit richtig ist. Andererseits kommt es aber zu deutlichen Abweichungen zwischen den beiden gemessenen Schalldruck-Zeitverläufen. Hier tritt vor allem eine Verschiebung der mittleren Frequenz des Fasersensorsignals auf.

Bei der Messung im Fokus eines zweiten Wandlers mit einer mittleren Frequenz von ca. 6 MHz (Wandler B; Durchmesser: 12 mm, Brennweite: 50 mm, Korrekturfaktor für Mittelung des Nadelhydrophons: 1,05) treten neben der Frequenzverschiebung außerdem sehr starke Oszillationen mit einer Frequenz von ca. 24 MHz auf (Abb. 4.9). Diese Abweichungen deuten auf eine relativ stark frequenzabhängige Übertragungsfunktion hin. Ähnliche Effekte wurden auch bei anderen faseroptischen Hydrophonen, die das Faserende als Sensorelement verwenden, beobachtet [KOC97.1], [KOC98], [BEA97], [COL98], [BEA00.1]. Ausführliche Untersuchungen zur Übertragungsfunktion, zu den Wirkungen von Schallbeugung und akustischer Resonanzen am Faserende und zur Kalibrierung des faseroptischen Vielschichthydrophons sowie zur Impulsentfaltung werden in Kap. 6 dieser Arbeit vorgestellt.

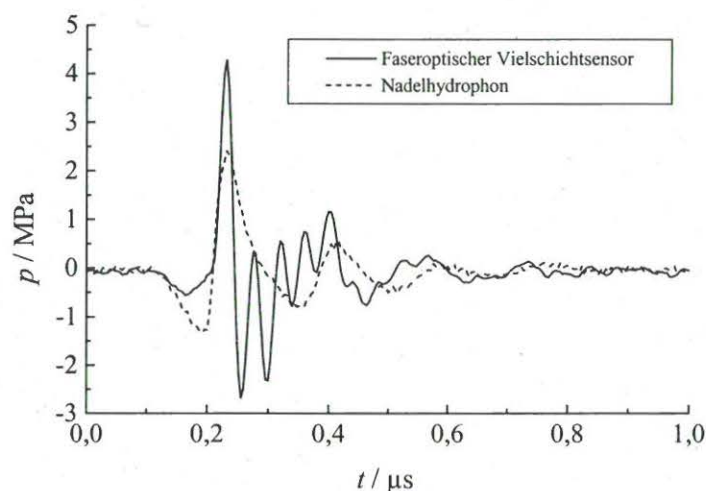


Abb. 4.9: Schalldruckverlauf  $p(t)$ , gemessen mit einem Vielschichtsensor (20-fach gemittelt) und mit einem Nadelhydrophon (Einzelimpuls); Wandler B.



Das Signal-Rauschverhältnis  $SNR$  kann berechnet werden aus der maximalen Signalspannung  $U_{\max}$  und der mittleren quadratischen Abweichung der Signalspannung im Zeitbereich ohne Ultraschallimpuls  $\sigma_U^2$ :

$$SNR = 10 \log \frac{U_{\max}^2}{\sigma_U^2} . \quad (4.2)$$

Bei den ersten Messungen mit dem Fasersensor ist das  $SNR$  relativ gering und wurde durch Mittelung (im Oszilloskop) über mehrere Impulse verbessert, im Fall von Wandler A von  $SNR = 12$  dB bei einem Einzelimpuls auf  $SNR = 29$  dB bei 50-facher Mittelung und im Fall von Wandler B von  $SNR = 21$  dB bei einem Einzelimpuls auf  $SNR = 36$  dB bei 20-facher Mittelung.

## 4.4 Optimierung der optischen Detektionsanordnung

In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Untersuchungen und Modifikationen der Detektionsanordnung zur Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses beschrieben. In Kap. 4.4.1 werden zunächst Maßnahmen zur Erhöhung der Signalamplitude untersucht. Anschließend erfolgt die Rauschanalyse (Kap. 4.4.2) und die Beschreibung der durchgeführten Optimierung des Messaufbaus zur Verminderung des Rauschuntergrundes (Kap. 4.4.3).

### 4.4.1 Erhöhung der Signalamplitude

Die Signalamplitude war bei den Messungen mit der ersten, in Kap. 4.3 vorgestellten Detektionsanordnung recht gering. Die maximale Spannung für den Druckverlauf in Abb. 4.9 betrug z. B. ca. 1,4 mV. Um das  $SNR$  zu verbessern, wurden verschiedene Maßnahmen zur Erhöhung der genutzten Laserlichtleistung  $\chi P_0$  und der Signalamplitude getroffen:

#### • Polarisationsoptik

Im Fall der Singlemodefasern lässt sich durch den Einsatz eines polarisierenden Strahlteilers und eines faseroptischen Polarisationsstellers [LEF80], der eine Anordnung aus den faseroptischen, auf Spannungsdoppelbrechung beruhenden Äquivalenten zweier Viertel- und einer Halbwellenplatte darstellt<sup>6</sup>, die Signalspannung theoretisch um den Faktor 4 erhöhen (Abb. 4.10).

<sup>6</sup> Mithilfe einer solchen Kombination lässt sich durch Verdrehen der einzelnen Wellenplatten um die Lichtausbreitungsrichtung aus einem beliebigen Eingangspolarisationszustand ein beliebiger Ausgangszustand erzeugen.

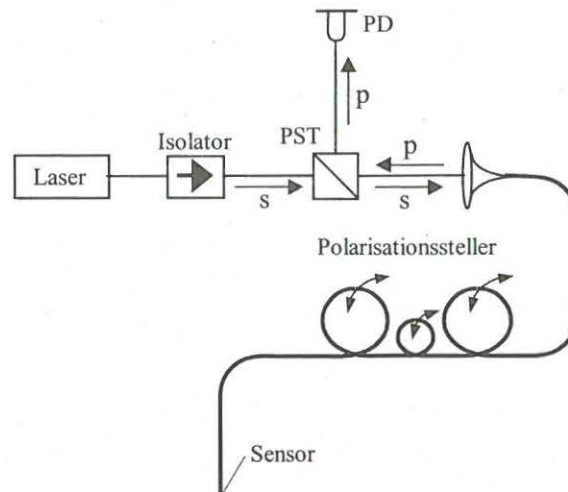


Abb. 4.10: Erhöhung der Signallichtleistung durch Einsatz eines polarisierenden Strahlteilers (PST) und eines faseropt. Polarisationsstellers; s: senkrechte, p: parallele Polarisation der Lichtwelle.

Das senkrecht (s) linear polarisierte Licht des Lasers wird nahezu vollständig vom Strahlteiler transmittiert und in die Faser eingekoppelt. Der Polarisationssteller wird so justiert, dass das durch die Faser zum Sensor hin- und zum Einkoppler zurücklaufende, aus der Faser tretende Licht gerade wieder linear und zwar parallel (p) polarisiert ist, so dass es am Strahlteiler fast vollständig reflektiert und auf den Photodetektor gelenkt wird.

Durch den Polarisationssteller wird allerdings eine etwas erhöhte Dämpfung in der Faser hervorgerufen. In der Praxis konnte durch diese Modifikation eine ca. 3,6-fache Signalspannung erreicht werden. Besonders nachteilig an dieser Anordnung ist die Tatsache, dass durch Manipulationen am Verlauf der Faser, z. B. beim Positionieren des Sensors oder beim Scannen eines Ultraschallfeldes, die auftretenden Biegungen und damit die Doppelbrechung in der Faser verändert werden. Um beim Austritt des am Sensor reflektierten Lichtes aus der Faser wieder p-Polarisation zu erhalten, muss daher ständig mithilfe des Polarisationsstellers nachgeregelt werden. Dejustage führt hier nicht wie bei Faserinterferometern nur zur Kontrastminderung, sondern direkt zu einer reduzierten Amplitude des Messsignals. Insofern eignet sich diese Modifikation nur entweder für ein fest installiertes System, z. B. zur Dauerüberwachung von Ultraschallfeldern an einem festen Messort (*Monitoring*) oder im Zusammenhang mit einer automatischen Polarisationskontrolle und -regelung, was allerdings den technischen Aufwand erheblich steigert. Die im Weiteren in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse wurden ohne den Einsatz von polarisierendem Strahlteiler und Polarisationssteller erhalten.

#### • Pigtail des Faserkopplers

Die verwendete Einkoppeleinheit ermöglicht bei Laserdioden je nach vorangegangener Strahlformung Einkoppeleffizienzen von bis zu 70%. Es wurde zunächst das mitgelieferte Faserpigtail (Singlemodefaser für 633 nm mit FC-APC-Stecker) eingesetzt, an das der jeweils verwendete Fasersensor durch Spleißverbindungen angefügt wurde. Aufgrund des dicken und schwer entfernbaren Coatings des Pigtailkabels lässt sich die Qualität des Spleißes nicht wie sonst üblich mit dem LID-System (*Light Injection and Detection System*: Lokale Ein- und Auskopplung mittels zweier Biegekoppler) des Spleißgerätes beurteilen. Durch den Einsatz eines speziell angefertigten Pigtails, bei dem die gleiche Glasfaser, die auch als Substrat für die Sensoren dient, mit einem FC-APC-Stecker versehen wurde, konnte bei ungefähr gleicher Einkoppeleffizienz (Messung der vom Schichtsystem transmittierten Lichtleistung) die zurückgeführte und auf den Photodetektor treffende Lichtleistung und somit auch die Signalspannung fast verdoppelt werden. Das unterschiedliche Dämpfungsverhalten in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung kann bei Spleißverbindungen zweier unterschiedlicher Lichtwellenleiter, z. B. mit geringfügig verschiedenen Kerndurchmessern dadurch entstehen, dass beim Übergang des Lichtes vom dünneren zum dickeren Kern nahezu die gesamte einfallende Lichtwelle die Verbindung passiert, während beim Übergang vom dickeren zum dünneren Kern ein Teil des Lichtes an der Verjüngung reflektiert wird.

#### • Erhöhung der Detektionssteilheit und der Laserlichtleistung

Durch die Erhöhung der Gesamtschichtzahl  $N$  von 15 auf 19 steigt die Detektionssteilheit theoretisch um den Faktor 2,4 (vgl. Abb. 3.7). Dieses Verhältnis spiegelt sich in den erzielten Halbwertsbreiten der hergestellten Schichtsysteme wieder (vgl. Kap. 4.1) und bewirkt eine entsprechende Steigerung der Signalamplitude. Die 19-Schicht-Sensoren wurden für den Wellenlängenbereich 680-690 nm vorgesehen, für den leistungstärkere Laserdioden (20-50 mW) relativ kostengünstig verfügbar sind, so dass auf diese Weise eine weitere Erhöhung der Signalamplitude erreicht werden kann.

Die Erhöhung der Signalamplitude allein erzeugt allerdings nicht die erwartete Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses. In einer Anordnung, bei der die Signalamplitude etwa das 4-fache von dem in Abb. 4.9 gezeigten Beispiel bei ungefähr gleichem  $U_0$  (ca. 230 mV) betrug, wurde anstelle der Erhöhung des SNR um 12 dB bei der Messung im Schallfeld des Wandlers B nur ein SNR von 26 dB für den Einzelimpuls, also eine Verbesserung um 5 dB ermittelt. Das Signal-Rauschverhältnis wird hier also nicht durch das Intensitätsrauschen der Lichtquelle limitiert, sondern durch einen zusätzlichen Rauschanteil, dessen Stärke nicht nur von  $U_0$ , sondern u. a. auch von der Signalamplitude abhängt.



#### 4.4.2 Rauschanalyse

Bei den in Kap. 4.3 gezeigten Messungen lag der mithilfe eines Spektrumanalysators gemessene Rauschpegel um ca. 4-5 dB über dem Intensitätsrauschen der Laserdiode, das wiederum gegenüber dem berechneten Schrotrauschpegel um ca. 1-2 dB erhöht war. Das Intensitätsrauschen der Laserdiode wurde dabei unter gleichen Bedingungen wie bei den Schallmessungen im Balancierarm des Detektionsaufbaus bei gleichem Photostrom wie im Signalarm gemessen.

Der verwendete Vielschichtsensor kann aufgrund seiner Arbeitswellenlänge auch, obwohl ursprünglich nicht dafür vorgesehen, mit einem HeNe-Laser betrieben werden. Mit einer optischen Ausgangsleistung von 11 mW wurde bei etwa verdoppelter Signalamplitude und gleichzeitig verdoppelter DC-Spannung  $U_0$  eine Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses um ca. 7 dB auf 28 dB für Einzelimpulse des Wandlers B erreicht, wobei ein zusätzliches Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von ca. 110 MHz zur Unterdrückung der Intermodenschwebung bei ca. 160 MHz eingesetzt wurde. Die Verbesserung gegenüber der Verwendung der Laserdiode ist also deutlich größer als aufgrund der höheren optischen Ausgangsleistung der eingesetzten Lichtquelle bei schrotrauschlimitierter Detektion erwartet (+6 dB Signalleistung - 3 dB Rauscherhöhung = 3 dB Verbesserung).

Um die Ursache für das erhöhte Rauschen bei der Verwendung von Laserdioden zu ermitteln, wurden weitere Untersuchungen am optischen Aufbau durchgeführt:

##### • Isolation der Laserdiode

Da Laserdioden sehr viel empfindlicher als HeNe-Laser auf Rückreflexionen in den Resonator reagieren, wurde zunächst vermutet, dass das erhöhte Rauschen bei Verwendung der Laserdiode aufgrund von unzulänglicher optischer Isolation entsteht. Bei Entfernung des Isolators aus dem Strahlengang sind eine Erhöhung des Rauschens um 10 dB und ein deutlich verbreitertes Spektrum der Laserdiode (Gitterspektrometermessung) unter Auftreten starker Nebenmoden zu verzeichnen. Die Verwendung zweier Isolatoren hintereinander, d. h. eine Isolation von über 100 dB, bringen jedoch keine Verbesserung gegenüber dem Einsatz nur eines Isolators. Vielmehr wurde beim Einsatz des Isolators mit variabler Blockung festgestellt, dass das geringste Rauschen im Signalarm nicht bei optimaler, sondern bei etwas reduzierter Isolation der Laserdiode erzielt wird.

##### • Balancierte Detektion

Bei Verwendung des HeNe-Lasers als Lichtquelle ist die balancierte Detektion unumgänglich, um das starke niederfrequente Intensitätsrauschen der Lichtquelle zu kompensieren. Im Gegensatz dazu ist im Aufbau mit Laserdioden keine signifikante Rauschminderung durch diese Maßnahme zu erkennen, da das Intensitätsrauschen bereits nahe am Schrotrauschlimit

liegt. Der Ursprung des erhöhten Rauschuntergrundes liegt also im Messarm der Detektionsanordnung. Dort kann eine zusätzliche Rauschkomponente durch frequenzartiges Rauschen der Laserlichtquelle entstehen, das an der Sensorkennlinie, d. h. dem spektralen Verlauf des Reflexionsgrades, in Intensitätsrauschen umgewandelt wird.

#### • Einfluss frequenzartigen Rauschens der Lichtquelle

Die Linienbreite und damit das Frequenzrauschen der einzelnen longitudinalen Lasermode ist auch im Fall von Laserdioden noch sehr gering im Vergleich zur spektralen Breite der Transmissionsbänder der verwendeten Interferenzfiltersysteme, so dass sich daraus kein erheblicher Rauschanteil ergeben sollte. So erhält man durch diesen Effekt für eine typische Frequenzrauschdichte der Laserdiode von  $S_f \approx 1 \times 10^8 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$  [KOC94], einer Detektionsbandbreite von 20 MHz, einer Lichtwellenlänge von 680 nm und einer DC-Spannung am Photodetektor von 230 mV für das 19-Schicht-System eine etwa 30-fach bzw. 15 dB unterhalb des Schrotrauschens liegende Photostromrauschleistung.

Obwohl das Intensitätsrauschen des insgesamt emittierten Lichtes einer Laserdiode gering ist, gilt dies i. a. nicht für eine einzelne Mode [TEL93]. Alle longitudinalen Moden nutzen unter der Annahme eines homogen verbreiterten Verstärkungsprofils das gleiche Inversionsreservoir, werden jedoch durch spontane Emission unabhängig voneinander angeregt. Wenn z. B. die momentane Intensität einer einzelnen Mode zunimmt, sinkt die Summe der Intensitäten der übrigen Moden in entsprechender Weise. Dadurch ist es möglich, dass die Intensität einer einzelnen Mode sehr viel größere Schwankungen aufweist als die Gesamtintensität. Dieses sogenannte „Modenverteilungsrauschen“ (engl: *mode partition noise*) kann einen signifikanten Intensitätsrauschbeitrag im Sensorsignal hervorrufen, da die einzelnen Moden durch den frequenzabhängigen Reflexionsgradverlauf des Interferenzfilters unterschiedlich stark reflektiert werden.

Dieser Effekt wurde anhand des im Folgenden beschriebenen Experimentes untersucht. Mithilfe eines vor dem Vielschichtsensor positionierten zweiten Photodetektors wurde neben dem reflektierten auch die transmittierte Lichtintensität gemessen und ein gewisser Zeitbereich beider „Rauschsignale“  $s_1(t)$  und  $s_2(t)$  im Digitaloszilloskop gespeichert. Durch die Betrachtung der Kreuzkorrelation der Signale  $s_1(t)$  und  $s_2(t)$  lassen sich frequenzartige Rauschkomponenten von reinem Intensitätsrauschen der Lichtquelle unterscheiden, da sich im ersten Fall eine Antikorrelation ergeben muss, während im zweiten Fall  $s_1(t)$  und  $s_2(t)$  korreliert sind. Die Kreuzkorrelation wurde numerisch berechnet aus:

$$\begin{aligned} c_{s_1 s_2}(\Delta t) &= \int s_1(t) \cdot s_2(t + \Delta t) dt = s_1(\Delta t) * s_2(-\Delta t) \\ &= F^{-1}(F(s_1(\Delta t)) \cdot F(s_2(\Delta t))^*), \end{aligned} \quad (4.3)$$

wobei  $F$  die Fouriertransformation,  $F^{-1}$  die inverse Fouriertransformation,  $*$  die Faltungsoperation und  $*$  die komplexe Konjugation symbolisieren. Zusammen mit den auf entsprechende Weise berechneten Autokorrelationen  $c_{s_1 s_1}$  und  $c_{s_2 s_2}$  ergibt sich dann der Kreuzkorrelationskoeffizient aus:

$$cc_{s_1 s_2}(\Delta t) = \frac{c_{s_1 s_2}(\Delta t)}{\sqrt{c_{s_1 s_1}(\Delta t) c_{s_2 s_2}(\Delta t)}}. \quad (4.4)$$

Der Fall starken frequenzartigen Rauschens wurde experimentell durch Einstellung einer geringen optischen Isolation simuliert. Bei starker Rückkopplung in die Laserdiode beginnt diese deutlich in mehreren Longitudinalmoden zu emittieren. In Abb. 4.11 ist das gemessene, im Wesentlichen aus 2 longitudinalen Moden bestehende Spektrum im Vergleich zum Fall mit starker optischer Isolation dargestellt. Bei einer solchen spektralen Verbreiterung kommt es zu besonders starkem Modenverteilungsrauschen, d. h. zu starken Schwankungen der Intensitätsverteilung auf die einzelnen Moden. An dem dargestellten breitbandig frequenzabhängigen Reflexionsgradverlauf der Sensoren (hier: 15-Schicht- und 19-Schicht-Systeme) werden diese frequenzartigen Schwankungen in Intensitätsschwankungen umgewandelt und man erhält eine ausgeprägte Antikorrelation zwischen dem reflektierten  $s_1(t)$  und dem transmittierten Lichtintensitätssignal  $s_2(t)$ . Bei  $\Delta t = 20$  ns, was der Laufzeitdifferenz der beiden Signalwege entsprach, ergaben sich Korrelationskoeffizienten von ca.  $cc_{s_1 s_2} = -0,85$ . Im Vergleich dazu wurden bei der Erzeugung starker Gesamtintensitätsschwankungen der Laserdiode durch Modulation des Injektionsstromes erwartungsgemäß positive Korrelationen erhalten, für  $\Delta t = 20$  ns z. B.  $cc_{s_1 s_2} = 0,97$ .

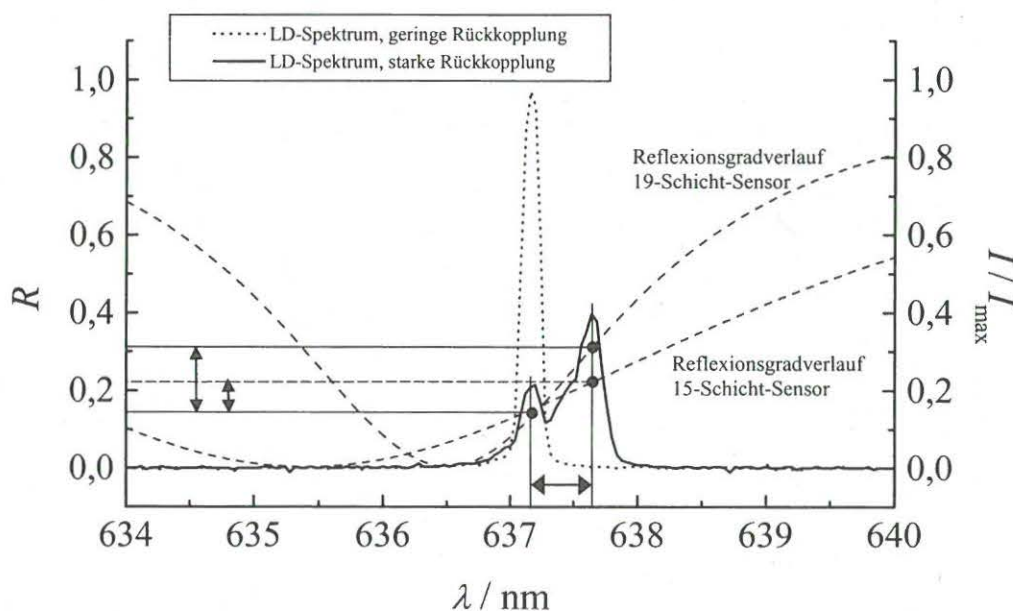


Abb. 4.11: Konversion von Modenverteilungsrauschen in Intensitätsrauschen im Vielschichtsensor. Die Linienbreiten der gemessenen Spektren sind durch die Auflösung des Gitterspektrographen bedingt.



Es ist zu erwarten, dass eine durch Modenverteilungsrauschen hervorgerufene Rauschkomponente in geringerem Ausmaß auch bei einer stärkeren Seitenmodenunterdrückung im Messaufbau auftritt, wobei beachtet werden muss, dass nominelle Singlemode-Laserdioden nicht absolut einmodig emittieren, sondern i. a. immer einige Seitenmoden mit geringer Leistung vertreten sind. Im Fall des HeNe-Lasers liegen die Nebenmoden aufgrund der größeren Resonatorlänge  $L$  spektral sehr viel dichter beieinander ( $\Delta\nu = c/(2L)$ ) und wegen des inhomogen verbreiterten Verstärkungsprofils tritt kein signifikantes Modenverteilungsrauschen auf. Dadurch ist der beschriebene Effekt für diese Lichtquelle unbedeutend und es entsteht ein geringerer Rauschuntergrund.

Anhand von Abb. 4.11 wird auch deutlich, dass die Stärke des Einflusses des Modenverteilungsrauschens in einem bestimmten Bereich linear sowohl von der Detektionssteilheit des Sensors (vgl. Effekt bei 15-Schicht- und 19-Schicht-System) wie auch von der auf das Schichtsystem treffenden Lichtleistung des Lasers abhängt. Durch eine Erhöhung dieser Parameter lässt sich daher entsprechend den in Kap. 4.4.1 beschriebenen experimentellen Ergebnissen das  $SNR$  nicht verbessern, falls nicht gleichzeitig eine stärkere Seitenmodenunterdrückung erfolgt.

#### 4.4.3 Optimierung der Laserdiodeigenschaften

Bei vielen spektroskopischen und kohärent-optischen Verfahren werden heute Laserdioden vorteilhaft eingesetzt. In solchen Anwendungen stellt sich aber oft die große Linienbreite (bzw. dementsprechend das starke Frequenzrauschen oder die eingeschränkte zeitliche Kohärenz) als nachteilig heraus. Es sind daher seit den sechziger Jahren bis heute eine Vielzahl von Verfahren zur Verbesserung der spektralen Eigenschaften von Laserdioden entwickelt worden, wobei die Regelungsverfahren sowohl elektrische als auch optische Rückkopplung ausnutzen. Während zur Stabilisierung der Mittenfrequenz und zur Reduktion niederfrequenten Frequenzrauschens von Singlemode-Laserdioden vor allem elektronische Regelungen verwendet werden, gelingt die deutliche Verringerung der Linienbreite vor allem durch kontrollierte optische Rückkopplung. Eine gute Zusammenfassung mit einer sehr großen Anzahl an Hinweisen auf weiterführende Originalliteratur liefern die Übersichtsartikel [WIE91] und [TEL93]. Auch eine erhöhte Seitenmodenunterdrückung in einem zusammengesetzten Resonator einer Laserdiode wurde bereits 1969 von Eliseev et al. experimentell beobachtet [ELI69].

Durch die Reflexion eines Teils der emittierten Strahlung an einem externen optischen Element in das aktive Lasermedium lässt sich eine kohärente optische Rückkopplung realisieren. Je nach komplexem, möglicherweise frequenzabhängigem Reflexionskoeffizienten (z. B. Gitter) und Abstand des Reflektors von der Laserdiode werden dadurch diverse Zustände des aus zwei oder mehr gekoppelten Resonatoren bestehenden Gesamt-

systems erzeugt: von stabiler Linienbreitenreduktion, bistabilem oder chaotischem Emissionsverhalten bis hin zur Zerstörung der Laserdiode [LAN80], [GOL81], [SAI81], [HES97].<sup>7</sup>

Anschaulich lässt sich das Verhalten solcher gekoppelter Resonatoren im stabilen Zustand mithilfe der spektralen Verstärkungsprofile, die die Modenselektion hervorrufen, beschreiben (Abb. 4.12). Die Frequenz, die Anzahl und die Form der von dem Gesamtsystem emittierten Moden ergibt sich aus der Überlagerung der einzelnen (relativen) Verstärkungsprofile, wobei nur diejenigen Moden dauerhaft anschwingen können, deren Nettoverstärkung oberhalb der Schwellenverstärkung liegt. Durch relative Verschiebungen der einzelnen Profile lassen sich unterschiedliche Ergebnisse der Modenselektion erzeugen und auch Emissionsfrequenzen erreichen, die durch die Laserdiode alleine durch Injektionsstrom- und Temperaturregelung aufgrund des Modenspringens nicht einstellbar sind. Die Linienbreite ist im Vergleich zur frei emittierenden Laserdiode durch den externen Resonator reduziert und auch die Anzahl, Stärke und Linienbreite auftretender Seitenmoden wird beeinflusst.

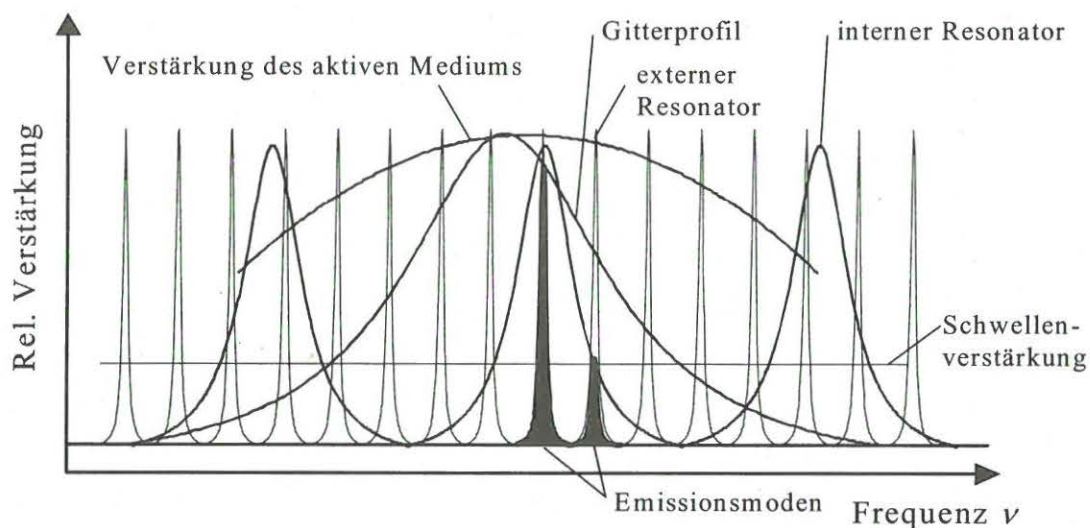


Abb. 4.12: Schematische Darstellung der Verstärkungsprofile und Modenselektion für Laserdioden mit externem Resonator.

#### 4.4.3.1 Externer Resonator durch Einsatz eines 4 %-Reflektors

Zunächst wurde aufgrund des geringen apparativen Aufwandes ein System mit einem planen externen Reflektor aufgebaut, der aus einer einseitig antireflexbeschichteten Glasplatte in einer Justierhalterung besteht, so dass man einen Reflexionsgrad von ca. 4 % durch die Fresnelreflexion an der unbeschichteten Grenzfläche erhält (Abb. 4.13). Die Länge des

<sup>7</sup> In der Literatur wird zum Teil unterschieden zwischen *einfacher (kohärenter) optischer Rückkopplung*, *Lasern mit externer Kavität* im Fall der Entspiegelung des Laserchips und *Lasern mit pseudo-externer Kavität*, falls die Reflexionen des Laserchips nicht vernachlässigbar sind, bzw. die Laserdiode auch ohne den externen Resonator noch lasen würde. Da die Übergänge jedoch fließend sind und die Einteilung nur auf die unterschiedliche Gewichtung der einzelnen Komponenten beruht, wird hier einheitlich die Bezeichnung *Laser mit externem Resonator* verwendet.

externen Resonators beträgt ca. 20 mm und innerhalb der Kavität befindet sich das Kollimationsobjektiv. Es wird weiterhin mit derselben Laserdiode gearbeitet, d. h. es erfolgt keine Antireflexbeschichtung der Austrittsfacette. Die Justage des externen Reflektors erfolgt bei geringem Injektionsstrom kurz unterhalb der Laserschwelle. Bei korrekter Einstellung wird die Laserschwelle aufgrund der Rückkopplung herabgesetzt und die Lichtintensität steigt merklich an. Anschließend kann versucht werden, bei weiter reduziertem Injektionsstrom die Einstellung zu korrigieren. Es wird dann der Injektionsstrom erhöht und ein möglichst stabiler Zustand des Systems angestrebt, wobei die Emissionswellenlänge sehr empfindlich von der eingestellten Stromstärke abhängt (Verschiebung der Verstärkungsprofile). Durch das Einbringen des externen Resonators verschiebt sich die Emissionswellenlänge insgesamt zu größeren Werten, was durch Temperaturreduzierung kompensiert wird. Nach erfolgten Temperaturänderungen muss prinzipiell die Justage des Reflektors wiederum korrigiert werden.

Nach erfolgter Einkopplung des Laserlichtes in den Messarm des faseroptischen Vielschicht-hydrophons und Beobachtung des Rauschens können, z. B. durch geringe Änderungen des Stromes, die Einstellungen noch korrigiert werden. Es wurde recht schnell eine Reduzierung des Rauschens um bis zu 10 dB im Vergleich zum Aufbau ohne externen Resonator erzielt, d. h. durch den externen Resonator kann eine deutlich spürbar stärkere Seitenmodenunterdrückung erzeugt werden. Diese Rauschminderung wirkt sich direkt auf das Signal-Rausch-verhältnis bei der Ultraschallmessung aus. So wird bei ansonsten gleichen Bedingungen wie in Kap. 4.4.1 ( $U_0 = 210$  mV) bei der Messung mit Wandler B für den Einzelimpuls ein  $SNR = 36$  dB erreicht.

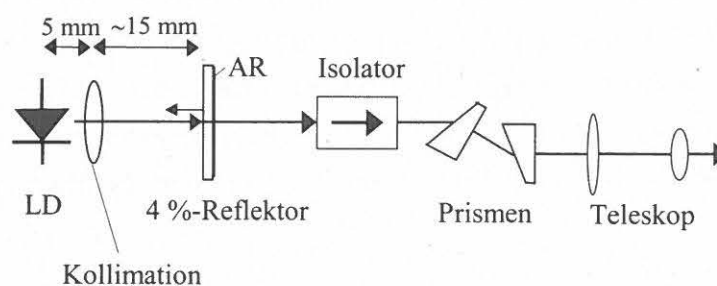


Abb. 4.13: Laserdiodenanordnung mit 4 %-Reflektor und Strahlformung.

Als nachteilig hat sich bei diesem System allerdings die geringe „Langzeitstabilität“ der Lichtquelle erwiesen. Aufgrund von thermischen Schwankungen im externen Resonator und Schwankungen der Strom- und Temperaturregelungselektronik kommt es im Bereich von einer bis mehreren Minuten zu signifikanten Sprüngen der Lasermode. Dies wird bei der Schallmessung sofort an einer veränderten Empfindlichkeit (Signalamplitude) und einer deutlich verschiedenen DC-Spannung  $U_0$  bemerkt. Es muss dann eine Korrektur des



Injektionsstromes vorgenommen werden, um die Laserwellenlänge an den Arbeitspunkt des Vielschichtensors zurückzuregeln. Prinzipiell ließe sich die DC-Spannung des Photodetektors auch für eine automatische Nachführungsregelung nutzen. Auf diese Weise ist, eventuell ohne zusätzliche optische Komponenten im Aufbau, eine kombinierte Regelung denkbar, die sowohl optische als auch elektronische Rückkopplung verwendet. Die optische Rückkopplung bewirkt die erhöhte Seitenmodenunterdrückung, während die (langsame) elektronische Regelung die Mittenfrequenz am Arbeitspunkt des Sensors hält.

Die in Kap. 4.4.2 erwähnte Beobachtung, dass bei reduzierter Isolation der frei emittierenden Laserdiode eine geringfügige Verminderung des Rauschens beobachtet werden kann, beruht auf dem gleichen hier beschriebenen Effekt. Durch den Rückreflex kann eine sich positiv auswirkende Änderung der spektralen Eigenschaften der Laserdiode hervorgerufen werden. Allerdings ist mit wachsender Entfernung des Reflektors ein stabiler Betrieb zunehmend unwahrscheinlich und thermische und mechanische Einflüsse wirken außerdem auf einer längeren Strecke des Aufbaus ein. Auf der anderen Seite ist eine durch einen externen Resonator stabilisierte Laserdiode weitaus weniger anfällig für weitere, aus dem nachfolgenden optischen Aufbau kommende Rückreflexionen, so dass eine geringere Isolation für einen stabilen Betrieb ausreichend ist.

#### 4.4.3.2 Externer Resonator durch Einsatz eines Beugungsgitters

Anstelle des teildurchlässigen Reflektors werden Beugungsgitter häufig zum Aufbau von Laserdioden mit externem Resonator verwendet, wobei verschiedene Varianten unter Verwendung von Reflexions- oder Transmissionsgittern und dem zusätzlichen Einsatz von Spiegeln, Etalons und Strahlteilern möglich sind. Aufgrund des zusätzlich eingebrachten spektralen Profils des Gitters ergibt sich eine zusätzliche Komponente zur Modenselektion (vgl. Abb. 4.12). Durch Veränderung des Einfallswinkels des Laserlichtes auf das Beugungsgitter lässt sich dieses Profil verschieben und man erhält einen breiten, durch das Verstärkungsprofil des aktiven Lasermediums begrenzten Wellenlängenabstimmbereich ohne Modensprünge. Besonders verbreitet sind die in Abb. 4.14 dargestellten Anordnungen mit Reflexionsgittern.

Bei der Metcalf-Littman-Anordnung wird das streifend auf das Gitter fallende und zum Teil abgebeugte Licht der Laserdiode von einem die Laserkavität abschließenden Abstimmspiegel zurückreflektiert. Durch Drehen des Abstimmspiegels entsteht ein veränderter Beugungswinkel, so dass die Bevorzugung einer anderen Lasermode hervorgerufen wird. Bei der Littrow-Anordnung wird direkt die erste Beugungsordnung zur optischen Rückkopplung verwendet, die Laserkavität wird also von der hinteren Laserdiodenfacette und dem Gitter begrenzt. Die Wellenlängenabstimmung erfolgt in diesem Fall durch Drehen des Beugungsgitters. Dadurch entsteht eine Verkipfung des Ausgangsstrahls, die jedoch durch den Einsatz eines an das Gitter angeflanschten Umlenkspiegels in einen i. a. unkritischen geringfügigen seitlichen Versatz überführt werden kann. Beide Anordnungen liefern vergleichbare

Abstimmergebnisse, die Littrow-Anordnung ist aufgrund der geringeren Anzahl der Bauteile in der Kavität eventuell geringer anfällig gegenüber thermischen Schwankungen und mechanischen Vibrationen.

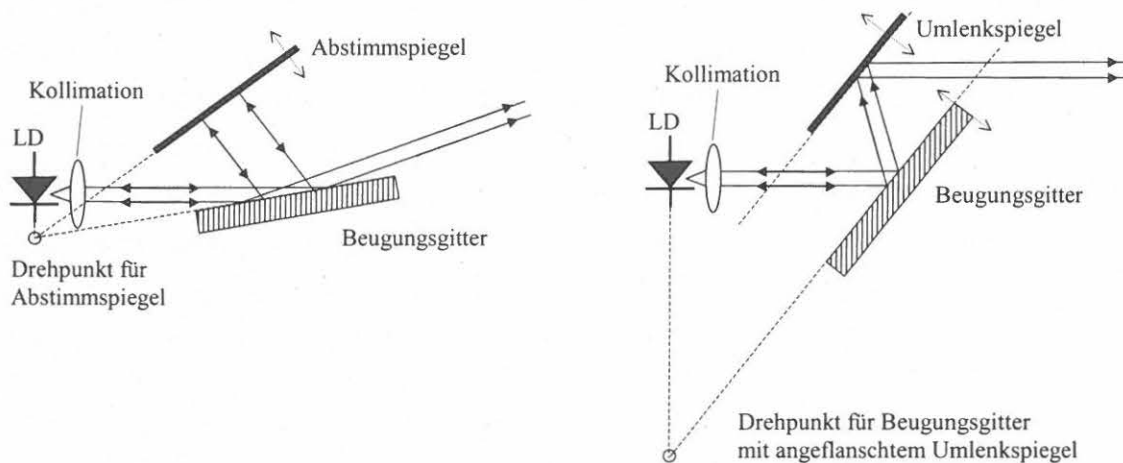


Abb. 4.14: Laserdioden mit externem Resonator bei Verwendung eines Reflexionsgitters; links: Metcalf-Littman-Anordnung, rechts: Littrow-Anordnung mit Umlenkspiegel.

Der Einsatz einer Laserdiode mit externem Gitterresonator bietet einerseits im Aufbau des Vielschichthydrophons neben der erwarteten Rauschminderung im Vergleich zum Aufbau mit externem 4 %-Reflektor den entscheidenden Vorteil der einfacheren und präziseren Abstimmbarkeit der Laserwellenlänge auf das jeweilige Sensorschichtsystem, ist allerdings andererseits aufwendiger und dadurch teurer.

Es wird ein komplettes, kommerziell erhältliches System (TUI-Optics, DL 100), das die Littrow-Anordnung verwendet, inklusive der zugehörigen Ansteuerelektronik für Injektionsstrom, Laserdiodentemperatur und Piezofeinverstellung des Beugungsgitters eingesetzt. Ein für den hier vorliegenden Anwendungsfall entscheidender Vorteil dieses Systems gegenüber anderen erhältlichen Aufbauten ist, dass konventionelle, d. h. nicht extra entspiegelte Laserdioden, eingesetzt werden können. Durch den Austausch der (kostengünstigen) Laserdiode kann der Wellenlängenbereich auf einfache Weise gewechselt werden.

Nach erfolgter Abstimmung der Wellenlänge auf den jeweiligen Sensor kann mithilfe der Piezosteuerung des Beugungsgitters eine Einstellung mit möglichst geringem Rauschen gewählt werden. Es werden mit diesem System vergleichbare Signal-Rauschverhältnisse wie bei der Anordnung mit dem 4 %-Reflektor erzielt, jedoch ist die Handhabung wesentlich unkritischer und eine erheblich verbesserte Langzeitstabilität auch ohne aktive elektronische Regelung gewährleistet.



## 4.5 Besondere Störeinflüsse

Während es bei Messungen mit piezoelektrischen Hydrophonen unter bestimmten Messbedingungen zu starken Auswirkungen elektromagnetischer Einstreuung auf das Messergebnis kommen kann, sind solche Störungen bei Messungen mit dem faseroptischen Vielschichthydrophon aufgrund der optischen Funktionsweise leicht zu eliminieren, indem eine ausreichend lange Faserstrecke zur Lichtübertragung vom Sensor bis zur eventuell stör anfälligen, abzuschirmenden optischen Detektionsanordnung mit Laser und Photodetektor eingefügt wird. Andererseits entstehen durch die optische Funktionsweise in speziellen Fällen neue Quellen für besondere Störeinflüsse. In Kap. 4.5.1 wird anhand eines Messbeispiels auf optische Rückreflexionen aus dem Messvolumen in den Sensor eingegangen und in Kap. 4.5.2 ebenfalls anhand von Messungen der mögliche Einfluss der zu messenden Schallwelle auf die Lichtleitung vom Sensor durch die Faser zum Photodetektor untersucht.

### 4.5.1 Lichtreflexionen aus dem Messvolumen

Da der größte Teil (ca. 75 %) der auf das Schichtsystem treffenden Lichtleistung in das Messvolumen transmittiert werden, können gerichtet reflektierende Elemente wie Gefäßwände oder Gasbläschen zu einer optischen Störung des Messsystems führen. Zur Demonstration dieses Effektes wurde eine Messung im Feld eines akustischen Resonators durchgeführt, der aus einer vertikal nach unten in Wasser abstrahlenden Dauerschallquelle mit einer Schallfrequenz von  $f = 880 \text{ kHz}$  und einem konkaven Reflektor in ca. 8 cm Entfernung besteht. Im Bereich zwischen Schallquelle und Reflektor erhält man ein mehr oder weniger stabiles, stehendes Wellenfeld, in dem sich durch Variation der Abstrahlleistung stabile Kavitationsbläschen zunächst erzeugen und anschließend im Schallfeld festhalten lassen. Bei dem Versuch der Schallfeldmessung mit dem Fasersensor, der zwar einerseits aufgrund der geringen Abmessungen das Schallfeld kaum stört, entstehen aber andererseits bei Annäherung an eine Kavitationsblase durch die gerichtete Fresnelreflexion an der Blasenoberfläche (Abb. 4.15) z. T. erhebliche verfälschende Signalüberhöhungen.

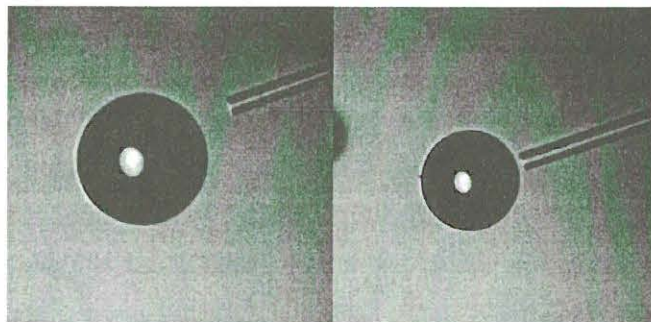


Abb. 4.15: Mikroskopaufnahme einer stabilen Kavitationsblase vor dem Fasersensor in einem akustischen Resonator. Links: Annäherung des Fasersensors an die Blase bei geringer Schallfeldstörung, rechts: Rückreflexion an der Blasenoberfläche in die Faser.



Anstelle des tatsächlichen Schalldruckfeldes wird in diesem Fall die Höhenoszillation der vom Schallfeld getriebenen Kavitationsblase detektiert, was an dem teilweise beobachtbaren Aufleuchten des Fasermantels deutlich wurde. Dieser Effekt, der auch bei unbeschichteten Faserhydrophonen auftreten kann, ist bei dem Vielschichthydrophon nur vollständig zu vermeiden, indem eine zusätzliche, optisch absorbierende äußerste Schicht auf den Sensor aufgebracht wird. Zur vollständigen Absorption ist allerdings eine Dicke erforderlich, die wiederum die akustischen Eigenschaften des Sensors beeinflusst.

#### 4.5.2 Biegewellen auf der Faser bei schrägem Schalleinfall

In mehreren Versuchsreihen wurde das Verhalten des faseroptischen Vielschichthydrophons bei schrägem Schalleinfall, d. h. bei nicht paralleler Ausrichtung der Sensorfaser zur Schallausbreitungsrichtung, untersucht (Abb. 4.16).

Für den Fall des fokussierenden Wandlers B mit 350 V-Impulsanregung sind in Abb. 4.17 die mit einem Singlemode-Fasersensor für diverse Winkel  $\alpha$  zwischen der Faser und der Schallfeldachse erhaltenen Signalspannungen dargestellt. Man erkennt, dass erwartungsgemäß die Amplitude des Signals i. a. mit zunehmendem Winkel abnimmt. Die starken 24-MHz-Oszillationen hängen sowohl in der Amplitude als auch in der Phasenlage vom Einfallswinkel ab, wobei ein Minimum der Anregung bei etwa  $\alpha = 20^\circ$  vorliegt.

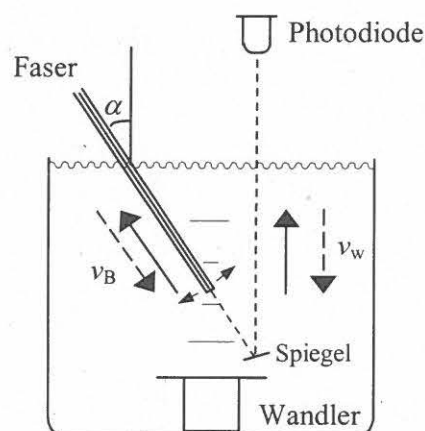


Abb. 4.16: Messung eines fokussierten Schallfeldes bei nicht paralleler Ausrichtung des Fasersensors zur Schallausbreitungsrichtung. Geführte Biegewellen auf der Faser bei Spuranpassung der Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten  $v_B$  und  $v_W$ .

Im Bereich  $20^\circ < \alpha < 50^\circ$  tritt eine zusätzliche Eigenschaft des Fasersensors auf. Die Signaldauer des gemessenen Impulses erscheint verlängert, da der ursprüngliche Impuls von abklingenden Oszillationen mit der mittleren Anregungsfrequenz (5,9 MHz) gefolgt wird. Bei sehr großen Winkeln  $\alpha$  verschwindet dieses Nachschwingen und das Signal besitzt wieder stärkere Ähnlichkeit mit dem Signal für  $\alpha = 0^\circ$ .

Eine Erklärung für dieses zunächst unerwartete Verhalten kann im Einfluss der Schallwelle im Wasser auf die Lichtausbreitung in der Faser gefunden werden. Im Fall der nicht parallelen Ausrichtung werden Biegewellen auf der Faser angeregt. Bei einem bestimmten Winkel  $\alpha_{\max}$ , für den gilt:

$$\cos \alpha_{\max} = \frac{v_W}{v_B}, \quad (4.5)$$

sind die Aufwärtskomponente der Biegewellengeschwindigkeit und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle im Wasser gerade gleich (*Spuranpassung*) und in diesem Fall ist die Anregung besonders effektiv. Für den experimentell gefundenen Winkel  $\alpha_{\max} = 35^\circ$  ergibt sich mit  $v_W = 1483 \text{ m/s}$  eine Biegewellengeschwindigkeit von  $v_B = 1810 \text{ m/s}$ .

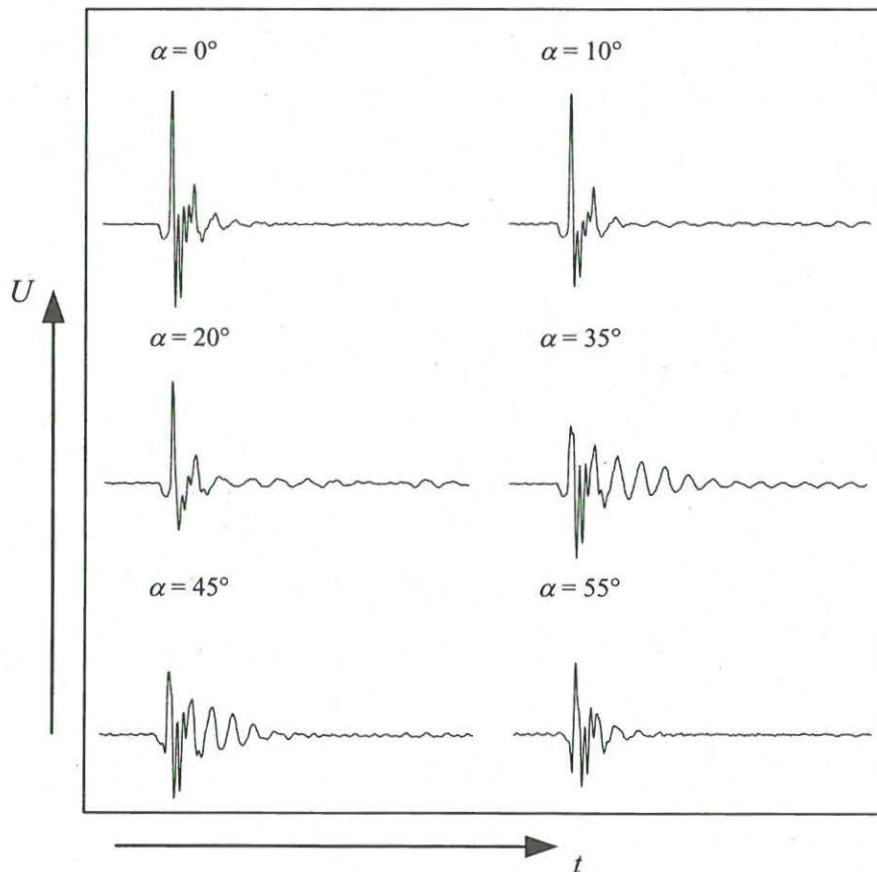


Abb. 4.17: Spannungssignale des faseroptischen Vielschichthydrophons bei schrägem Schalleinfall; Wandler B;  $\alpha$ : Winkel zwischen Faser und Schallausbreitungsrichtung.

Für die frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der niedrigsten Mode der Biegewelle auf einem isotropen elastischen Stab gilt folgende Näherungsformel als Dispersionsrelation ([THU78], Gl. (6.21)):

$$v_B^2 - \left( 2\pi \frac{f}{v_B} \frac{a}{2} \right)^2 (v_B^2 - v_D^2) \left( \frac{v_B^2}{10/9 v_S^2} - 1 \right) = 0 \quad (4.6)$$

mit der Dehnwellengeschwindigkeit  $v_D = \sqrt{E/\rho} = 5650 \text{ m/s}$ , der Transversalwellengeschwindigkeit  $v_S = \sqrt{\mu/\rho} = 3650 \text{ m/s}$  (vgl. Tab. 3.1), der Frequenz  $f$  und dem Faserradius  $a = 62,5 \text{ }\mu\text{m}$ . Daraus ergibt sich z. B.  $v_B(5,9 \text{ MHz}) = 2218 \text{ m/s}$  oder  $v_B(4 \text{ MHz}) = 1905 \text{ m/s}$ . Diese Werte liegen also etwas höher als für die Spuranpassung im Experiment beobachtet, wobei die zugrunde liegende Theorie nicht das die Faser umgebende Wasser berücksichtigt, welches eine zusätzliche Dämpfung verursacht und auch die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit beeinflusst.

Die an der Wasseroberfläche reflektierte und wieder nach unten propagierende Schallwelle erzeugt wiederum ähnliche, im Sensorsignal beobachtbare Oszillationen. Biegewellen auf der Faser werden im Messsignal sichtbar, weil sie durch die induzierte Auskopplung des Lichtes vom Kern in den Mantel zu Verlustmodulationen führen. Diese Annahme wurde durch die simultane Messung des am Schichtsystem reflektierten und des transmittierten Lichtanteils bestätigt. Mithilfe eines kleinen Spiegels, der seitlich neben dem Sendewandler im Wasser positioniert war, wurde das transmittierte Licht auf einen zusätzlich oberhalb des Wassertanks angebrachten Photodetektor gelenkt (Abb. 4.16). Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abb. 4.18 dargestellt.

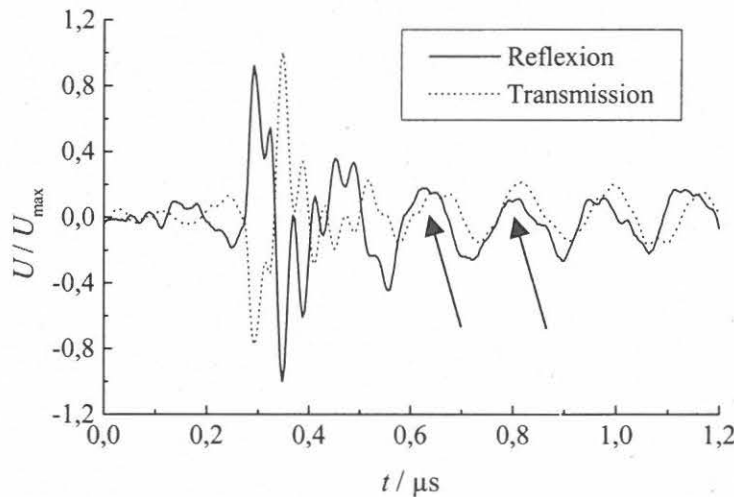


Abb. 4.18: Normierte Reflexions- und Transmissionssignale bei schrägem Schalleinfall.

Während die Signale anfangs invers zueinander sind, da der Transmissionsgrad invers zum Reflexionsgrad von der Deformation des Schichtsystems abhängt, verlaufen die nachfolgenden Oszillationen in Phase (angedeutet durch die Pfeile), d. h. es muss sich um Verlustmodulationen im Lichtweg handeln.



Anhand dieser Messung wird auch deutlich, dass die das Signal durchsetzenden Oszillationen ( $f = 24$  MHz) keine Verlustmodulationen sind (Antikorrelation zwischen Reflexion und Transmission), sondern dass aufgrund von Beugungs- und Resonanzeffekten am Faserende entsprechende Verformungen des Schichtsystems entstehen.

Die in Abb. 4.17 dargestellten experimentellen Ergebnisse können als erste Annäherung an die Fragestellung nach der Richtcharakteristik des faseroptischen Vielschichthydrophons betrachtet werden. Theoretische Untersuchungen in [KRÜ00] zeigen, dass allein der Einfluss der Schallbeugung im Fall des faseroptischen Hydrophons nach Staudenraus und Eisenmenger [STA93] eine komplizierte Form der Richtcharakteristik hervorruft, die durch die sonst für Hydrophone übliche Angabe *eines* effektiven Empfängerdurchmessers nicht adäquat beschrieben werden kann. Vielmehr ergibt sich dort ein stark frequenzabhängiger effektiver Empfängerdurchmesser. Für den Fall des faseroptischen Vielschichthydrophons entsteht eine zusätzliche Komplikation durch den starken und winkelabhängigen Einfluss der Schwingungseigenschaften des Faserendes.

## 5 Aufbau und Einsatz des optischen Vielschichtflächenhydrophons

Alternativ zu den faseroptischen Vielschichthydrophonen können auch auf großflächigeren Substraten aufgebrachte Interferenzschichtsysteme zur Messung von Ultraschallfeldern eingesetzt werden. Zunächst war die Technik vor allem als experimentelle Vergleichsmethode bei der Untersuchung der Einflüsse der Fasergeometrie auf die Messergebnisse des faseroptischen Vielschichthydrophons, d. h. die Wirkung von Schallbeugung und akustischer Resonanzen am Faserende, vorgesehen. Diese Effekte können durch die Verwendung eines ausgedehnten, das fokussierte Schallfeld lateral überragenden Empfängerkörpers eliminiert bzw. in akustische Frequenzbereiche außerhalb des Messbereichs verschoben werden. Die akustischen Übertragungseigenschaften sollten dann ausschließlich vom Schichtsystem selbst und vom Frequenzgang des Photodetektors abhängen.

Die ersten Messungen mit einem solchen System waren so überzeugend, dass sich daraus ein eigenständiges Sensorkonzept entwickelt hat [WIL99.2]. Neben der breitbandig konstanten Übertragungseigenschaft bietet es die Möglichkeit der schnellen und räumlich hochauflösenden Charakterisierung ganzer Schnittflächen durch Ultraschalldruckfelder ohne mechanisches Scannen. Um eine begriffliche Abgrenzung zum faseroptischen Vielschichthydrophon zu erleichtern, wird dieses Messsystem hier und im Folgenden als „optisches Vielschichtflächenhydrophon“ bezeichnet. Mittlerweile haben international auch andere Forschergruppen einen ähnlichen Weg beschritten. So wurden Ultraschallmessungen mithilfe eines Low-Finesse-Fabry-Perot-Filters, bestehend aus einer auf ein Glassubstrat aufgeklebten 23 bzw. 50  $\mu\text{m}$  dicken Polymerfolie [BEA99], [BEA00.2], [BEA00.3] und mithilfe eines 4 mm dicken Etalons [HAM00] durchgeführt. Der wesentliche Unterschied dieser Systeme zu dem hier beschriebenen ist, dass das in Kap. 3 entwickelte Interferenzfiltersystem eine extrem geringe Gesamtdicke des Sensors und damit eine besonders große akustische Bandbreite besitzt. Die Gesamtdicke des 19-Schicht-Systems beträgt ca. 1,9  $\mu\text{m}$  und davon trägt akustisch wiederum nur ein noch dünnerer zentraler Bereich des Schichtsystems zum Messsignal bei, während die äußeren Schichten nur dem (statischen) Aufbau der hohen optischen Finesse dienen (vgl. Kap. 3.2.6 und Kap. 3.2.9). Die Sensordicke bleibt damit auch für Ultraschallfrequenzen von mehreren 100 MHz deutlich unterhalb der akustischen Wellenlänge, so dass Schwankungen der Übertragungseigenschaft aufgrund von Dickenresonanzen im Sensorelement nicht auftreten.

In Kap. 5.1 werden der experimentelle Aufbau des optischen Vielschichtflächenhydrophons für den Fall senkrechten Lichteinfalls beschrieben und der Vergleich einer Impulsmessung mit dem Ergebnis der entsprechenden Fasersensormessung vorgenommen. Anhand eines Linienscans durch den Fokusbereich eines Ultraschallwandlers wird das Prinzip des Vielschichtflächensensors als Detektorarray demonstriert. Der in Kap. 5.2 beschriebene Aufbau

mit schrägem Lichteinfall besitzt für Punktmessungen einige prinzipielle technische Vorteile gegenüber der Variante mit senkrechter Beleuchtung. Er stellt das Resultat der Minimierung des apparativen Aufwandes der in dieser Arbeit erwähnten optischen Ultraschallmesstechnik dar, was eine der Zielsetzungen bei der Entwicklung der optischen Interferenzschichtsensoren war.

## 5.1 Senkrechter Lichteinfall

Als Sensorelement diente hier ein mit einem 19-Schicht-Interferenzfiltersystem belegtes Glassubstrat. Bei den ersten Messungen wurde ein ca. 2,4 mm dickes Substrat mit 30 mm Durchmesser verwendet, das aus dem Vorversuch der zweiten Faserbeschichtungscharge stammte (vgl. Kap. 4.1). Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 5.1 skizziert. Das Sensorelement wird an der Wasseroberfläche positioniert. Die beschichtete Seite wird leicht eingetaucht und befindet sich bei den durchgeführten Impulsmessungen in der Fokalebene des Ultraschallwandlers, der durch einen Impulsgenerator angeregt wird. Die Reflexionsgradmodulation des Schichtsystems wird mithilfe eines freien, auf der Rückseite des Substrats senkrecht einfallenden, fokussierten Laserstrahls einer optisch isolierten Laserdiode mit externem Resonator ( $\lambda = 672 \text{ nm}$ ,  $P = 10 \text{ mW}$ ) bestimmt. Der am Schichtsystem reflektierte Lichtanteil wird wie im Aufbau des faseroptischen Vielschichthydrophons über den Strahlteiler ausgekoppelt und durch einen Photodetektor gemessen.

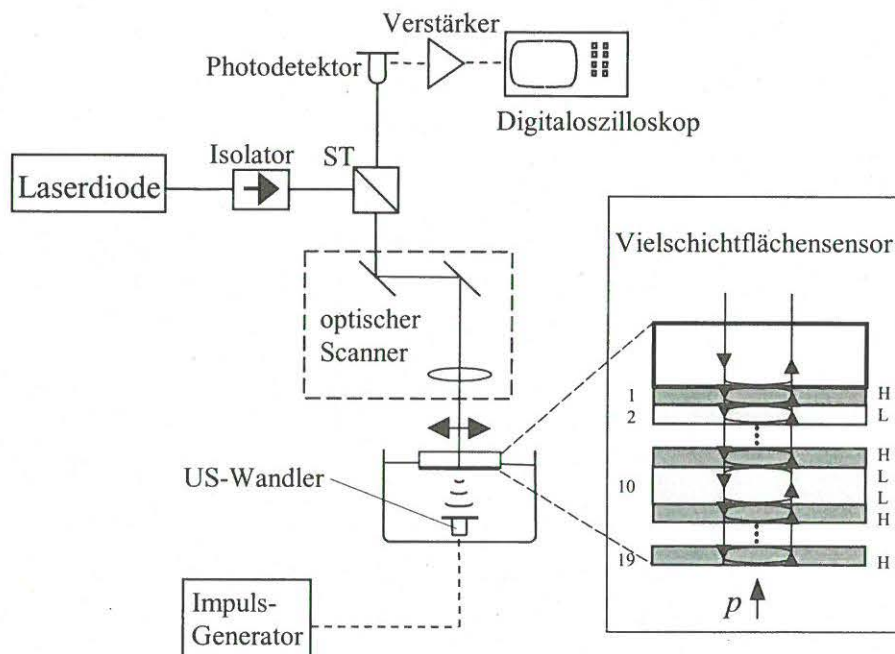


Abb. 5.1: Aufbau des Vielschichtflächenhydrophons zur Messung von Ultraschallimpulsen eines fokussierenden Breitbandwandlers; Ausschnittsvergrößerung: Aufbau des dielektrischen Schichtsystems.



Da die Rückseite des Glassubstrates in diesem Fall nicht antireflexbeschichtet war, wurde ein Glyzerinfilm zur Ausblendung von Reflexionen aus dem Strahlengang und zur Verhinderung optischer stehender Wellen im Substrat aufgebracht. Die Laserspotgröße und -position auf dem Schichtsystem definieren das effektive Sensorelement. Durch Verschieben des Spots können nacheinander lateral versetzte Sensorelemente erzeugt werden. Insgesamt entsteht auf diese Weise ein Detektorarray. Unter Verwendung optischer Scantechnik können so zweidimensionale Feldverteilungen sehr schnell mit hoher Ortsauflösung gemessen werden, da im Gegensatz zum konventionellen Scannen mit Einzelelement-Hydrophonen wenige oder gar keine mechanischen Komponenten bewegt werden müssen.

### 5.1.1 Impulsvergleichsmessung

In Abb. 5.2 ist das Ergebnis der Impulsmessung am Ort maximaler Schalldruckamplitude im Feld von Wandler B (vgl. Abb. 4.9) im Vergleich mit den entsprechenden Messergebnissen des faseroptischen Vielschichthydrophons und eines Marconi Membranhydrophons (Durchmesser der empfindlichen Fläche: 0,5 mm) dargestellt. Gezeigt sind die auf den Spitzenwert normierten Schalldruck-Zeitverläufe. Für das Signal des Membranhydrophons wurde numerisch eine Korrektur für den Einfluss der elektrischen Last und der Dickenresonanz durchgeführt [KOC99.1]. Die analoge Detektionsbandbreite betrug für alle drei Messungen ca. 25 MHz bei einer Samplingrate von 250 MS/s.

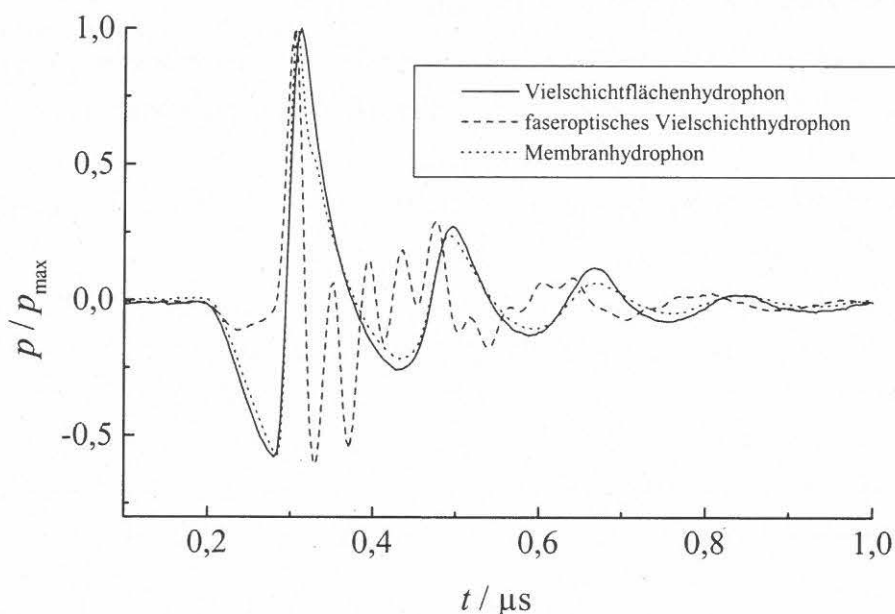


Abb. 5.2: Auf den Spitzenwert normierte Messsignale des Vielschichtflächenhydrophons (20-fach gemittelt), des faseroptischen Vielschichthydrophons (20-fach gemittelt) und eines Membranhydrophons (Ezelimpuls, korrigiert); Wandler B.

Man erkennt deutlich die sehr gute Übereinstimmung der Impulsformen aus den Messungen mit dem Vielschichtflächensensor und dem Membranhydrophon. Die Abweichungen im

hinteren Teil des Impulszuges können durch die unterschiedlichen Empfängerdurchmesser der beiden Messsysteme oder durch Positionierungenauigkeiten beim Austausch der Hydrophone entstanden sein. Im Vergleich dazu werden die starken charakteristischen Abweichungen des Fasersensorsignals deutlich. Aufgrund der Randeffekte am Faserende kommt es zu einer Verschiebung der mittleren Frequenz. An den stark ausgeprägten Oszillationen mit einer charakteristischen Frequenz von ca. 24 MHz wird außerdem eine Resonanzeigenschaft des Faserendes deutlich. Diese Effekte treten im Fall des Vielschichtflächensensors aufgrund des vergrößerten Empfängerkörpers, der die laterale Ausdehnung des fokussierten Schallfeldes überragt, offensichtlich nicht auf.

Das Signal-Rauschverhältnis beträgt bei der Vielschichtflächensensormessung für einen Einzelimpuls ca. 32 dB und für den 20-fach gemittelten Impuls ca. 50 dB, was auf einen minimal detektierbaren Schalldruck von ca. 80 bzw. ca. 10 kPa führt. (Der Maximaldruck der Signale in Abb. 5.2 beträgt ca. 3,5 MPa.) Nach ca. 0,85  $\mu$ s wird das Messsignal durch die an der Rückseite des Substrates reflektierte und wiederum das Schichtsystem passierende Schallwelle gestört. Durch die Verwendung eines dickeren oder stärker schallabsorbierenden Substrates kann das Zeitfenster für ungestörte Impulsmessungen verlängert werden. Für weitere Messungen (vgl. Kap. 6) wurden 6,5 mm dicke Substrate (25 mm Durchmesser) mit Schichtsystemen belegt. Durch Einsatz eines Prismas als Substrat für das Schichtsystem ist auch die Reflexion der akustischen Welle in einen seitlich angebrachten Absorber möglich.

### 5.1.2 Vielschichtflächenhydrophon als Detektorarray

Um die Einsatzmöglichkeit des Vielschichtflächensensors als Detektorarray zu demonstrieren, wurde ein Linienscan durch den Fokusbereich des Wandlers B durchgeführt [WIL99.2]. In diesem ersten Experiment wurde die Translation des Laserspots manuell vorgenommen. Mithilfe eines Verschiebetisches mit Mikrometerschraube wurde ein Umlenkspiegel zusammen mit der Fokussierlinse in  $x$ -Richtung verschoben (vgl. Abb. 5.1). Der Laserspot wurde in Schritten von 0,25 mm über eine Distanz von 4,5 mm verschoben, während Wandler und Sensor ortsfest blieben. An jeder Position wurde das Schalldruck-Zeitsignal bei repetierender Beschallung detektiert und gespeichert. Das Gesamtergebnis der Messung ist in Abb. 5.3 als pseudo-dreidimensionales Diagramm dargestellt. Man erkennt die laterale Struktur und die Drucküberhöhung im Fokus des Schallfeldes. Die volle Halbwertsbreite bei halbem Maximum (FWHM) der positiven Druckspitze beträgt in  $x$ -Richtung ca. 1,2 mm.

Eine Automation der Scanvorrichtung, die nur wenige oder gar keine beweglichen mechanischen Komponenten umfasst (Strahlableitung z. B. durch Polygonspiegel oder Braggzellen), erlaubt in Verbindung mit einer automatischen Datenspeicherung die sehr schnelle Untersuchung zweidimensionaler Ultraschallfelder. Auch eine parallele Auswertung der Signale verschiedener Sensorpunkte ist mit dem Vielschichtflächensensor möglich und liefert direkt hochauflösende Bilder von Ultraschallfeldern in einer oder in zwei Dimensionen.

Das gesamte Sensorarray kann dazu durch einen aufgeweiteten kollimierten Laserstrahl einer leistungsstarken Laserdiode beleuchtet werden und die einzelne Photodiode wird durch ein Array von Mikrolinsen und Photodioden ersetzt (Abb. 5.4). Jede Mikrolinse definiert dann entsprechend der Abbildungsgeometrie ein Element des Sensorarrays. Die Datenerfassung ist bei einem solchen System zwar komplizierter als bei einem scannenden System, dafür ermöglicht es jedoch die Erfassung zweidimensionaler, sich nicht wiederholender Ultraschallfeldverteilungen.

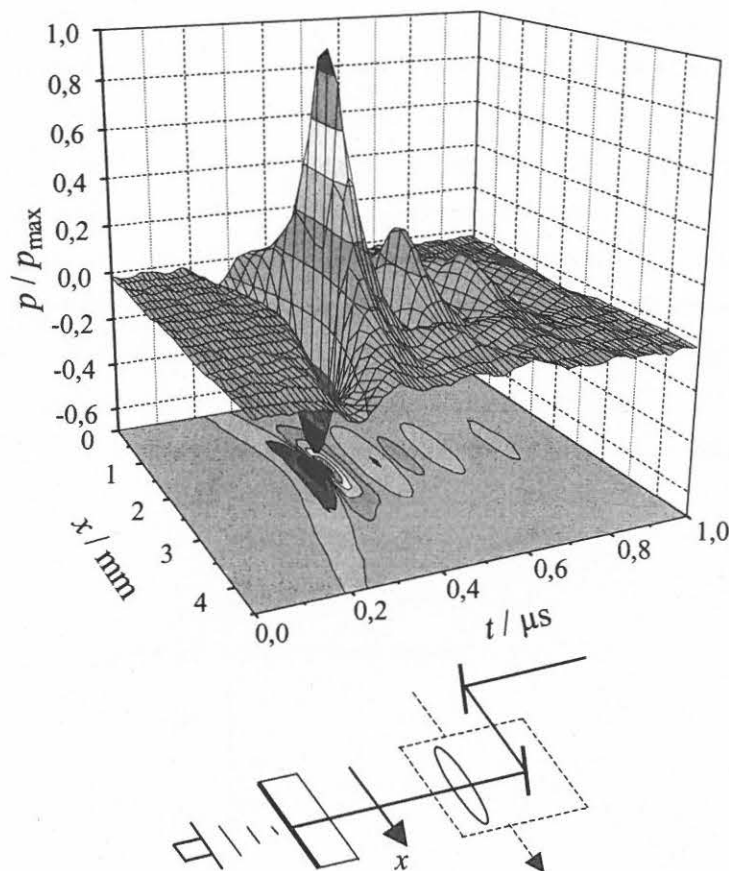


Abb. 5.3: Linienscan durch den Fokusbereich eines Ultraschallimpulses; normierte Schalldruck-Zeitverläufe an unterschiedlichen Positionen  $x$ ; Wandler B. Unten: Geometrie der Messung, Verschiebung des Laserspots in  $x$ -Richtung.

Zur Untersuchung periodisch wiederkehrender Felder ist alternativ zum scannenden Aufbau oder der Verwendung eines Photodiodenarrays auch der Einsatz einer CCD-Kamera zusammen mit einer gepulsten Laserdiode denkbar, die wiederum das gesamte Sensorarray ausleuchtet. Die Laserdiode wird durch ein Triggersignal der Impulsanregung gesteuert und die Kamera nimmt das Bild der räumlichen Ultraschalldruckverteilung im Moment der Beleuchtung auf. Durch eine Serie von Aufnahmen mit veränderter Verzögerungszeit zwischen der akustischen Impulsanregung und dem Beleuchtungsimpuls von Bild zu Bild



können die Schalldruck-Zeitverläufe für jeden Bildpunkt erfasst werden (Boxcar-Verfahren). Problematisch könnte sich bei dieser Variante allerdings der im Vergleich zur akustisch hervorgerufenen Helligkeitsänderung relativ große DC-Lichtanteil (Untergrund) auswirken, da der Dynamikbereich bei CCD-Kameras mit konventioneller Bilderfassungselektronik bei weitem geringer ist als bei Photodioden bzw. Photodiodenarrays.

Neben der Charakterisierung von Ultraschallsendewandlern (*beam calibrator*) [PRE88], [HUR00] gibt es ein breites Anwendungsfeld für räumlich und zeitlich hochauflösende Empfängerarrays, z. B. im Zusammenhang mit *NDT* (*Non Destructive Testing*) von inhomogenen oder porösen Materialien durch Auswertung der Ultraschalltransmissionseigenschaften (Ultraschalltransmissionsmikroskopie). Auch im Zusammenhang mit Impuls-Echo-Verfahren erlaubt ein solches Empfängerarray den Einsatz hoher Frequenzen und damit die Detektion sehr feiner Strukturen. In dieser Anwendung muss im Gegensatz zur verbreiteten Messtechnik mit kombinierten Sende- und Empfangswandlern ein separater Sendewandler verwendet werden. Bei der photoakustischen Bildgebung zur Untersuchung von weichem Gewebe werden z. B. kurze Laserlichtimpulse in ein optisch absorbierendes Medium eingestrahlt. Zur Detektion der dabei entstehenden sehr breitbandigen thermoelastischen Wellen können optische Empfänger und Empfängerarrays besonders vorteilhaft eingesetzt werden [PAL97], [PAL99], [BEA00.2].

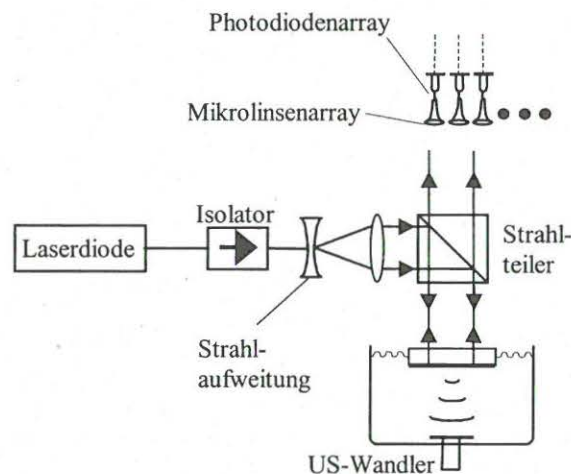


Abb. 5.4: Aufbau zur parallelen Detektion der räumlichen Ultraschalldruckverteilung mithilfe eines Mikrolinsen- und eines Photodiodenarrays.

## 5.2 Nicht-senkrechter Lichteinfall

Für den Einsatz als Einzelement-Hydrophon kann der Vielschichtflächensensor besonders vorteilhaft auch unter nicht-senkrechtem Lichteinfall verwendet werden, so dass hin- und rücklaufender Lichtweg getrennt sind [WIL00.1]. Diese in Abb. 5.5 dargestellte Anordnung besitzt den Vorteil, dass nur ein Minimum an optischen Bauteilen benötigt wird, da der optische Isolator und der Strahlteiler entfallen. Außer dem beschichteten Sensorelement

werden nur zwei Linsen, eine Lichtquelle und ein Photodetektor benötigt. Optische Reflexionen an der Substratrückseite sind bei dieser Anordnung räumlich vom am Schichtsystem reflektierten Licht getrennt und können auf einfache Weise ausgeblendet werden.

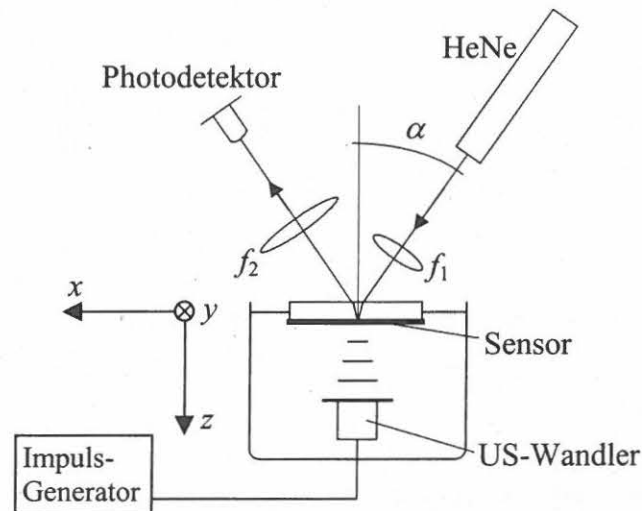


Abb. 5.5: Vielschichtflächenhydrophon mit nicht-senkrechtem Lichteinfall.

Aufgrund der optimalen Lichtausnutzung der Anordnung kann schon mit einer geringen Laserleistung, z. B. 1,5 mW eines kleinen HeNe-Lasers, ein gutes Signal-Rauschverhältnis erreicht werden. Bei diesem Laser treten aufgrund des kurzen Resonators keine störenden Intermodenschwebungen auf und es entsteht außerdem ein geringerer Rauschuntergrund im Messsignal als bei der Verwendung einer frei emittierenden Laserdiode ähnlicher Ausgangsleistung (vgl. Kap. 4.4.2). Während in der Anordnung mit senkrechtem Lichteinfall die Laserwellenlänge auf den Arbeitspunkt des jeweiligen Sensorschichtsystems abgestimmt wurde, ergibt sich hier die Möglichkeit bei fester Laserwellenlänge des HeNe-Lasers eine Abstimmung über den Beleuchtungswinkel  $\alpha$  (zur Flächennormalen in Luft) vorzunehmen („Winkeltuning“).

### 5.2.1 Arbeitspunkte und Detektionssteilheiten für p- und s-Polarisation

Bei Variation von  $\alpha$  ändern sich zunächst die Ausbreitungswinkel  $\theta_i$  ( $i = 0, \dots, N+1$ ) der Lichtwellen im Substrat, in den Schichten und im Wasser entsprechend des Brechungsgesetzes. Das führt zum einen zur Änderung der winkelabhängigen optischen Phasendicken  $\phi_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ) aller Schichten (Gl. (3.6)) und damit zu einer spektralen Verschiebung des Arbeitspunktes. Zum anderen hängen auch die Fresnelkoeffizienten (Gl. (3.27), Gl. (3.28)) durch die winkel- und polarisationsabhängigen optischen Admittanzen (Gl. (3.13), Gl. (3.14)) von  $\alpha$  ab, so dass sich eine Veränderung der Finesse des Schichtsystems ergibt.

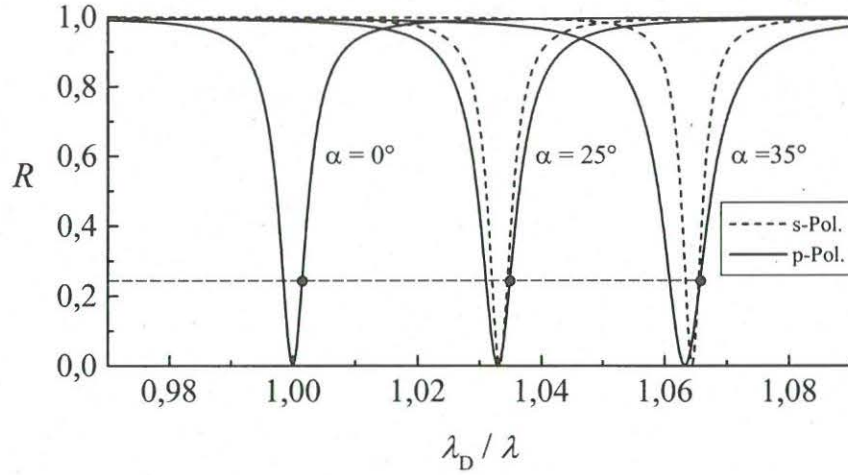


Abb. 5.6: Reflexionsgradverläufe für 19-Schicht-Interferenzfiltersysteme für verschiedene Lichteinfallswinkel  $\alpha$  (in Luft) für p- und s-Polarisation; Arbeitspunkte maximaler Detektionssteilheit (•).

Beide Effekte werden anhand der in Abb. 5.6 beispielhaft dargestellten Reflexionsgradverläufe für das 19-Schicht-Interferenzfiltersystem für  $\alpha = 0^\circ$ ,  $25^\circ$  und  $35^\circ$  deutlich. Mit zunehmendem  $\alpha$  wächst das Verhältnis von Designwellenlänge  $\lambda_D = 4n_i d_i$  ( $i \neq 10$ ) zur Laserwellenlänge  $\lambda$  am Arbeitspunkt. Bei  $\alpha = 35^\circ$  wird z. B. der Arbeitspunkt eines Schichtsystems mit der Designwellenlänge von 675 nm (Transmissionsmaximum bei senkrechtem Lichteinfall) mit einer Laserwellenlänge von ca. 633 nm erreicht. Mit zunehmendem  $\alpha$  werden ferner für p-polarisiertes Licht die Transmissionslinien breiter, während für s-polarisiertes Licht eine Verschmälerung zu beobachten ist.

Zur Berechnung der Detektionssteilheiten  $D$  für den Flächensensor wird das in Kap. 3.2.1 beschriebene Modell etwas verändert. Während im Fall des Fasersensors die Anregung einer Dehnwelle auf einem elastischen Stab angenommen wurde, entspricht der Einfall einer ebenen Schallwelle auf den Flächensensor eher der Wechselwirkung mit einem elastischen Halbraum. Unter dieser Annahme wird im Festkörper eine sich in  $z$ -Richtung ausbreitende Longitudinalwelle angeregt und die radiale Dehnung  $\partial u / \partial r$  ist gleich Null. Damit erhält man aus Gl. (3.55):

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\tau_z}{\lambda + 2\bar{\mu}}. \quad (5.1)$$

Die Schichtdickenänderung der  $i$ -ten Schicht ergibt sich damit aus:

$$\Delta d_i = \frac{\tau_z(z_i)}{\lambda + 2\bar{\mu}} d_i = \frac{-t_{pWG} P}{\rho_i v_{0i}^2}, \quad i = 1, \dots, N \quad (5.2)$$

mit dem Transmissionskoeffizienten  $t_{pWG}$  des Schalldruckes für den Übergang von Wasser nach Glas und der Longitudinalwellengeschwindigkeit  $v_{0i}$  der  $i$ -ten Schicht (vgl. Tab. 3.1).



Aufgrund der verschwindenden Radialkomponente der Dehnung ergibt sich außerdem für den dehnungsoptischen Effekt anstelle von Gl. (3.72):

$$\Delta n_i = -\frac{1}{2} n_i^3 \frac{\tau_z(z_i)}{\rho_i v_{0i}^2} p_{12i} = \frac{1}{2} n_i^3 \frac{t_{pWG} P}{\rho_i v_{0i}^2} p_{12i}, \quad i = 0, \dots, N. \quad (5.3)$$

Bei nicht-senkrechtem Lichteinfall auf den Flächensensor muss noch ein zusätzlicher Effekt berücksichtigt werden: die mechanische Belastung der als optisch isotrop angenommenen Schichten ruft eine optische Anisotropie in Form von Spannungsdoppelbrechung hervor. Bei gleichmäßiger Spannung (im beleuchteten Bereich) nimmt die Substanz die optischen Eigenschaften eines einachsigen doppelbrechenden Kristalls an, wobei die optische Achse in Richtung der Belastung liegt (hier:  $z$ -Achse, vgl. Abb. 5.5) und die erzwungene Doppelbrechung proportional zur Spannung ist [HEC89].

Für den Fall einer  $s$ -polarisierten einfallenden Lichtwelle ändert sich durch die Spannungsdoppelbrechung nichts, da das  $E$ -Feld für alle Ausbreitungswinkel  $\theta$  senkrecht sowohl zur Ausbreitungsrichtung als auch zur optischen Achse steht und somit nur die  $y$ -Komponente der Brechzahländerung (Gl. (3.67)) ausschlaggebend ist (*ordentliche Welle*). Der dehnungsoptische Effekt im Sensor wird also durch Gl. (5.3) beschrieben.

Im Fall der  $p$ -Polarisation der einfallenden Lichtwelle besitzt das  $E$ -Feld eine Komponente in  $z$ -Richtung und es breitet sich eine *außerordentliche Welle* aus. Zusätzlich zur Brechzahlmodulation in  $y$ -Richtung (vgl. Gl. (5.3)):

$$\Delta n_{yi} = \frac{1}{2} n_i^3 \frac{t_{pWG} P}{\rho_i v_{0i}^2} p_{12i} \quad i = 0, \dots, N \quad (5.4)$$

erhält man aus der dritten Komponente von Gl. (3.67) im  $i$ -ten Medium:

$$\Delta n_{xi} = \frac{1}{2} n_i^3 \frac{t_{pWG} P}{\rho_i v_{0i}^2} p_{11i} \quad i = 0, \dots, N. \quad (5.5)$$

Die wirksame Brechzahl  $n_{effi}$  einer sich unter dem Winkel  $\theta_i$  zur optischen Achse ausbreitenden außerordentlichen Welle ergibt sich aus den Hauptachsen des Indexellipsoids  $n_{zi}$  und  $n_{yi}$  durch [KLE70]:

$$\frac{1}{n_{effi}^2} = \frac{\sin^2 \theta_i}{n_{zi}^2} + \frac{\cos^2 \theta_i}{n_{yi}^2}. \quad (5.6)$$

Die Brechzahlen  $n_{zi}$  und  $n_{yi}$  für die Lichtausbreitung in der  $xy$ -Ebene bzw. entlang der  $z$ -Achse werden durch den dehnungsoptischen Effekt beeinflusst und es gilt:

$$n_{yi} = n_i + \Delta n_{yi} \quad (5.7)$$

und:  $n_{zi} = n_i + \Delta n_{zi}$ . (5.8)

Unter Berücksichtigung aller genannten Winkelabhängigkeiten ergeben sich für das 19-Schicht-Interferenzfiltersystem die in Abb. 5.7(a) dargestellten maximalen Detektionssteilheiten  $D_{\max}$  am jeweiligen, in Abb. 5.7(b) dargestellten Arbeitspunkt. Für  $\alpha = 0^\circ$  erhält man aufgrund der veränderten Modellannahmen zur akustischen Wellenausbreitung für den Vielschichtflächensensor eine etwas geringere Detektionssteilheit von  $D_{\max} = 2,78 \times 10^{-3} / \text{MPa}$  als im Fall des 19-Schicht-Fasersensors ( $D_{\max} = 3,39 \times 10^{-3} / \text{MPa}$ , vgl. Abb. 3.7). Mit zunehmendem Einfallswinkel  $\alpha$  steigt  $D_{\max}$  für s-Polarisation und sinkt für p-Polarisation des einfallenden Lichts. Die Ergebnisse zusätzlich durchgeführter Berechnungen für p-Polarisation unter Vernachlässigung der Spannungsdoppelbrechung zeigen, dass dieser Effekt für die verwendeten Parameter im Winkelbereich  $\alpha \leq 50^\circ$  nur eine geringe Bedeutung besitzt.

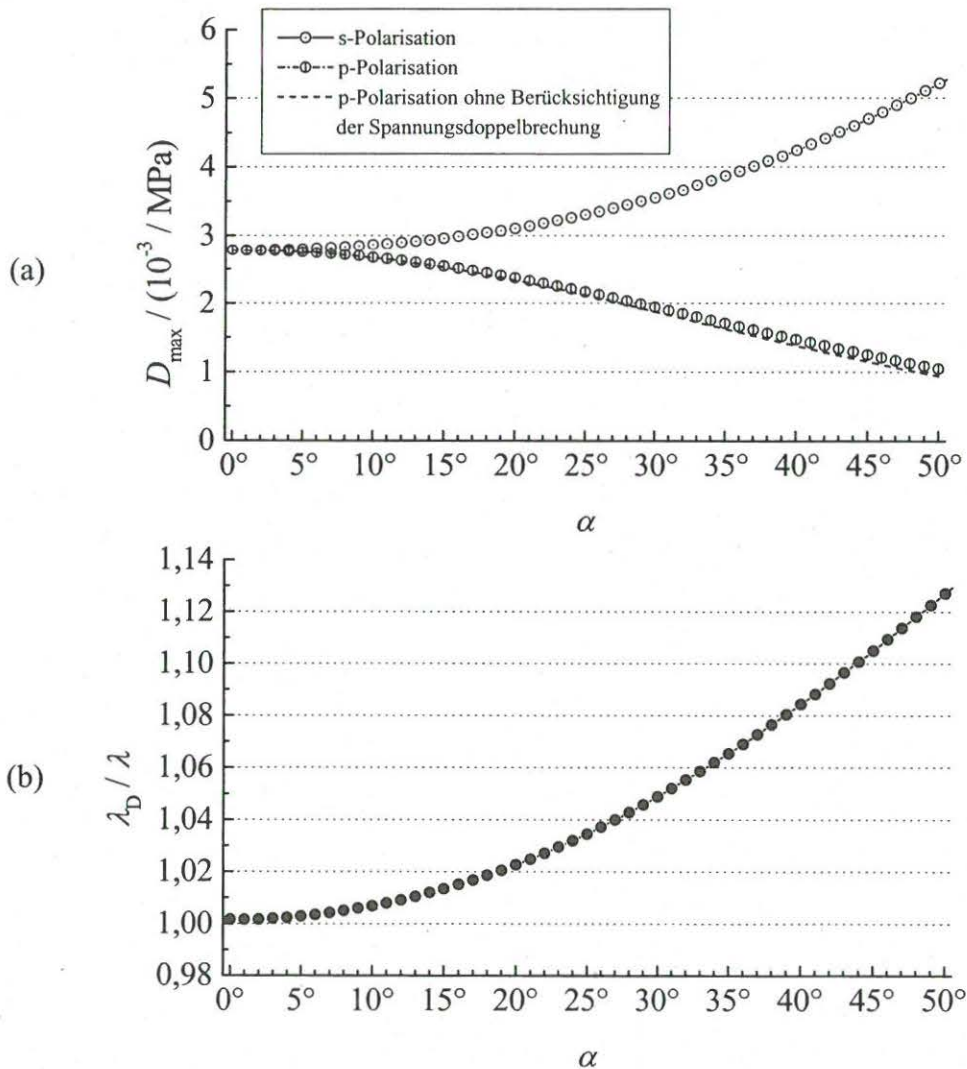


Abb. 5.7: Winkelabhängige Detektionssteilheiten  $D_{\max}(\alpha)$  des 19-Schicht-Interferenzfiltersystems für s- und p-Polarisation (a) und Verschiebung des Arbeitspunktes für beide Polarisationsrichtungen (b).

### 5.2.2 Bestimmung der lateralen Auflösung

Die laterale Auflösung bei akustischen Messungen mit dem Vielschichtflächenhydrophon wird durch die Spotgröße des fokussierten Laserstrahls im Schichtsystem bestimmt. Sie hängt also ab vom Strahldurchmesser des Lasers, von der Brennweite der Fokussierlinse  $f_1$  (vgl. Abb. 5.5) und von deren Abstand vom Schichtsystem, der idealerweise der Brennweite entsprechen sollte. Entsprechend dem Strahlprofil des verwendeten HeNe-Lasers erhält man im Fokus ein gaußförmiges Profil der Lichtintensität. Bei nicht-senkrechter Beleuchtung des Schichtsystems ergibt sich anstelle eines kreisförmigen Spots eine empfindliche Fläche mit elliptischem Querschnitt. Für die Spotbreite (volle Breite bei dem 1/e-fachen Wert des Maximums) in der Lichteinfallsebene  $w_{x1/e}$  ergibt sich mit zunehmendem Lichtausbreitungswinkel  $\theta$  im Schichtsystem gegenüber der Spotbreite senkrecht dazu  $w_{y1/e}$  eine Erhöhung. Eine Abschätzung nach oben ergibt sich, wenn man den Ausbreitungswinkel  $\theta_{10}$  in der niedrigbrechenden zentralen Abstandsschicht zu Grunde legt, für den gilt:

$$\sin \theta_{10} = \frac{\sin \alpha}{n_{10}} = \frac{\sin \alpha}{1,48} \quad (5.9)$$

Für das Verhältnis der Spotbreiten gilt dann:

$$\frac{w_{x1/e}}{w_{y1/e}} = \frac{1}{\cos \theta_{10}} \quad (5.10)$$

Die tatsächliche Spotgröße im realisierten Aufbau ( $\alpha = 35^\circ$ ,  $f_1 = 31 \text{ mm}$ ) kann mithilfe eines Abtastverfahrens experimentell bestimmt werden. Es wurde zunächst eine dünne Blende (Rasierklunge) auf dem Schichtsystem befestigt. Anschließend wurde die Blende zusammen mit dem Sensor in  $x$ -Richtung verschoben und der transmittierte Laserstrahl zunehmend abgeblendet. Mithilfe einer unterhalb des Schichtsystems positionierten Photodiode wurde die Intensität des transmittierten Strahls in Abhängigkeit von der Verschiebung  $x$  der Blende gemessen. Die Ableitung der gemessenen Signalspannung  $U(x)$  nach  $x$  ergibt das relative laterale Intensitätsprofil in  $x$ -Richtung (Abb. 5.8). Man erkennt die gute Übereinstimmung mit einem Gaußprofil. Die ermittelte Breite in  $x$ -Richtung beträgt  $w_{x1/e} = 62 \text{ }\mu\text{m}$ . Aus Gl. (5.9) und Gl. (5.10) ergibt sich für  $\alpha = 35^\circ$  ein Verhältnis der Spotbreiten von 1,08 und damit eine Breite in  $y$ -Richtung von  $w_{y1/e} = 57 \text{ }\mu\text{m}$ .



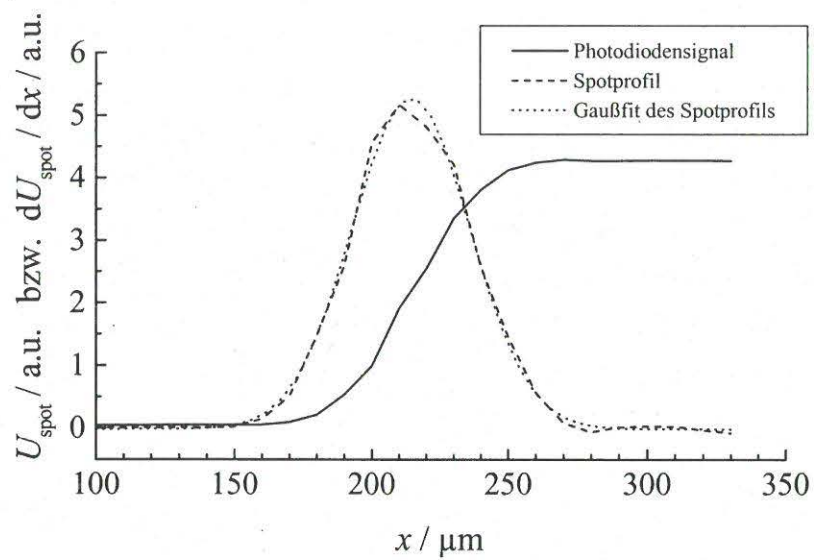


Abb. 5.8: Experimentelle Bestimmung des Spotdurchmessers und -profils durch Verschiebung einer Blende.

## 6 Akustische Übertragungseigenschaften der optischen Vielschichthydrophone

Bei den Messungen breitbandiger Ultraschallimpulse mit dem faseroptischen Vielschichthydrophon wurde bereits eine recht stark frequenzabhängige Übertragungscharakteristik des Sensorsystems deutlich (Kap. 4.3). Die Vergleichsmessung mit dem Vielschichtflächenhydrophon in Kap. 5.1.1 hat gezeigt, dass die akustischen Eigenschaften des Faserendes dabei eine entscheidende Rolle spielen.

In diesem Kapitel werden die Übertragungseigenschaften der Vielschichthydrophone sowohl experimentell als auch theoretisch eingehend untersucht. Zunächst erfolgt in Kap. 6.1 die experimentelle Bestimmung der Übertragungsfunktionen mithilfe eines primären interferometrischen Kalibrierverfahrens. Es wird gezeigt, dass das optische Vielschichtflächenhydrophon in einem weiten Frequenzbereich eine sehr glatte Übertragungsfunktion besitzt. Dieses Messsystem bietet sich deshalb besonders vorteilhaft für die Verwendung als Referenzhydrophon an.

Darauf aufbauend wird in Kap. 6.2 ein Verfahren zur sekundären Kalibrierung von Hydrophonen mit kleinem Durchmesser des sensitiven Elementes vorgestellt. Mithilfe dieser Technik lässt sich die komplexe Übertragungsfunktion eines zu kalibrierenden Hydrophons sehr schnell auf der Basis nur einer oder weniger Messungen breitbandiger fokussierter Ultraschallimpulse bestimmen.

Die experimentell ermittelte komplexe Übertragungsfunktion des faseroptischen Vielschicht-sensors ermöglicht nun die Bestimmung der absoluten Schalldruckverläufe aus den gemessenen Signalspannungsverläufen. In Kap. 6.3 wird dieses Prinzip der Impulsentfaltung anhand einiger Messbeispiele dargestellt.

Um ein theoretisches Verständnis für die experimentell erhaltene Übertragungsfunktion zu gewinnen, wird in Kap. 6.4 die komplizierte Wirkung einer auf das Faserende treffenden Schallwelle theoretisch modelliert und simuliert. Mithilfe von Finite-Elemente-Methoden (FEM) im Zeitbereich werden die unterschiedlichen Wechselwirkungseffekte verdeutlicht und die Impulsantwort des Fasersensors bestimmt. Die daraus abgeleitete theoretische Übertragungsfunktion im Frequenzbereich wird mit der experimentell gewonnenen verglichen.

Die Ergebnisse der Simulationen führen schließlich u. a. auch auf die in Kap. 6.5 beschriebenen und experimentell erprobten alternativen Sensorformen zur Verbesserung der Übertragungscharakteristik der faseroptischen Vielschichthydrophone. Insbesondere die Verwendung asymmetrischer Faserstirnflächen mit exzentrischem lichtführenden Kern erweist sich als praktikable Alternative, die einen deutlich glatteren Verlauf der Übertragungsfunktion bietet.

## 6.1 Bestimmung der Übertragungsfunktionen mithilfe eines optischen Kalibrierverfahrens

Für die Bestimmung der Übertragungsfunktion von Hydrophonen im Frequenzbereich von 0,5 bis 20 MHz werden in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt seit langem vor allem die (primäre) Reziprozitäts- und die (sekundäre) Substitutionskalibrierung eingesetzt.<sup>8</sup> Beide Verfahren liefern entweder die Übertragungsfaktoren an diskreten Frequenzpunkten oder im Falle der *Time-Delay Spectrometry* (TDS) eine frequenzkontinuierliche Übertragungsfunktion [LUD88], [LUD94]. Daneben ist auch die primäre Kalibrierung mithilfe der Laserinterferometrie eingesetzt und weiterentwickelt worden [REI81], [REI87.2]. Dieses Verfahren wurde u. a. zur Bestimmung der Übertragungseigenschaften interferometrischer metallbeschichteter Fasersensoren eingesetzt [KOC97.1], [KOC98] und erlaubt mittlerweile die primäre Kalibrierung von Hydrophonen in einem ausgeweitetem Frequenzbereich von 0,5 bis 50 MHz [KOC99.1]. Im folgenden Abschnitt wird dieses Verfahren kurz beschrieben und anschließend werden die Ergebnisse der Kalibrierung des faseroptischen Vielschichthydrophons und des optischen Vielschichtflächenhydrophons dargestellt.

### 6.1.1 Interferometrisches Kalibrierverfahren

Das verwendete optische Kalibrierverfahren beruht auf der Messung der Auslenkung einer dünnen Folie mithilfe eines Michelson-Interferometers. Durch den Vergleich mit der bekannten HeNe-Laserwellenlänge wird die Teilchenverschiebung einer auf die Folie treffenden Ultraschallwelle ermittelt und daraus die Schalldruckamplitude berechnet. Anschließend wird das auf diese Weise charakterisierte Schallfeld mit dem zu kalibrierenden Hydrophon vermessen und die Übertragungsfunktion bestimmt.

#### 6.1.1.1 Aufbau des stabilisierten Interferometers

Der Aufbau zur interferometrischen Hydrophonkalibrierung ist in Abb. 6.1 dargestellt. Eine 2 µm dicke PET-Folie wird an der Wasseroberfläche in einem Behälter positioniert. Die Ultraschallwelle trifft von unten auf die Folie und wird reflektiert, während der Laserstrahl des Messarms von oben auf die Folie fokussiert wird, so dass akusto-optische Wechselwirkung im Lichtweg vermieden wird. Um hohe Schalldruckamplituden für ein ausreichendes Signal-Rauschverhältnis zu erhalten, wird ein fokussierender hochfrequenter breitbandiger Ultraschallsendewandler mit einer PVDF-Folie als aktives Element eingesetzt (Durchmesser: 5 mm, Brennweite: 12,5 mm, zentrale Emissionsfrequenz: 50 MHz, Wandler C). Der Wandler wird durch Tonbursts angeregt, um zunächst die erzeugte Teilchenverschiebung bei diskreten Frequenzen zu bestimmen. Die Anordnung wird so justiert, dass die Schallmessung am Ort

---

<sup>8</sup> „Primär“ bezeichnet in diesem Zusammenhang ein experimentelles Verfahren zur direkten Rückführung der Schalldruckeinheit Pa auf SI-Basiseinheiten. „Sekundär“ bedeutet demgegenüber die Rückführung mithilfe eines Labor- bzw. Gebrauchsnormals (Referenzhydrophon).



maximaler Verschiebung stattfindet. Die Anzahl der Schwingungsperioden wird in Abhängigkeit von der eingestellten Frequenz so gewählt, dass keine Reflexionen des Wellenzuges (z. B. vom Folienrand) während der Messzeit am Ort des Empfängers eintreffen. Das Anregungssignal wird mithilfe eines Synthesizers mit Torschaltung erzeugt, anschließend verstärkt und über eine elektrische Impedanzanpassungsschaltung auf den Eingang des Wandlers gegeben. Nacheinander werden die gewünschten Kalibrierfrequenzen eingestellt. Das Eingangsspannungssignal am Wandler wird mit einem Tastkopf überwacht. Auf diese Weise kann für den zweiten Teil der Kalibrierung, bei der die Folie entfernt, der Wasserstand etwas erhöht und das zu kalibrierende Hydrophon an den Messort gebracht wird, das Vorliegen gleicher Anregungssignale gewährleistet werden.

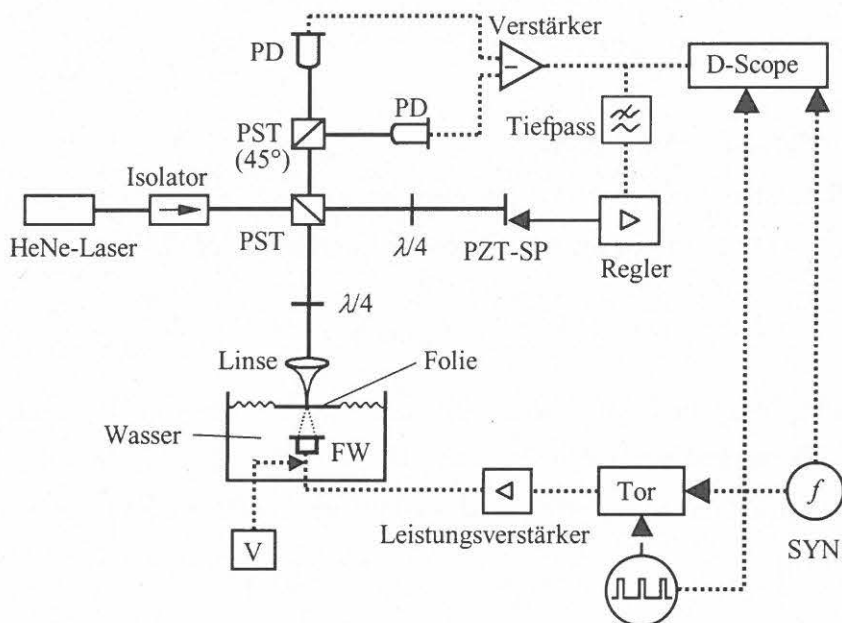


Abb. 6.1: Experimenteller Aufbau zur interferometrischen Kalibrierung; PST: polarisierender Strahlteiler,  $\lambda/4$ : Viertelwellenplatte, PD: Photodiode, PZT-SP: piezoelektrisch verschiebbarer Spiegel, FW: fokussierender Sendewandler, V: Spannungsmessung am Wablereingang, SYN: Synthesizer.

Als Lichtquelle für das Interferometer wird ein HeNe-Laser mit einer Ausgangsleistung von ca. 2 mW eingesetzt. Ein Faraday-Isolator vermeidet Rückreflexionen aus dem optischen Aufbau in den Laser. Mithilfe eines polarisierenden Strahlteilers wird der Laserstrahl (45°-linear polarisiert) im Verhältnis 1:1 in den Mess- und den Referenzarm des Interferometers aufgeteilt. Im Messarm wird das Licht auf die Rückseite der Folie fokussiert (Brennweite der Linse: 50 mm), die zur Erhöhung des optischen Reflexionsgrades mit einer dünnen Aluminiumschicht belegt ist. Im Referenzarm erfolgt die Weglängenabstimmung und Stabilisierung des Interferometers auf den Arbeitspunkt durch die Verschiebung des Referenzspiegels. Dazu wird ein Piezoelement verwendet, das durch einen elektronischen Regelkreis angesteuert wird (Regelbandbreite: ca. 1 kHz). Mithilfe der Polarisationsdrehung

im Mess- und im Referenzarm jeweils um  $90^\circ$  durch zweimaliges Durchlaufen einer Viertelwellenplatte erreicht man einen möglichst geringen, in den Isolator zurücklaufenden Lichtanteil und damit eine optimale Lichtausnutzung. Referenz- und Signallichtwellen sind nach der Überlagerung durch den Strahlteiler senkrecht zueinander polarisiert. Um durch die Interferenz eine Intensitätsmodulation zu erzeugen, werden mithilfe eines zweiten, um  $45^\circ$  zur Zeichenebene gedrehten polarisierenden Strahlteilers die Komponenten gleicher Polarisation beider Wellen selektiert. Man erhält dadurch an den Ausgängen des Strahlteilers Intensitätsmodulationen mit einer relativen Phasenverschiebung von  $\pi$ . Durch den Einsatz eines balancierten Photodetektors mit zwei Photodioden und Differenzphotostromverstärkung wird niederfrequentes Rauschen unterdrückt und der Signalphotostrom wird im Vergleich zur Verwendung nur einer Photodiode erhöht [SCR90]. Die Ausgangsspannung des Photodetektors wird mit einem Digitaloszilloskop dargestellt und gespeichert, wobei die Abtastrate von der eingestellten Frequenz abhängt und der Synthesizer das Triggersignal liefert.

#### 6.1.1.2 Auswertung der Messsignale

Für die resultierende Intensität  $I(t)$  zweier linear und gleich polarisierter kohärenter interferierender Lichtwellen gilt die grundlegende Interferometergleichung (s. z. B. [JON83]):

$$I(t) = I_o + I_r + 2\sqrt{I_o I_r} \cos(\varphi_o - \varphi_r + \Delta\varphi(t)), \quad (6.1)$$

mit den Intensitäten  $I_{o,r}$  und den Phasen  $\varphi_{o,r}$  der Objekt- bzw. der Referenzwelle und der zeitabhängigen Phasenänderung der Objektwelle  $\Delta\varphi(t)$ . Bei der beschriebenen balancierten Detektion gilt aufgrund der Kompensation des Gleichanteils für die Signalspannung  $U_1(t)$ :

$$U_1(t) = U_0 \cos(\varphi_o - \varphi_r + \Delta\varphi(t)), \quad (6.2)$$

mit der Amplitude des Interferenzterms  $U_0$ . Eine Verschiebung der reflektierenden Folie um  $\zeta_i(t) \times t_\zeta$ , wobei  $\zeta_i(t)$  die Teilchenverschiebung der auf die Folie einfallenden Schallwelle und  $t_\zeta$  den Verschiebungstransmissionskoeffizienten der Folie bezeichnen (s. Kap. 6.1.1.3), führt bei Beachtung des Hin- und Rückweges bei einer Lichtwellenlänge  $\lambda$  zu einer Phasenverschiebung der Objektwelle von:

$$\Delta\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} 2t_\zeta \zeta_i(t). \quad (6.3)$$

Am Arbeitspunkt des Interferometers mit  $\varphi_o - \varphi_r = \pi/2$  gilt damit:

$$U_1(t) = U_0 \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} t_\zeta \zeta_i(t)\right) \approx U_0 \frac{4\pi}{\lambda} t_\zeta \zeta_i(t), \quad (6.4)$$

wobei die Näherung der Sinusfunktion durch deren Argument in Gl. (6.4) für Verschiebungen der Folie bis ca.  $\lambda/8$  nur geringe Abweichungen verursacht (lineare Kennlinie am Arbeits-

punkt). Bei korrekter Balancierung besitzt das Spannungssignal am Arbeitspunkt des Interferometers also einen verschwindenden Gleichanteil. Der durch Tiefpassfilterung abgegriffene Gleichanteil (vgl. Abb. 6.1) kann daher zur Stabilisierung auf den Arbeitspunkt genutzt werden (s. Kap. 6.1.1.1). Die Interferenzamplitude  $U_0$  kann bei abgeschalteter Stabilisierungsregelung und ruhender Folie durch Verschiebung des Referenzspiegels um mindestens  $\lambda/2$  als halbe Differenz aus der maximal und der minimal auftretenden Signalspannung ermittelt werden. Die Teilchenverschiebungsamplitude  $\tilde{\zeta}_i(f)$  bei den Anregungsfrequenzen  $f$  ist dann gegeben durch:

$$\tilde{\zeta}_i(f) = \frac{\tilde{U}_i(f) \lambda}{4\pi t_\zeta(f) U_0}, \quad (6.5)$$

wobei die Spannungsamplituden  $\tilde{U}_i(f)$  des Interferometers mithilfe numerischer Fouriertransformationen aus den jeweiligen Spannungs-Zeitsignalen  $U_i(t)$  ermittelt werden. Es wird dabei jeweils der Zeitbereich zwischen dem transienten Beginn und dem Abklingen des Wellenzuges ausgewertet, in dem ein eingeschwungener Zustand vorliegt. Es werden Hammingfenster mit den entsprechenden Korrekturen verwendet. Gegenüber der Amplitudenbestimmung im Zeitbereich besitzt dieses Vorgehen den Vorteil, dass höhere Harmonische, die z. B. aufgrund nichtlinearer Schallausbreitung im Wasser entstehen können, das Ergebnis bei der Anregungsfrequenz nicht verfälschen.

Die Schalldruckamplitude  $\tilde{p}(f)$  ergibt sich aus der gemessenen Teilchenverschiebungsamplitude unter der Annahme ebener Wellen im Fokus des Wandlers durch:

$$\tilde{p}(f) = \frac{2\pi f \rho v_w \tilde{\zeta}_i(f)}{A_v(f) F_{sp}(f)}. \quad (6.6)$$

Dabei bezeichnen  $A_v(f)$  den Frequenzgang des Photodetektors im Interferometer,  $F_{sp}(f)$  frequenzabhängige Korrekturfaktoren für die laterale Mittelung aufgrund der endlichen Ausdehnungen des Laserspots und des empfindlichen Hydrophonelements (s. Kap. 6.1.1.3),  $\rho$  die Dichte und  $v_w$  die Schallausbreitungsgeschwindigkeit von Wasser.

Im Anschluss an die Messung mit dem zu kalibrierenden Hydrophon erfolgt die Auswertung der gemessenen Spannungssignale ebenfalls mithilfe von Fouriertransformationen für alle Anregungsfrequenzen und man erhält die frequenzabhängige Spannungsamplitude des Hydrophons  $\tilde{U}_H(f)$ . Die Amplitudenübertragungsfunktion des Hydrophons ergibt sich dann mit Gl. (6.6) und Gl. (6.5) aus:



$$\begin{aligned}
 H(f) &= \frac{\tilde{U}_H(f)}{\tilde{p}(f)} = \frac{A_v(f)F_{sp}(f)}{2\pi f\rho v_w \tilde{\zeta}_i(f)} \cdot \tilde{U}_H(f) \\
 &= \frac{A_v(f)F_{sp}(f)}{2\pi f\rho v_w} \cdot \frac{4\pi t_\zeta(f)U_0}{\lambda} \cdot \frac{\tilde{U}_H(f)}{\tilde{U}_i(f)}.
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

### 6.1.1.3 Korrekturgrößen

- Verschiebungstransmissionskoeffizient der Folie;  $t_\zeta(f)$

Im Fokus des Ultraschallwandlers befindet sich eine Folie zur Erhöhung des optischen Reflexionsgrades an der Wasseroberfläche. Das einfallende Schallfeld wird an den Grenzflächen der Folie und der dünnen Metallschicht teilweise reflektiert, wodurch die Verschiebung der Folie beeinflusst wird. Im Fokusbereich sind die Phasenfronten annähernd eben und der durch Vielfachreflexionen beeinflusste Verschiebungstransmissionskoeffizient  $t_\zeta(f)$  des Systems kann auf ähnliche Weise wie der Spannungstransmissionskoeffizient in einem Schichtsystem (vgl. Kap. 3.2.1) mithilfe einer Rekursion ermittelt werden. Wie für einen schallweichen Übergang an der Wasseroberfläche erwartet, ergibt sich  $t_\zeta(f=0) = 2$ . Für  $f > 0$  erhält man eine Abnahme, z. B.:  $t_\zeta(f=24 \text{ MHz}) = 1,93$ ,  $t_\zeta(f=50 \text{ MHz}) = 1,75$  [KOC98], [KOC99.1].

- Durchmesser des Laserspots und des empfindlichen Hydrophonelements;  $F_{sp}(f)$

Da die Messungen nicht in weit ausgedehnten ebenen, sondern in fokussierten Schallfeldern erfolgen, muss für hohe Frequenzen eine Korrektur für die Mittelung der Empfänger mit endlichem Durchmesser über die laterale Schalldruckverteilung durchgeführt werden. Zur Beschreibung dieses Effektes wird der fokussierende Sendewandler als ebener Kolbenstrahler (Radius:  $a$ ) mit einer Fokussierlinse der Brennweite  $f_{\text{Linse}}$  aufgefasst [KOC97.1]. Das Fraunhofer-Beugungsmodell [HEC89] liefert dann die theoretische Verschiebungsfeldverteilung im Fokus in Abhängigkeit vom Abstand  $r$  zur Ausbreitungsachse (Airy-Scheiben):

$$\zeta(r) = \zeta_0 \frac{2J_1(k_w ar / f_{\text{Linse}})}{k_w ar / f_{\text{Linse}}}, \tag{6.8}$$

wobei  $J_1$  die Besselfunktion erster Art und erster Ordnung,  $k_w = 2\pi f / c_w$  die akustische Wellenzahl im Wasser und  $\zeta_0$  die Verschiebung auf der Ausbreitungsachse bezeichnen. Die durch einen Empfänger mit dem Radius  $r_{\text{Empf}}$  gemessene Verschiebung ist dann gegeben durch:

$$\zeta_{\text{Mittelung}} = \frac{2}{r_{\text{Empf}}^2} \int_0^{r_{\text{Empf}}} r \zeta(r) dr. \tag{6.9}$$

Mithilfe von Gl. (6.8) und Gl. (6.9) können die gemessenen Mittelwerte in die Maximalwerte des Dauerschallfeldes umgerechnet werden. Im Fall des Interferometers ist dabei der Spotradius des fokussierten Lasers (halbe Breite bei dem 1/e-fachen Wert des Maximums) von ca. 35  $\mu\text{m}$  zu berücksichtigen und im Fall der Hydrophonomessungen der jeweils vorliegende Empfängerradius. Man erhält damit für jede Schallfrequenz zwei zu berücksichtigende Faktoren, die zu der Korrekturfunktion  $F_{\text{Sp}}(f)$  zusammengefasst werden und in Gl. (6.7) eingehen.

- Frequenzgang des Photodetektors;  $A_V(f)$

Der Frequenzgang des Photodetektors im Interferometeraufbau beeinflusst die gemessenen Spannungsamplituden. Zur Bestimmung der notwendigen Korrektur  $A_V(f)$  wurde wie im Fall des Photodetektors der Vielschichthydrophonaufbauten (Kap. 4.2) ein optisches Schwebungsexperiment mit zwei HeNe-Lasern durchgeführt.

#### 6.1.1.4 Unsicherheiten

Die Gesamtmessunsicherheit des interferometrischen Kalibrierverfahrens ergibt sich aus einer Reihe von Unsicherheiten einzelner Messgrößen. Auf ein eingehendes Unsicherheitsbudget wird an dieser Stelle mit dem Verweis auf die detaillierte Darstellung in [KOC99.1] verzichtet. Dort werden für das verwendete Verfahren relative Gesamtunsicherheiten der Übertragungsfunktion von 6,5 % bei 4 MHz, 14,3 % bei 24 MHz und 13,8 % bei 50 MHz für die Kalibrierung von piezoelektrischen Membranhydrophonen angegeben (66 % Vertrauensbereich). Den größten Beitrag dazu liefern die Unsicherheiten bei der Bestimmung des Frequenzgangs des Photodetektors und laterale Schallfeldinhomogenitäten, d. h. Abweichungen von der Radialsymmetrie des Schallfeldes. Für den hier vorliegenden Fall sind für hohe Frequenzen Unsicherheiten in ähnlicher Größe und bei niedrigen Schallfrequenzen unter 8 MHz aufgrund des relativ geringen Signal-Rauschverhältnisses bei den Vielschichtsensor-messungen etwas höhere Unsicherheiten als die oben angegebenen zu erwarten.

#### 6.1.2 Kalibrierung des faseroptischen Vielschichthydrophons

Mit dem beschriebenen Kalibrierverfahren wurde die Übertragungsfunktion des faseroptischen Vielschichthydrophons (Designwellenlänge des 19-Schichtsystems:  $\lambda_D = 681,5 \text{ nm}$ , Laserwellenlänge der gitterstabilisierten Laserdiode:  $\lambda = 680,6 \text{ nm}$ , Laserausgangsleistung:  $P \approx 20 \text{ mW}$ , DC-Ausgangsspannung am Photodetektor:  $U_0 = 616 \text{ mV}$ ) im Bereich von 5 bis 50 MHz in Frequenzschritten von 1 MHz ermittelt [WIL00.2]. Unterhalb von 5 MHz war das Signal-Rauschverhältnis bei der Fasersensormessung für eine sinnvolle Auswertung zu gering. Die Detektionsbandbreite des Oszilloskops betrug 250 MHz und es wurde sowohl bei der Folienmessung als auch bei der Fasersensormessung jeweils zur Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses eine Mittelung über mehrere Wellenzüge durchgeführt. Typische

Spannungsverläufe  $U(t)$  des faseroptischen Vielschichthydrophons bei schmalbandiger Anregung sind in Abb. 6.2 dargestellt. Man erhält i. a. harmonische monofrequente Messsignale, allerdings kommt es in den Frequenzbereichen 11-13 MHz und 29-31 MHz zu deutlichen Verzerrungen. Durch die Auswertung der Spannungsamplituden im Fourierraum wird aber bei der Bestimmung der Übertragungsfunktion jeweils nur die spektrale Komponente bei der Anregungsfrequenz berücksichtigt.

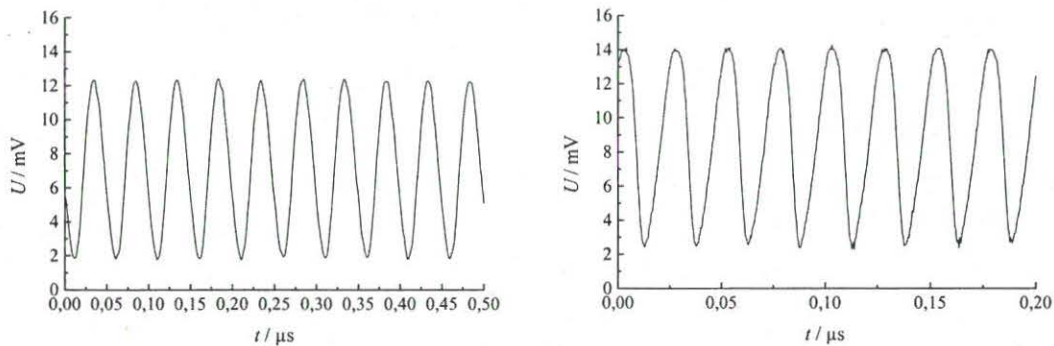


Abb. 6.2: Beispielhafte Messsignale des faseroptischen Vielschichthydrophons bei schmalbandiger Anregung, links: 20 MHz, rechts: 40 MHz.

Für die Empfängerflächenkorrektur im Fall des faseroptischen Sensors wird angenommen, dass die gesamte Stirnfläche einen gleichförmigen Beitrag zum Signal liefert, so dass  $r_{\text{Empf}}$  in Gl. (6.9) dem Faserradius von  $62,5 \mu\text{m}$  entspricht. Damit wird in erster Näherung der Tatsache Rechnung getragen, dass auch Randwelleneffekte einen Einfluss auf das Messsignal besitzen. Da die Empfängerflächenkorrekturen im betrachteten Frequenzbereich im Vergleich zur Messunsicherheit relativ gering sind, ist diese Näherung ausreichend.

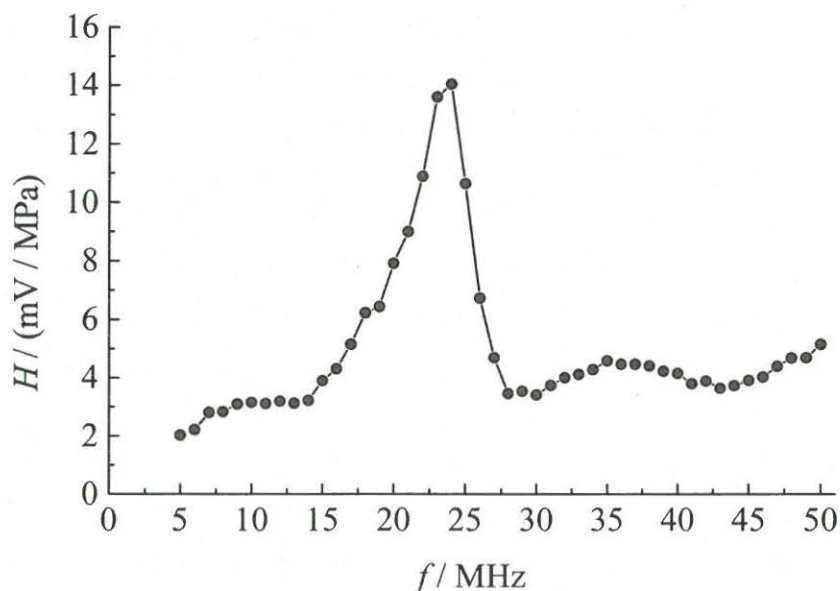


Abb. 6.3: Mithilfe des interferometrischen Kalibrierverfahrens bestimmte Amplitudenübertragungsfunktion  $H(f)$  des faseroptischen Vielschichthydrophons.



Die mithilfe von Gl. (6.7) ermittelte Amplitudenübertragungsfunktion  $H(f)$  ist in Abb. 6.3 dargestellt, wobei in diesem Fall zusätzlich zu den genannten Korrekturen auch der Frequenzgang des beim Vielschichthydrophon verwendeten Photodetektors  $A_{PD}(f)$  (vgl. Messung in Kap. 4.2) kompensiert wurde. Man erkennt in Abb. 6.3 deutlich das Resonanzverhalten des faseroptischen Vielschichtsenors: Bei 24 MHz ist der Übertragungsfaktor fast fünfmal so groß wie außerhalb dieser Überhöhung bei 15 bzw. 30 MHz. Abgesehen von der starken Resonanzüberhöhung ist die Übertragungsfunktion durch eine „Grundwelligkeit“ und eine Abnahme bei kleinen Frequenzen geprägt. Eine genauere qualitative und quantitative Analyse der zugrunde liegenden Effekte erfolgt im Rahmen der theoretischen Beschreibung in Kap. 6.4.

### 6.1.3 Kalibrierung des optischen Vielschichtflächenhydrophons

Auch die Übertragungseigenschaften des optischen Vielschichtflächenhydrophons wurden mithilfe des interferometrischen Kalibrierverfahrens experimentell bestimmt. Die Messungen erfolgten mit den gleichen Anregungsparametern wie im Fall des Fasersensors. Es wurde die in Kap. 5.2 beschriebene Anordnung mit einem Lichteinfallswinkel von  $\alpha = 35^\circ$  verwendet (Designwellenlänge des 19-Schichtsystems auf dem 6,5 mm dicken Substrat:  $\lambda_D = 675$  nm, HeNe-Laser:  $\lambda = 633$  nm,  $P = 1,5$  mW, DC-Ausgangsspannung am Photodetektor:  $U_0 = 1,47$  V). Die Beleuchtung erfolgte unter p-Polarisation. In diesem Fall sind zwar die Signalamplituden aufgrund der kleineren Detektionssteilheit geringer als für s-Polarisation (vgl. Abb. 5.7), jedoch erwies sich die mechanische Justage („Winkeltuning“) bei dieser Einstellung als einfacher. Da die ermittelten Radien des elliptischen Laserspots von 31 und 28,5  $\mu\text{m}$  recht nahe am Radius des Laserspots auf der Folie des Interferometers liegen, kann hier auf die Korrekturfunktion  $F_{Sp}(f)$  verzichtet werden.

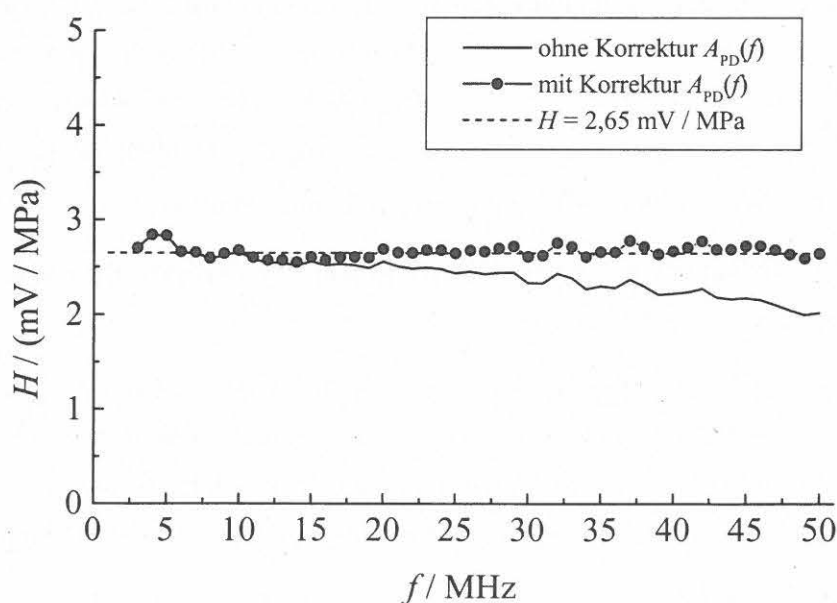


Abb. 6.4: Mithilfe des interferometrischen Kalibrierverfahrens bestimmte Amplitudenübertragungsfunktion  $H(f)$  des optischen Vielschichtflächenhydrophons.

Die nach Gl. (6.7) berechnete Übertragungsfunktion ist in Abb. 6.4 dargestellt. Es ergibt sich im Rahmen der Messunsicherheiten ein sehr glatter Verlauf über dem gesamten untersuchten Frequenzbereich von 3 bis 50 MHz. Mit zunehmender Frequenz ist eine leichte Abnahme der Übertragungsfunktion erkennbar. Wenn wiederum die Korrektur für den Frequenzgang des verwendeten Photodetektors  $A_{PD}(f)$  vorgenommen wird, ergibt sich ein konstanter Übertragungsfaktor  $H = 2,65 \text{ mV/MPa}$  über dem gesamten Frequenzbereich. Wie theoretisch erwartet, besitzt das sehr dünne Schichtsystem also im relevanten Bereich eine frequenzunabhängige Empfangseigenschaft. Der Vergleich mit der Übertragungsfunktion des faser-optischen Vielschichthydrophons macht deutlich, dass die dort auftretende starke Frequenzabhängigkeit durch akustische Effekte am Faserende wie Schallbeugung und Resonanzen in der Faser bedingt ist.

Der theoretisch erwartete Übertragungsfaktor  $H_{th}$  des Vielschichtflächensensors ergibt sich durch Umformen von Gl. (4.1) aus:

$$H_{th} = \frac{U}{p} = \frac{U_0 D}{R_0 V}. \quad (6.10)$$

Mit der DC-Spannung des Photodetektors  $U_0 = 1,47 \text{ V}$ , dem Verstärkungsfaktor  $V = 2,8$  (s. Kap. 4.3), der Detektionssteilheit  $D \approx 1,7 \times 10^{-3} / \text{MPa}$  bei einem Lichteinfallswinkel von  $\alpha = 35^\circ$  und paralleler Polarisation (s. Abb. 5.7) sowie einem experimentell bestimmten Reflexionsgrad (bei nicht-senkrechtem Lichteinfall der Messung leicht zugänglich) am verwendeten Arbeitspunkt von  $R_0 \approx 0,31$  ergibt sich  $H_{th} = 2,88 \text{ mV / MPa}$ . Der experimentell gefundene Wert liegt also ca. 8 % unter dem theoretisch erwarteten. Angesichts der im Folgenden zusammengefassten Unsicherheiten bedeutet dies eine sehr gute Übereinstimmung:

- Vereinfachungen in den Modellannahmen zur Berechnung von  $D$ , wie z. B. reine Longitudinalwellenanregung im Festkörper, ebene Lichtwellen im Schichtsystem; Unsicherheiten in den Parametern für die gesputterten Schichten (vgl. Tab. 3.1) (Verwendung der dehnungsoptische Koeffizienten  $p_{11}$ ,  $p_{12}$ , Dichten  $\rho$ , Elastizitätsmodule  $\bar{E}$  und Querkontraktionszahlen  $\bar{\nu}$  der jeweiligen Volumenkörper);
- Experimentelle Unsicherheiten bei der Bestimmung der Designwellenlänge  $\lambda_D$  und des Reflexionsgrades  $R_0$  des Schichtsystems;
- Unzulänglichkeiten bei der Justage des Vielschichtflächensensors bezüglich des Lichteinfallswinkels  $\alpha$  und der Fokussierung auf das Schichtsystem (bei einem von der Brennweite abweichenden Abstand zwischen Linse und Schichtsystem ergibt sich ein Strahlenkegel im Schichtsystem, was zu einer verminderten Finesse führt);
- Abweichungen des hergestellten Schichtsystems (Schichtdicken) von den Vorgaben;
- Unsicherheit des interferometrischen Kalibrierverfahrens (s. o.).

## 6.2 Sekundäre Kalibrierung mit dem Vielschichtflächenhydrophon und breitbandiger Impulsanregung

Die Kalibrierung mithilfe breitbandiger Impulsanregung besitzt gegenüber dem konventionellen Verfahren mit schmalbandigen Tonbursts den Vorteil, dass die gesamte Übertragungsfunktion sehr schnell mithilfe nur einer Impulsmessung bestimmt werden kann [REI87.2], [DJE89]. Außerdem erhält man neben der Amplitudenübertragungsfunktion gleichzeitig die Phasenübertragungsfunktion, die zur späteren Entfaltung von Messsignalen des zu kalibrierenden Hydrophons ebenfalls benötigt wird (vgl. Kap. 6.3). Bei der konventionellen Kalibrierung ist diese Information nur unter erheblichem Mehraufwand mit akzeptabler Genauigkeit zu erhalten [LUD94], da über relativ lange Messzeiträume Verfälschungen der Phasenmessung z. B. durch Schwankungen der Wassertemperatur und des Sauerstoffgehaltes vermieden werden müssen. Diese Schwierigkeiten entstehen bei der Impulskalibrierung nicht, da der gesamte Phasengang aus der Messung nur eines Impulses hervorgeht. Die Probleme bei der technischen Umsetzung der Impulskalibrierung liegen allerdings zum einen in der erforderlichen hohen Bandbreite des Referenzmesssystems und zum anderen in der Erzeugung ausreichend kurzer Impulse großer Amplitude mit über der lateralen Ausdehnung der Empfängerflächen ebenen Wellenfronten.

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, besitzt das optische Vielschichtflächenhydrophon einen konstanten Übertragungsfaktor und ermöglicht somit die Messung des Schalldruck-Zeitverlaufs sehr breitbandiger Ultraschallimpulse, ohne dass eine nachträgliche numerische Korrektur des Messsignals erfolgen muss. Aufgrund dieser Eigenschaft in Verbindung mit der hohen lateralen Auflösung des Verfahrens und der bislang beobachteten Langzeitstabilität der verwendeten optischen Schichten, eignet sich dieses Messsystem besonders gut als Referenzhydrophon für die Substitutionsimpulskalibrierung von Hydrophonen mit kleinem Empfängerdurchmesser (insbesondere Fasersensoren). Da jeweils sehr kleine Empfängerflächen vorliegen, kann hier die Impulsanregung mit breitbandigen fokussierenden Sendewandlern erfolgen. Im Fokus werden so genügend große Druckamplituden für ein ausreichendes Signal-Rauschverhältnis erzeugt und gleichzeitig kann von näherungsweise ebenen Wellen über den (kleinen) Empfängerflächen ausgegangen werden.

Im Folgenden wird die sekundäre Impulskalibrierung mithilfe des Vielschichtflächenhydrophons anhand eines Messbeispiels erläutert. Für die durchgeführten Messungen hat sich ein breitbandiger stark fokussierender Wandler mit einem Durchmesser von 6 mm und einer Brennweite von 15 mm als besonders geeignet herausgestellt (Wandler D). Die mit dem Vielschichtflächenhydrophon als Referenz und mit dem faseroptischen Vielschichthydrophon gemessenen Spannungs-Zeitverläufe  $U(t)$  bei einem elektrischen Anregungsimpuls von 350 V und einer analogen Detektionsbandbreite von 250 MHz (Oszilloskop) sind in Abb. 6.5 abgebildet (100-fach gemittelte Signale). Durch die starke Aufsteilung des Impulses im Fokus enthält das Anregungssignal signifikante Spektralkomponenten auch bei sehr viel höheren als



der mittleren Frequenz von ca. 8 MHz, was insbesondere bei dem Flächensensorsignal an den steilen aufsteigenden Flanken zu Beginn des Wellenzuges deutlich wird.

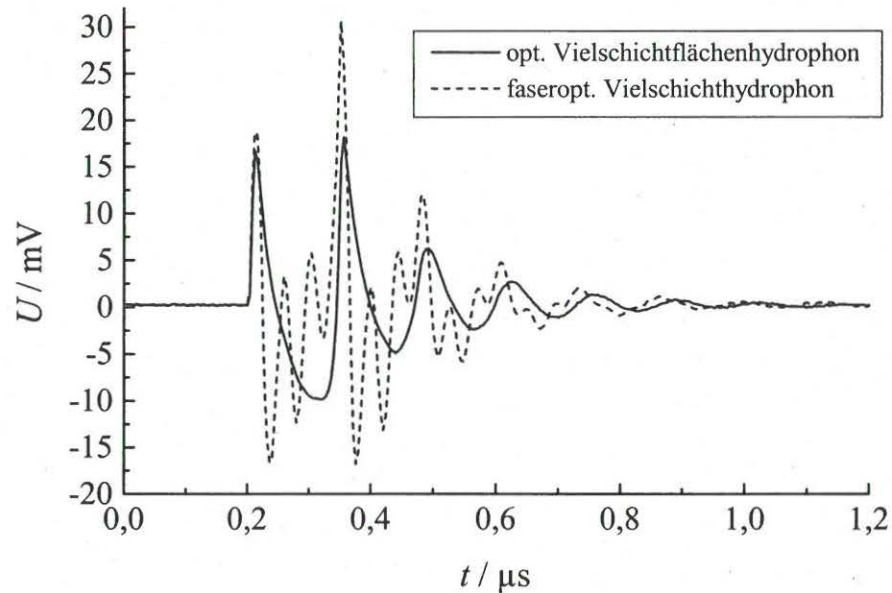


Abb. 6.5: Spannungssignale  $U(t)$  des optischen Vielschichtflächenhydrophons und des faseroptischen Vielschichthydrophons; Wandler D.

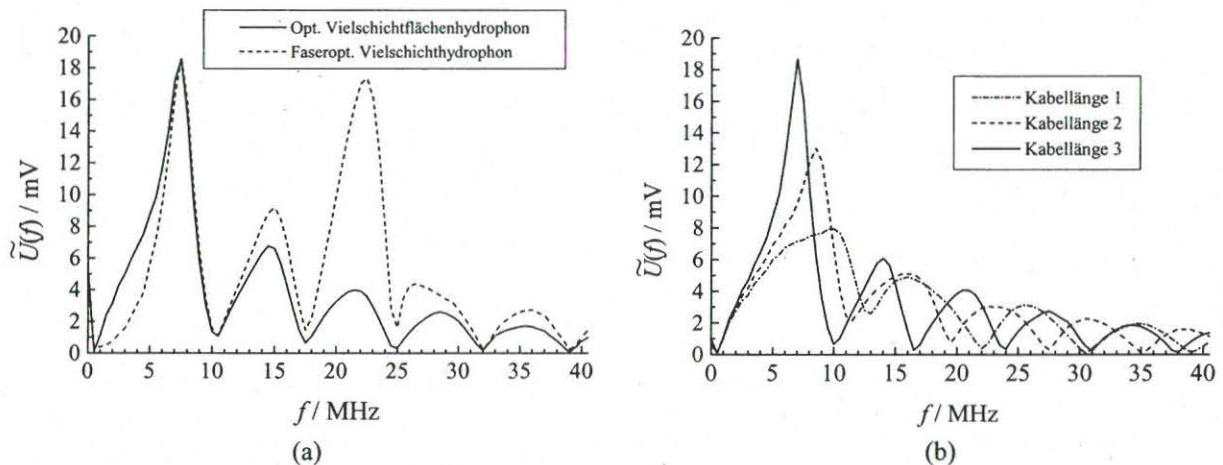


Abb. 6.6: Amplitudenspektren  $\tilde{U}(f)$  der in Abb. 6.5 dargestellten Spannungssignale (a) und der Spannungssignale des Vielschichtflächenhydrophons bei elektrisch modifizierter Anregung des gleichen Wandlers (b).

Durch numerische Fouriertransformation (Symbol  $F(\dots)$ ) ergeben sich aus den Zeitsignalen die komplexen Spektren:

$$\tilde{U}(f) = \tilde{U}(f) e^{i\psi(f)} = F(U(t)), \quad (6.11)$$

wobei  $\tilde{U}(f)$  die Spannungsamplituden- und  $\varphi(f)$  die Spannungsphasenspektren bezeichnen. Die erhaltenen Amplitudenspektren  $\tilde{U}(f)$  sind in Abb. 6.6(a) dargestellt. In beiden Signalen sind Spektralkomponenten bis über 40 MHz enthalten. Allerdings liegen bei etwa 10, 17, 25, 32 und 39 MHz Spektralbereiche mit sehr geringen Amplituden vor. In diesen Bereichen („spektrale Löcher“) kann die Übertragungsfunktion aufgrund fehlender Signale nicht bestimmt werden. Geringfügige Modifikationen bei der elektrischen Anregung des Sendewandlers, hier vorgenommen durch die Verwendung unterschiedlicher Kabellängen zwischen Impulsgenerator und Wandler, verändern jedoch die erzeugten Wellenzüge und damit auch deren Spektren deutlich. Dieser Effekt kann hier vorteilhaft ausgenutzt werden. In Abb. 6.6(b) sind die für drei unterschiedliche Kabellängen erhaltenen Spektren der Messsignale des Vielschichtflächenhydrophons dargestellt. Mit diesen drei Messungen lassen sich die spektralen Löcher „füllen“ und man erhält im gesamten Frequenzbereich bis ca. 40 MHz auswertbare Spektralkomponenten. Die komplexe Übertragungsfunktion des zu kalibrierenden Fasersensors  $\mathcal{H}(f)$  ergibt sich aus den berechneten komplexen Spektren der gemessenen Spannungssignale  $\tilde{U}_{\text{Faser}}(f)$  und  $\tilde{U}_{\text{Referenz}}(f)$  durch:

$$\mathcal{H}(f) = H(f) e^{i\varphi(f)} = \frac{\tilde{U}_{\text{Faser}}(f)}{F(p(t))} = \frac{\tilde{U}_{\text{Faser}}(f)}{\tilde{U}_{\text{Referenz}}(f) \frac{1}{H_{\text{Referenz}}}}, \quad (6.12)$$

wobei  $H_{\text{Referenz}}$  den konstanten Übertragungsfaktor des Vielschichtflächenhydrophons und  $F(p(t))$  die (komplexe) Fouriertransformierte des mithilfe der Referenz bestimmten Schalldruck-Zeitverlaufs  $p(t)$  bezeichnen. Die erhaltenen Amplituden- und Phasenübertragungsfunktionen  $H(f)$  und  $\varphi(f)$  sind in Abb. 6.8 dargestellt.

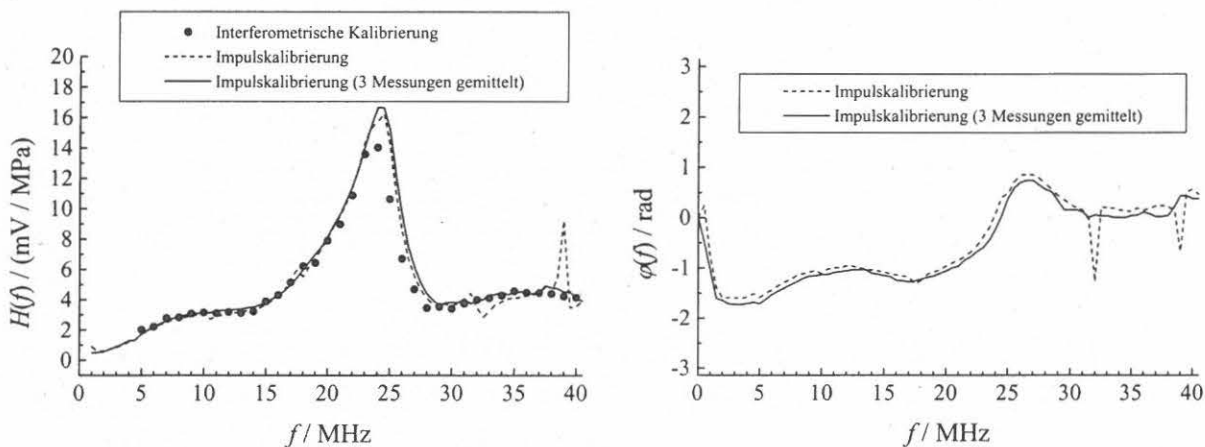


Abb. 6.8: Durch das Impulskalibrierverfahren ermittelte Amplitude  $H(f)$  (links) und Phase  $\varphi(f)$  (rechts) der komplexen Übertragungsfunktion  $\mathcal{H}(f)$  des faser-optischen Vielschichthydrophons. Zum Vergleich ist links auch das Ergebnis der interferometrischen Kalibrierung aus Kap. 6.1.2 dargestellt.

Bei der Auswertung der Spektrenpaare aller drei Impulsmessungen mit unterschiedlicher Anregung wurden die jeweils im Bereich der spektralen Löcher liegenden „Ausreißer“ eliminiert und anschließend wurde eine Mittelung über die pro Frequenz vorliegenden Amplituden- bzw. Phasenwerte vorgenommen. Die ermittelte Amplitudenübertragungsfunktion stimmt sehr gut mit dem Ergebnis der primären interferometrischen Kalibrierung überein. Lediglich im Bereich der Resonanz bei ca. 24 MHz weicht das Ergebnis der Impulskalibrierung um ca. 14 % von der direkten Kalibrierung ab. Diese Abweichung befindet sich noch im Rahmen der grob abgeschätzten Genauigkeit der interferometrischen Kalibrierung (Kap. 6.1.1.4).

Auch für faseroptische Vielschichthydrophone, die eine Multimodefaser als Substrat besitzen (Außendurchmesser: 125  $\mu\text{m}$ , Kerndurchmesser: 50  $\mu\text{m}$ ), wurden Impulskalibrierungen durchgeführt. Aufgrund höherer Lichteinkoppleffizienz in die Multimodefaser wurden höhere Signalspannungen erhalten. Die ermittelte Übertragungsfunktion besitzt aber qualitativ eine sehr ähnliche Form wie die der Singlemodefasersensoren (Abb. 6.9). Lediglich bei sehr hohen Frequenzen oberhalb von 30 MHz bewirkt der vergrößerte lichtführende Sensorbereich einen etwas abweichenden Verlauf.

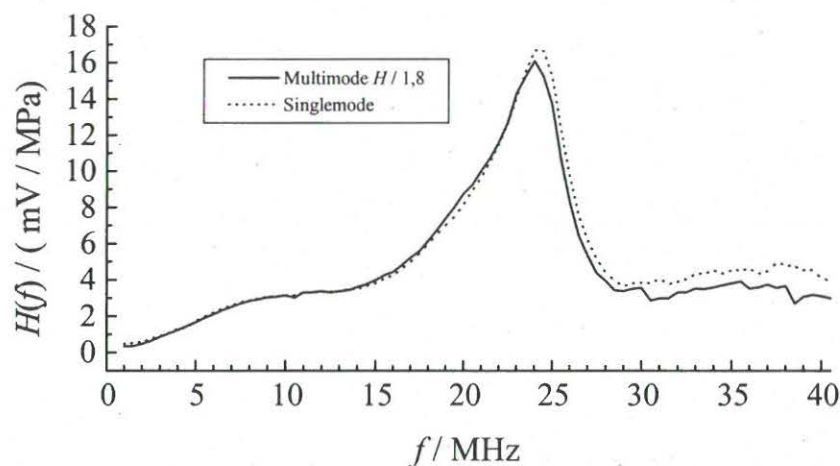
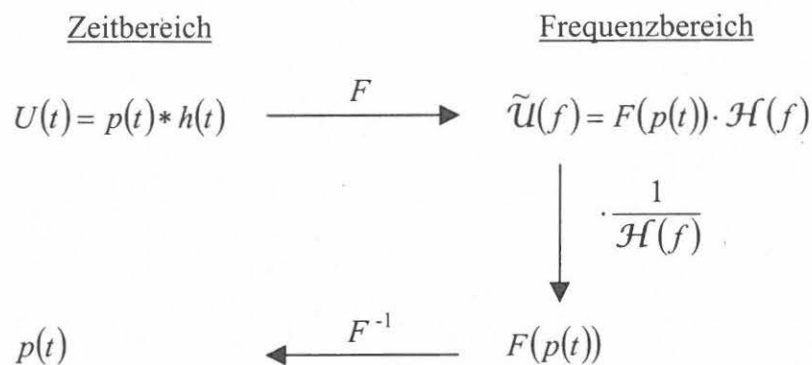


Abb. 6.9: Vergleich der Amplitudenübertragungsfunktionen der faseroptischen Vielschichthydrophone bei Verwendung von Singlemode- bzw. Multimodefasern; Übertragungsfunktion des Multimodefasersensors dividiert durch 1,8.

### 6.3 Impulsmessungen und Impulsentfaltungen

Mit der in Kap. 6.2 bestimmten komplexen Übertragungsfunktion  $\mathcal{H}(f)$  lassen sich die Spannungssignale des faseroptischen Vielschichthydrophons in absolute Schalldruck-Zeit-Wellenzüge umrechnen. Dazu muss eine Entfaltung der Messsignale mit der Impulsantwort  $h(t) = F^{-1}(\mathcal{H}(f))$  des Sensors im Zeitbereich bzw. eine entsprechende Division durch  $\mathcal{H}(f)$  im Fourierraum erfolgen:





Dieses Korrekturprinzip wird im Folgenden anhand mehrerer beispielhafter Impulsmessungen mit verschiedenen fokussierenden Sendewandlern (A, B, C) illustriert. Es wurde jeweils am Ort maximaler Schalldruckamplitude gemessen (Anregungsimpuls: 350 V, analoge Detektionsbandbreite des Oszilloskops: 250 MHz, Samplingrate: 250 MS/s, Mittelung über 100 Impulse). Die erhaltenen Spannungssignale  $U(t)$  und die daraus berechneten Schalldruckverläufe  $p(t)$  sind in Abb. 6.10 bis Abb. 6.12 dargestellt. Zum Vergleich sind außerdem die bei Referenzmessungen mit dem Vielschichtflächensensor jeweils erhaltenen Schalldruckverläufe abgebildet.

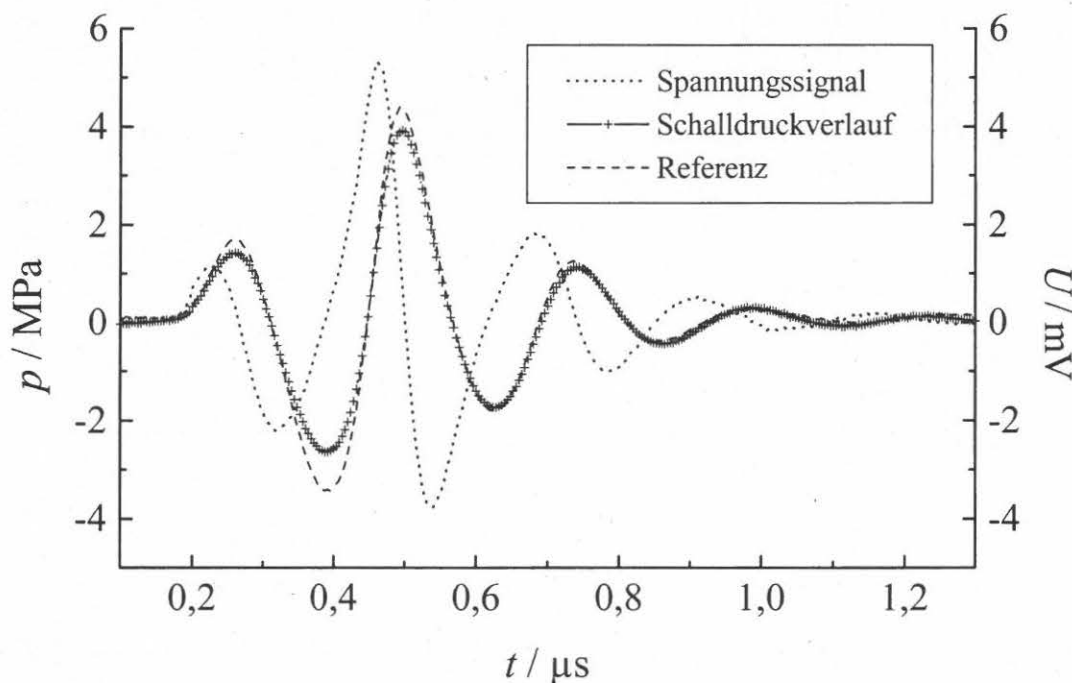


Abb. 6.10: Spannungssignal des Fasersensors  $U(t)$ , berechneter Schalldruckverlauf  $p(t)$  und Referenzmessung mit dem Vielschichtflächensensor; Wandler A.

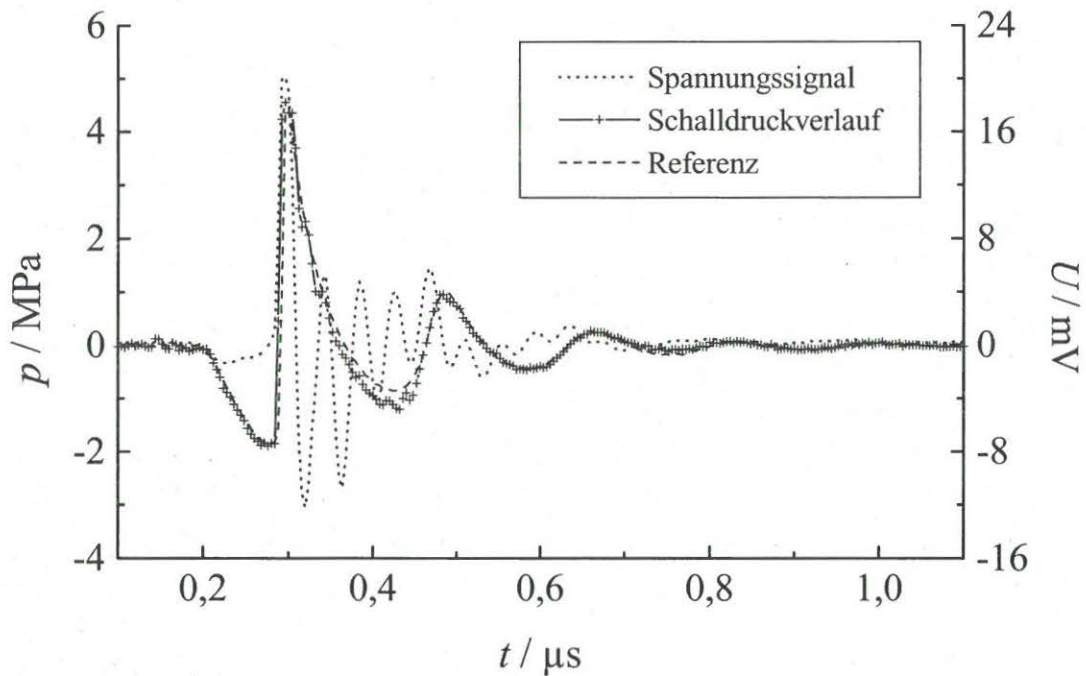


Abb. 6.11: Spannungssignal des Fasersensors  $U(t)$ , berechneter Schalldruckverlauf  $p(t)$  und Referenzmessung mit dem Vielschichtflächenhydrophon; Wandler B.

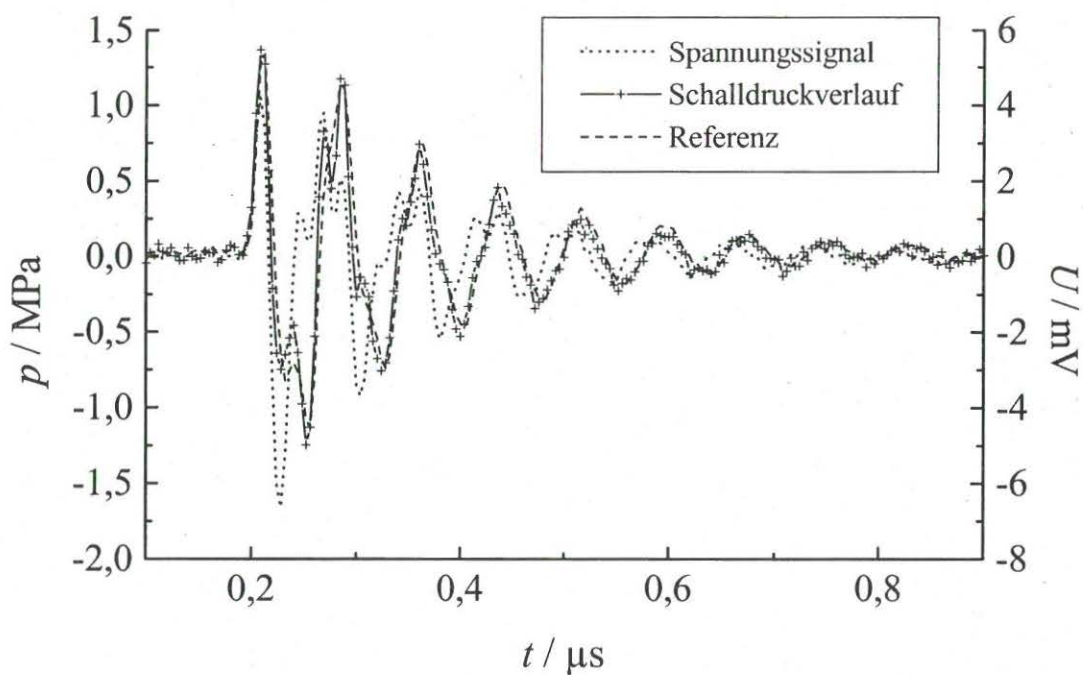


Abb. 6.12: Spannungssignal des Fasersensors  $U(t)$ , berechneter Schalldruckverlauf  $p(t)$  und Referenzmessung mit dem Vielschichtflächenhydrophon; Wandler C.

Der Vergleich der berechneten Schalldruckverläufe mit den jeweiligen Referenzmessungen zeigt in den drei Beispielen mit Wellenzügen ganz unterschiedlicher spektraler Zusammensetzung eine gute Übereinstimmung. Im Fall von Wandler A (Abb. 6.10) ergibt sich eine etwas stärkere Abweichung der rekonstruierten Schalldruckamplitude von der Referenz als

bei den übrigen Impulsen. Die Ursache dafür liegt in der relativ großen Unsicherheit der durchgeführten Kalibrierungen (Kap. 6.1 und Kap. 6.2) bei niedrigen Frequenzen. Insgesamt zeigt sich aber, dass mithilfe der experimentell durch die Impulskalibrierung bestimmten komplexen Übertragungsfunktion eine sehr effektive Korrektur der Messsignale des Fasersensors vorgenommen werden kann. Dabei stellt der Vielschichtflächensensors aufgrund des konstanten Übertragungsfaktors eine besonders geeignete und sinnvolle Referenz dar.

## 6.4 Theoretische Beschreibung der Übertragungseigenschaften

Die im Vorangegangenen beschriebenen experimentellen Ergebnisse haben gezeigt, dass eine in weiten Bereichen frequenzunabhängige Übertragungsfunktion bzw. Detektionssteilheit für den Fall des Vielschichtflächensensors vorliegt, dass sich aber für den Fall des faseroptischen Vielschichtensors eine starke Frequenzabhängigkeit ergibt. Die Annahme in Kap. 3.2.1, dass das Sensorsignal lediglich durch eine in die Faser hineinlaufende Dehnwelle hervorgerufen wird, hat sich damit als zu starke Vereinfachung herausgestellt. Vielmehr wird das Übertragungsverhalten des Fasersensors ganz entscheidend auch von (frequenzabhängigen) Randeffekten und von akustischen Resonanzen im Endbereich der Faser beeinflusst. Um ein besseres Verständnis der Wechselwirkungsprozesse zwischen Schallwelle und Faserende sowie eine qualitative und quantitative theoretische Erklärung für die experimentell gefundene Übertragungsfunktion zu erhalten, wurden ausführliche theoretische Untersuchungen durchgeführt. Im Anschluss an die Eingrenzung des Problemfeldes und die Zusammenfassung der bislang verfolgten analytischen Ansätze zur Beschreibung verschiedener Teilaspekte erfolgt die Darstellung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen mithilfe der Finite-Elemente-Methode (FEM).

### 6.4.1 Problemeingrenzung und Lösungsansätze

Der Wechselwirkungsprozess einer einfallenden Schallwelle mit dem Fasersensor umfasst mehrere unterschiedliche Effekte. Es wird der senkrechte Einfall einer ebenen akustischen Welle in Wasser auf den Fasersensor gemäß Abb. 6.13 betrachtet. An den Grenzflächen zwischen Wasser und Sensor müssen bestimmte Übergangsbedingungen bezüglich des Schalldruckes im Wasser und den Spannungen im Festkörper erfüllt sein. Da das Sensorschichtsystem im Vergleich zu den auftretenden Schallwellenlängen eine sehr geringe Dicke aufweist, kann diese Struktur bei der Beschreibung der akustischen Wechselwirkung vernachlässigt und stattdessen der direkte Übergang von Wasser nach Glas angenommen werden (vgl. Kap. 3.2.1.2). Die empfindliche Sensorfläche befindet sich im Bereich des lichtführenden Faserkerns. Für die verwendete Singlemodefaser mit einem Kerndurchmesser von ca.  $3,5\ \mu\text{m}$  und einem Außendurchmesser von  $2a = 125\ \mu\text{m}$  kann dieser Bereich in guter Näherung als punktförmig angesehen werden.



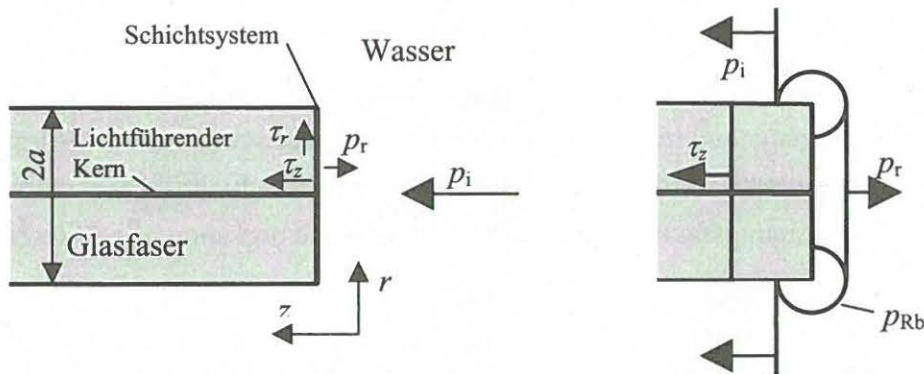


Abb. 6.13: Zur Wirkung einer auf das Faserende treffenden Schallwelle;  $p_i$ : einfallende Schallwelle,  $p_r$ : reflektierte Schallwelle,  $p_{Rb}$ : Randbeugungswelle,  $\tau_z$ : axiale Spannung,  $\tau_r$ : radiale Spannung.

In den Abschnitten 6.4.1.1 bis 6.4.1.3 werden die zur vollständigen Beschreibung des Systems zu berücksichtigenden Effekte zunächst nach den drei folgenden Kategorien getrennt beschrieben:

1. Durch das Einfügen des Fasersensors in das zu messende Schallfeld wird aufgrund von Schallreflexion und Beugung am Faserende eine Änderung des Schallfeldes hervorgerufen. Dadurch unterscheidet sich der gemessene Schalldruck vom Schalldruck im Feld ohne Messsonde.
2. An der Stirnfläche der Faser kommt es zur Ausbreitung von Seitenwellen, die vom Rand der Stirnfläche in Richtung des Faserkerns propagieren, dort das Sensorsignal beeinflussen und ihrerseits wiederum Kopfwellen ins Wasser abstrahlen.
3. Die mechanischen Eigenschaften der Faser als ein akustisch zu Schwingungen angeregter Stab beeinflussen das detektierte Signal.

#### 6.4.1.1 Akustische Reflexion und Beugung

Die Übergangsbedingungen an der Grenzfläche zwischen Wasser und Faserende erfordern entsprechend dem Impedanzsprung das Auftreten einer reflektierten Schallwelle. Man kann daher die Stirnfläche als eine sekundäre Schallquelle auffassen. Für das emittierte Feld ergibt sich unter der Annahme eines ebenen Kreiskolbenstrahlers mit einer uniformen Teilchenschnelle der Huygensschen Elementarquellen innerhalb einer unendlich ausgedehnten schallharten Ebene durch Umformung des Rayleighsche Oberflächenintegrals in ein Linienintegral die Schochsche Lösung [SCH41], [HAR81]. Das Feld vor der Faserstirnfläche lässt sich danach insgesamt interpretieren als die Überlagerung der einfallenden ebenen Welle  $p_i$  mit einer ebenen reflektierten Welle  $p_r$  und einer vom Rand der Faser sich torusförmig ausbreitenden Randbeugungswelle  $p_{Rb}$  (Abb. 6.13 rechts). Je nach Phasenbeziehung der sich

überlagernden Wellen kommt es in Abhängigkeit von der Schallfrequenz zu konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz im Bereich vor dem Faserkern. Es lässt sich zeigen, dass dieser Effekt bei einem punktförmig angenommenen Faserkern zu einer periodischen Modulation der Übertragungsfunktionen des auf einem faseroptischen Michelson-Interferometer basierenden Hydrophons [REI93], [KOC97.1] bzw. des faseroptischen Hydrophons nach Staudenraus und Eisenmenger führt [KRÜ00]. Im zweiten Fall ergibt sich auch für nicht punktförmige empfindliche Flächen bei der Verwendung von Multimodefasern eine periodische Modulation der Übertragungsfunktion. Aufgrund der Mittelungseffekte im Bereich vor dem größeren Faserkern erhält man in diesem Fall eine etwas verminderte Modulationsamplitude. Grundsätzlich treten auch im Fall von piezoelektrischen Nadelhydrophonen ähnliche Randbeugungseffekte auf [FAY94]. Da die empfindliche Fläche sich jedoch fast bis an den Rand des Empfängerkörpers erstreckt, erfolgt hier eine noch stärkere Mittelung über Bereiche mit konstruktiver und destruktiver Interferenz zwischen einfallender und Randbeugungswelle. Dadurch und vor allem auch aufgrund des geringeren akustischen Impedanzunterschiedes zwischen Wasser und Sensor ist die Wirkung der Randbeugung nicht so stark ausgeprägt wie im Fall der Singlemodefasersensoren.

#### 6.4.1.2 Seitenwellen und Kopfwellen

Ähnlich wie im Fall der Randbeugungswelle im Wasser entstehen im Empfängerkörper aufgrund des begrenzten Durchmessers vom Rand nach innen laufende Seitenwellen (engl: *lateral waves*). Seitenwellen breiten sich mit longitudinaler und mit transversaler Wellengeschwindigkeit entlang einer Grenzfläche zwischen zwei Medien aus [ÜBE73] und sind z. B. bei piezoelektrischen Sendewandlern mit großem Durchmesser im Nahfeld indirekt anhand ihrer wiederum ins Wasser abgestrahlten Kopfwellen detektierbar [HAY79], [HAR83], [BAB84]. Auch direkt im Festkörper wurden bei Anregung mit einem Kontaktwandler vom Wandlerrand ausgehende Seitenwellen und zugehörige Kopfwellen detektiert und mithilfe der Methode der räumlichen Impulsantwort theoretisch beschrieben [DJE92], [BAB92]. Der Einfluss radial vom Empfängerrand nach innen laufender Oberflächenwellen auf das Übertragungsverhalten von Nadelhydrophonen wurde ebenfalls untersucht und nachgewiesen [NAK93].

#### 6.4.1.3 Wellen auf elastischen Stäben und Endresonanz

In der Glasfaser als elastischem Stab werden durch die einfallende Schallwelle Schwingungen und ausbreitungsfähige Wellen angeregt. Da das Messsignal des Vielschichtensors durch die Dehnung und den dehnungsoptischen Effekt an der Faserspitze erzeugt wird, beeinflussen Stabschwingungen am Faserende die Sensorcharakteristik.

Bei der Reflexion von Dehnwellen am freien Ende eines halbbunendlichen zylindrischen elastischen Stabes können sogenannte Endresonanzen auftreten. Diese wurden zunächst experimentell beobachtet [OLI57] und später auch theoretisch bestätigt. Die Pochhammer-



Chree-Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen Frequenz und Wellenzahl elastischer axialer Wellen auf Stäben für den Fall einer spannungsfreien Mantelfläche. Es sind bei einer vorgegebenen Frequenz nur bestimmte ausbreitungsfähige Wellenmoden erlaubt. Zur Erfüllung der Grenzflächenbedingungen für die Reflexion einer Dehnwelle am freien Stabende (verschwindende Normalkomponente der Spannung über der gesamten Stirnfläche) sind i. a. neben den ausbreitungsfähigen Wellen auch Modenpaare mit negativ komplex konjugierten Wellenzahlen erforderlich ( $k = \gamma - i\alpha$  und  $-k^* = -\gamma - i\alpha$ ). Solche Paare beschreiben jeweils eine stehende Welle mit vom Stabende in  $z$ -Richtung abnehmender Amplitude [MCN61], [ZEM72], [THU78]. Bei einer bestimmten Anregungsfrequenz  $f_r$ , für die gilt:

$$f_r \approx \frac{3,006 v_s}{2\pi a} = \frac{3,006 \sqrt{\bar{\mu}/\rho}}{2\pi a}, \quad (6.13)$$

( $v_s = \sqrt{\bar{\mu}/\rho}$ : Transversalwellengeschwindigkeit,  $\bar{\mu}$ : Lamésche Elastizitätskonstante) wird durch die niedrigste Dehnwellenmode dieser Effekt besonders stark hervorgerufen (Resonanzbedingung), d. h. es sind besonders große Amplituden der komplexen Moden zur Auslöschung der Spannung auf der gesamten Stirnfläche notwendig.

Auch wenn sich die Betrachtungen zunächst nur auf den Fall der Reflexion einer Dehnwelle am freien Stabende beziehen, ist die Erzeugung solcher Schwingungen durch eine transiente Anregung des Stabendes ebenfalls vorstellbar, wenn spektrale Komponenten im Bereich der Resonanzfrequenz vorhanden sind. Allerdings ergibt sich aus Gl. (6.13) mit den Parametern der Glasfaser eine Resonanzfrequenz von  $f_r = 28,3$  MHz, die deutlich höher als die experimentell gefundene von ca. 24 MHz ist. Dabei ist jedoch zu beachten, dass in der Rechnung die Dämpfung des umgebenden Wassers nicht berücksichtigt wurde. Auch der Einfluss der auf die Faser treffenden und in  $z$ -Richtung im Wasser fortschreitenden Welle über die Mantelfläche auf das Schwingverhalten des Faserendes ist in der Rechnung durch die Annahme eines spannungsfreien Mantels nicht enthalten.

#### 6.4.2 Finite-Elemente-Methoden

Die zuvor beschriebenen Effekte der Wechselwirkung zwischen Schallfeld und Faserende sind einzeln betrachtet mit den beschriebenen Ansätzen unter Annahme bestimmter Vereinfachungen jeweils analytisch bzw. semianalytisch lösbar. Dabei stellt sich aber heraus, dass einige notwendige Annahmen wiederum anderen Effekten widersprechen, z. B. wird bei der Behandlung des Beugungsproblems von einer uniformen Schnelleverteilung über der Stirnfläche ausgegangen, die aufgrund der auftretenden Seitenwellen jedoch nicht vorliegen kann. Andere Effekte wie der Einfluss der fortschreitenden Welle über die Mantelfläche auf das Schwingverhalten des Faserendes sind gänzlich unberücksichtigt geblieben.



Eine vielversprechende Alternative zur bislang nicht gelungenen vollständigen analytischen Lösung des Problems besteht in der numerischen Simulation. Hier bietet sich im vorliegenden Fall der Einsatz von Finite-Elemente-Methoden (FEM) besonders an. Im Gegensatz zu klassischen numerischen Näherungsverfahren, bei denen zur Lösung der Differentialgleichungen Lösungsansätze für die Gesamtstruktur verwendet werden, stellen die FEM ein bereichsweise angewandtes Näherungsverfahren dar [MÜL94]. Die zu untersuchende Struktur wird in kleine Elemente aufgeteilt und die Differentialgleichung wird für jedes Element einzeln durch Minimierung einer Integralform (Funktional), z. B. des Ausdrucks für die Wirkung [ZIE75] (vgl. Hamiltonsches Variationsprinzip), gelöst. Dabei können relativ einfache, auf die Elemente begrenzte Ansatzfunktionen (Formfunktionen) verwendet werden. Diese sind so geartet, dass sie an den Übergängen der Elemente kontinuierlich an die Nachbarelemente anschließen. Die Näherungslösung für die Gesamtstruktur setzt sich dann aus den Lösungen für die Teilbereiche zusammen. Dadurch ist es möglich, auch sehr komplexe oder diskontinuierliche Strukturen nachzubilden und sehr spezielle Randbedingungen festzulegen. Eine Erhöhung der Genauigkeit wird bei den FEM durch kleinere Elemente insbesondere in Bereichen mit großen Gradienten der berechneten Größen oder durch die Verwendung von Formfunktionen höherer Ordnung erreicht. Die FEM sind ein sehr flexibel einsetzbares Werkzeug, mit dem heute viele Probleme z. B. der statischen und dynamischen Mechanik, der Elektrodynamik oder der Wärmeausbreitung untersucht werden.

### 6.4.3 Simulationen zur Impulsantwort

Die numerischen Simulationen wurden im Zeitbereich durchgeführt, d. h. es wurde die Impulsantwort<sup>9</sup> des Fasersensors bestimmt. Diese Vorgehensweise besitzt im Vergleich zu Simulationen im Frequenzraum den Vorteil, dass die verschiedenen, zeitlich nacheinander auftretenden Wechselwirkungseffekte deutlich getrennt sichtbar und interpretierbar werden, was eine wesentliche Voraussetzung zur Erlangung eines physikalischen Verständnisses darstellt. Weiterhin können auf diese Weise Randbedingungen innerhalb der laufenden Simulation sowohl räumlich als auch zeitlich sehr wirkungsvoll verändert werden, um z. B. die Effekte an der Berandung des Modells möglichst zu eliminieren. Die geeignete Wahl solcher Randbedingungen stellt letztlich die eigentliche Entwicklungsarbeit bei der vorliegenden FEM-Simulation dar.

Es wurde das FEM-Programm ANSYS 5.6 verwendet und die Rechnungen erfolgten auf einer UNIX-Workstation.<sup>10</sup> Die Geometrie des verwendeten Modells ist in Abb. 6.14 dargestellt. Das Modell ist radialsymmetrisch zur z-Achse aufgebaut, die entlang der Fasermittelachse

---

<sup>9</sup> Mit Impulsantwort ist hier und im Folgenden die Antwortfunktion des Sensors im Zeitbereich auf einen kurzen (gaußförmigen) Impuls endlicher Länge gemeint, d. h. nicht im strengen Sinn die Antwort auf einen Dirac-Impuls.

<sup>10</sup> Bereits an dieser Stelle sei Dr. Wieland Weise für die Durchführung der Simulationen, die Diskussionsbereitschaft und das Durchhaltevermögen gedankt.

verläuft. In Abb. 6.14 ist also die Hälfte des Längsschnitts entlang der Faserachse dargestellt. Die Faser ist vor der Stirnfläche und seitlich von Wasser umgeben. Insgesamt besitzt die Struktur ca. 125000 Elemente. Typische geometrische Abmessungen sind in der Abbildung angegeben. Im überwiegenden Teil des Modells besitzen die Elemente eine Ausdehnung von  $0,35 \mu\text{m} \times 0,35 \mu\text{m}$ . In der Nähe der  $z$ -Achse sind sie etwas kleiner. Die primären Rechengrößen des Modells sind der Schalldruck im Wasser und die Verschiebung im Festkörper. Die verwendeten Materialkonstanten entsprechen den in Tab. 3.1 für die Glasfaser bzw. für das Wasser angegebenen Werten. Im Wasser werden lineare Formfunktionen verwendet. Durch die Option „Extra-Formfunktionen“ wird innerhalb der einzelnen Elemente im Festkörper in zweiter Ordnung gerechnet und dadurch die Genauigkeit erhöht. Der Abgleich mit den Nachbarelementen erfolgt aber auch hier nur für die Parameter erster Ordnung. Aus den Ergebnissen für die Verschiebungen können im Anschluss an die erfolgte Rechnung weitere Größen wie Dehnungen und Spannungen abgeleitet werden.

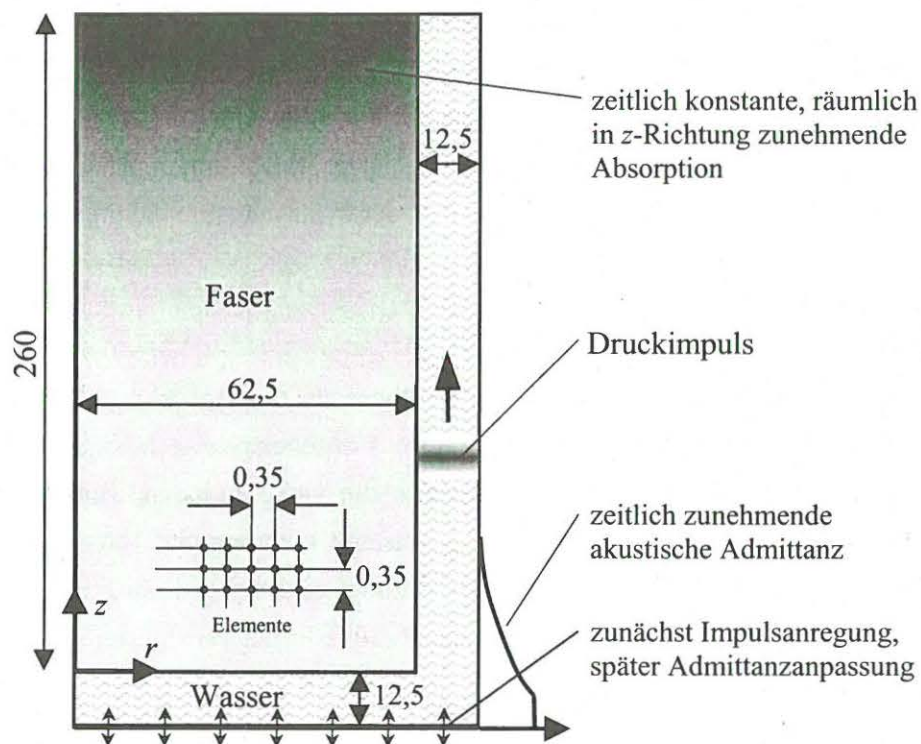


Abb. 6.14: Geometrie des FEM-Modells; alle Längenangaben in  $\mu\text{m}$ ; Darstellung in der Höhe um den Faktor 2 gestaucht.

Am unteren Bildrand befindet sich der anregende Schwinger. Um für den abgestrahlten Schalldruckimpuls im Wasser einen gaußförmigen Verlauf zu erhalten, wird als Verschiebungs-Zeitfunktion der anregenden Fläche die entsprechende Stammfunktion gewählt (Gaußsche Fehlerintegralfunktion). Um eine gute zeitliche Auflösung der Effekte zu erreichen, werden sehr kurze Impulslängen (volle Breite beim  $1/e$ -fachen Wert des Maximums) von ca. 2 ns erzeugt. Nach Aussenden des Impulses wird die akustische

Admittanz der unteren Grenzfläche auf den Wert  $1/(\rho_w v_w)$  geändert. Dadurch werden später auftretende Rückreflexe absorbiert und führen in der weiteren Zeitentwicklung nicht zu Störungen. Der Impuls trifft auf die Stirnfläche der Faser und erzeugt im Festkörper Verschiebungen. In der hinteren Hälfte der Faser ist eine zeitlich konstante in  $z$ -Richtung zunehmende akustische Absorption realisiert, damit Reflexionen an der Rückseite der Faser keine Störungen im vorderen Bereich hervorrufen. An der Seitenwand erfolgt nach abgeschlossener Erzeugung des Schallimpulses durch die anregende Fläche mit der Zeit eine allmähliche Erhöhung der Admittanz vom zunächst schallharten zum schließlich vollständig an das Wasser angepassten Fall. Dadurch können auch Reflexionen der vom Faserende ausgehenden, sich in radialer Richtung ausbreitenden Wellen an der Modellwand minimiert werden. In mehreren Testsimulationen wurden die Parameter zur Absorption und Admittanzanpassung optimiert.

Nach erfolgter Simulationsrechnung erlaubt das FEM-Programm verschiedene Möglichkeiten zur Auswertung und Darstellung der Ergebnisdaten. In Abb. 6.15 sind beispielsweise der Schalldruck  $p$  im Wasser und die axiale Schallschnelle  $\partial w/\partial t$  bzw. die radiale Schallschnelle  $\partial u/\partial t$  in der Faser in Form von Konturgraphiken durch unterschiedliche Farben dargestellt. Man erhält auf diese Weise einen Eindruck von der räumlichen Verteilung der auftretenden Wellenfronten zu einem bestimmten Zeitpunkt. In der Abbildung ist der Zeitpunkt so gewählt, dass die anregende Welle (W) bereits den Weg vom unteren Modellrand zur Faserstirnfläche und die dort reflektierte Welle (WR) wiederum ungefähr bis zum unteren Rand gelaufen ist. Alle auftretenden Wellentypen sind hier räumlich deutlich voneinander getrennt und eine Zuordnung ist relativ leicht möglich. Die anregende Wasserwelle (W) läuft als ebene Welle seitlich im Wasser neben der Faser weiter in  $z$ -Richtung. Vom Rand der Faserstirnfläche ausgehend bildet sich im Wasser torusförmig die Randbeugungswelle (Rb) aus. In der Faser breitet sich mit hoher Geschwindigkeit in  $z$ -Richtung die ebene Longitudinalwelle (L) aus. Zusätzlich sind an der Stirnflächenkante die torusförmig in der Faser mit longitudinaler bzw. transversaler Ausbreitungsgeschwindigkeit propagierenden Seitenwellen S1 und S2 angeregt worden. Im Bereich der Stirnfläche geht S1 in eine sich etwas langsamer ausbreitende Rayleighwelle (R) über. An der Grenzfläche erzeugen die radial nach innen laufenden Wellen die konisch ins Wasser abgestrahlten Kopfwellen K1 und K2. An der Mantelfläche entstehen die Kopfwellen K3 und K4 und in der Faser bildet sich die Kopfwelle K5, die ebenfalls jeweils eine konische Ausbreitungsform aufweisen.



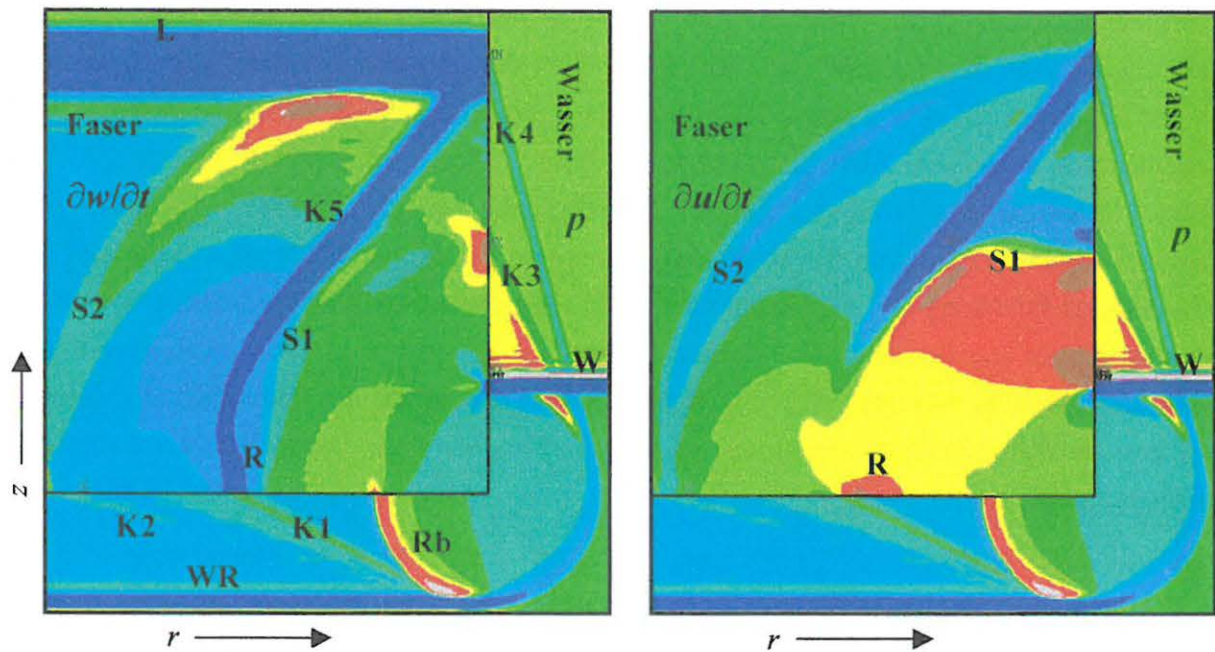


Abb. 6.15: Axiale (links) und radiale Schnelle (rechts) in der Faser und Druck im Wasser; W: anregende Welle im Wasser, WR: an der Stirnfläche reflektierte Welle, L: Longitudinalwelle, Rb: Randbeugungswelle, S1,2: Seitenwellen, R: Rayleighwelle, K1-5: Kopfwellen.

Eine weitere Möglichkeit der Ergebnisauswertung besteht in der direkten Betrachtung der Festkörperverschiebungen. Mithilfe von Animationen lässt sich die Zeitentwicklung der elastischen Deformation verfolgen. In Abb. 6.16 sind eine Reihe von Momentaufnahmen des deformierten Faserendes abgebildet, wobei für die Deformationen zur Verdeutlichung eine übertriebene, d. h. eine nicht maßstabsgetreue Darstellung gewählt wurde. In den ersten Bildern ( $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ ) erkennt man zunächst die sich vom Stirnflächenrand ausbreitenden Störungen. Durch den einfallenden negativen Druckimpuls (Zug) wird hier zunächst eine Verschiebung der Faserstirnfläche nach unten erzeugt. Neben den im Festkörper propagierenden Wellen (L und R) rufen auch die Randbeugungswelle (Rb) an der Stirnfläche und die fortschreitende Welle im Wasser (W) an der Mantelfläche Deformationen hervor. Nachdem die Rayleighwelle die Faser einmal in radialer Richtung durchquert hat, wird das Nachschwingverhalten der Faser deutlich. Bei  $t_4$  befindet sich die Stirnflächenkante nach erfolgter Abwärtsbewegung am Umkehrpunkt einer einsetzenden Schwingung des Faserendes (ER). Bei  $t_5$  und  $t_6$  erfolgt die Aufwärtsbewegung, während die Randbeugungswelle gerade den Faserkern auf der  $z$ -Achse erreicht ( $t_5$ ), bzw. von der anderen Seite kommend wieder zum Faserrand fortschreitet ( $t_6$ ). In den folgenden Bildern ( $t_7$ ,  $t_8$ ,  $t_9$ ) befindet sich der Stirnflächenrand jeweils in den Umkehrpunkten der allmählich abklingenden Schwingung der Faser (ER). Die Simulation liefert also neben den bereits in Abb. 6.15 identifizierten sich ausbreitenden Wellentypen auch das Nachschwingverhalten des Faserendes. Damit sind alle in Kap. 6.4.1 beschriebenen theoretisch erwarteten Effekte enthalten.

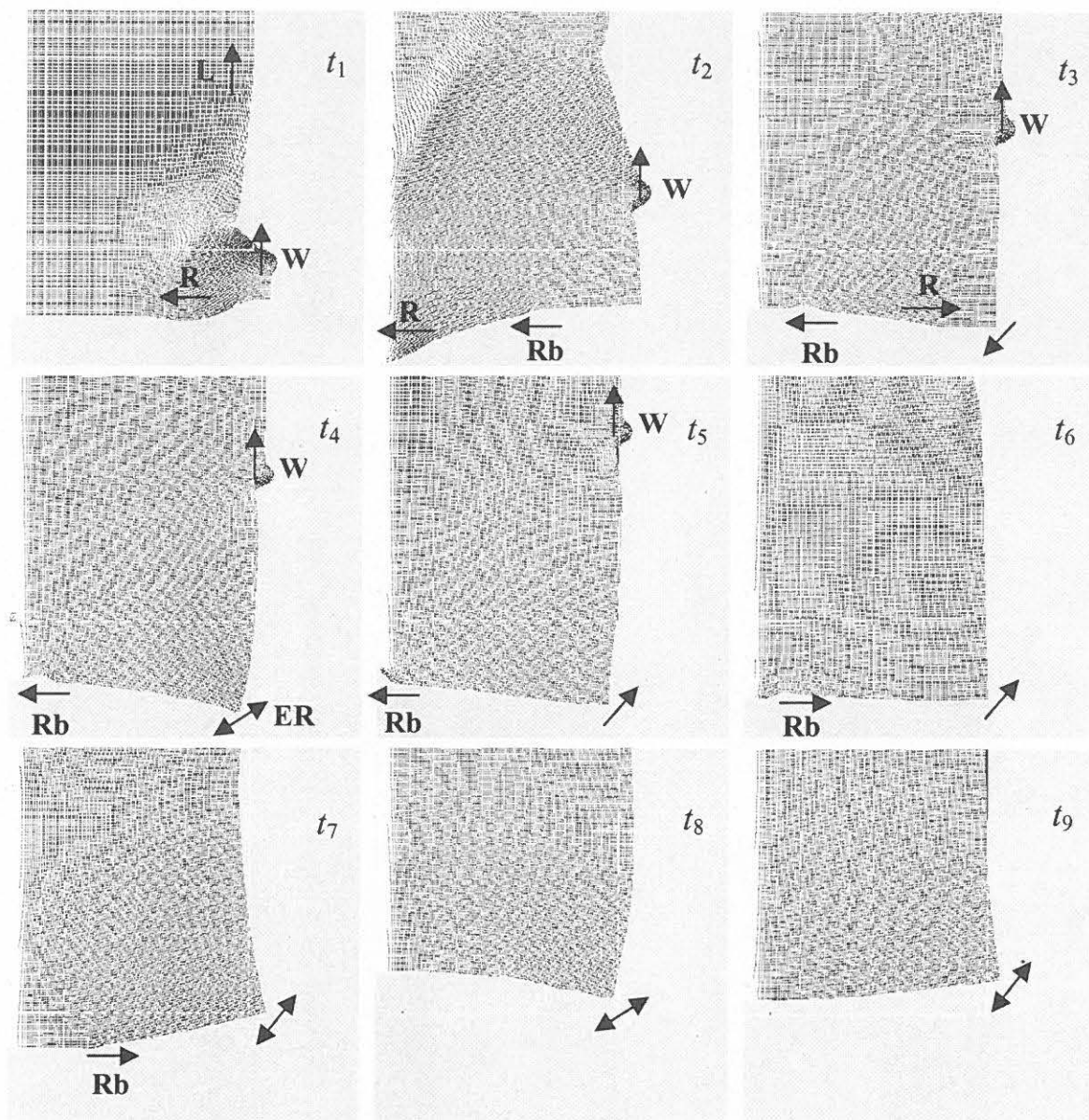


Abb. 6.16: Deformationszustände des Faserendes zu unterschiedlichen Zeitpunkten der Simulation; W: anregende Welle im Wasser, L: Longitudinalwelle, R: Rayleighwelle, Rb: Randbeugungswelle, ER: Endresonanz,  $\rightleftharpoons$ : Umkehrpunkt der Schwingung. (Die hohe Netzdichte entlang der Faserachse ist eine Eigenschaft des Modells und nicht durch die Faserbewegung verursacht.)

In einer weiteren Simulation erfolgte die Anregung durch einen wesentlich längeren Impuls mit der Länge von ca. 14 ns (volle Breite beim 1/e-fachen Wert des Maximums). In diesem Fall werden in der Impulsantwort zwar die anfangs auftretenden Randwelleneffekte zeitlich nicht aufgelöst, aber durch die Übereinstimmung der Gesamtpulslänge (ca. 22 ns) mit der halben Periodendauer des Nachschwingens des Faserendes wird der Effekt der Endresonanz (ER) in den Verformungsbildern besonders deutlich (Abb. 6.17). Zur Veranschaulichung wurden hier die linken Bildhälften symmetrisch ergänzt.



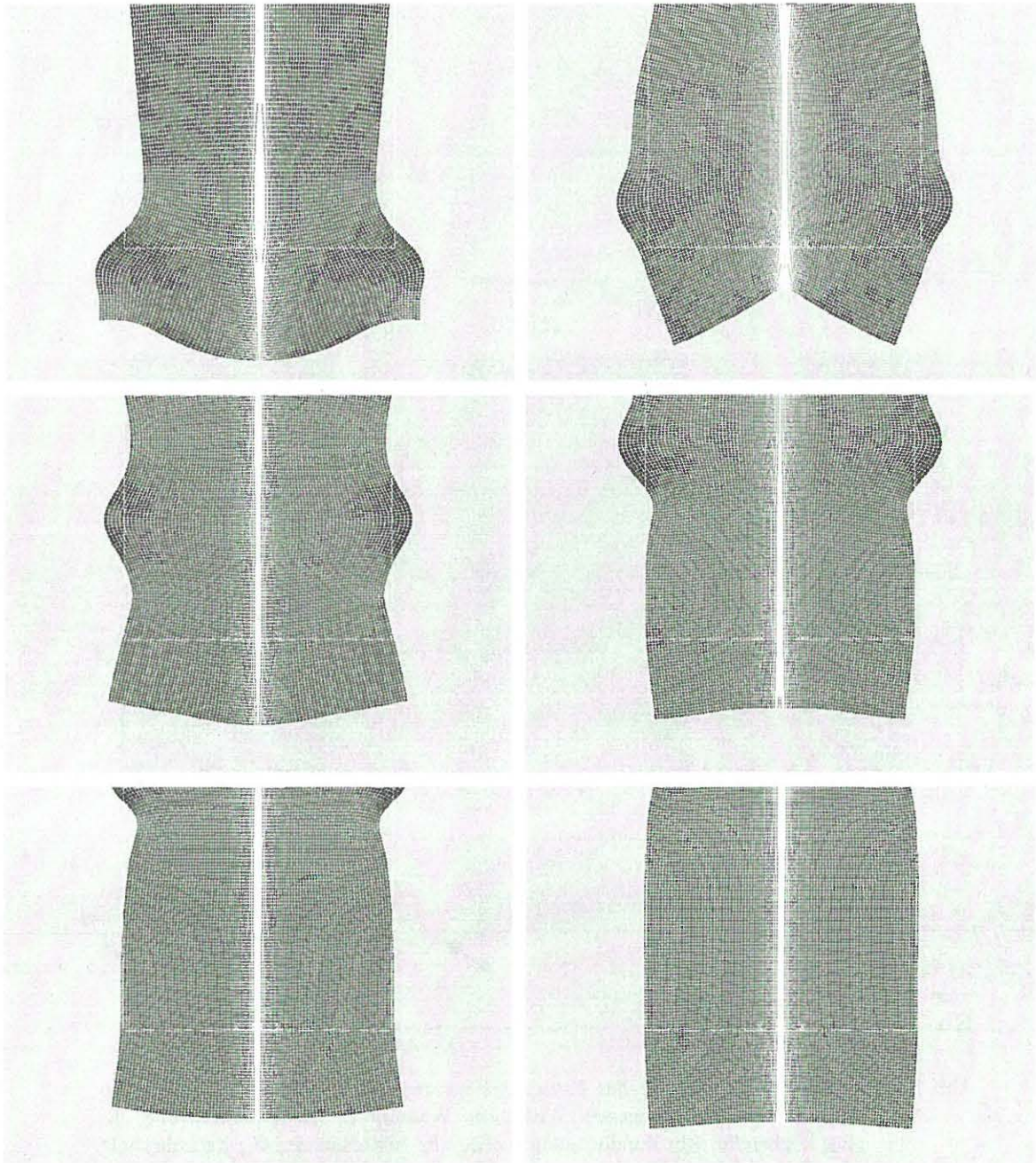


Abb. 6.17: Endresonanz bei Anregung mit einer Impulslänge von ca. 14 ns; Momentaufnahmen, bei denen sich der Stirnflächenrand jeweils am Umkehrpunkt der Schwingung befindet.

Zur quantitativen Auswertung der Simulationen wurden aus den Ergebnisdatenfeldern die zeitlichen Verläufe der Verschiebungen  $w(t)$  und  $u(t)$  in axialer bzw. radialer Richtung am Ort des Faserkerns an der Stirnfläche ( $z = r = 0$ ) und der Druck  $p(t)$  im Wasser direkt vor dem Faserkern extrahiert. Aus den Verschiebungen können die Dehnungen in Glas/SiO<sub>2</sub> bestimmt werden. Die Dehnung in  $z$ -Richtung  $\partial w / \partial z$  entspricht der hervorgerufenen relativen Dickenänderung  $\Delta d_i / d_i$  ( $i = 2, 4, \dots, 18$ ) der SiO<sub>2</sub>-Schichten des Interferenzschichtsystems. Unter der Annahme gleicher radialer Dehnung  $\partial u / \partial r$  in allen dünnen Schichten und mit der Übergangsbedingung gleicher axialer Spannung  $\tau_z$  an allen Grenzflächen lässt sich aus



Gl. (3.54) und Gl. (3.55) die axiale Dehnung  $\partial w/\partial z$  bzw. die relative Dickenänderung  $\Delta d_j/d_j$  ( $j = 1, 3, \dots, 19$ ) für die Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-Schichten unter der Annahme der gleichen Poissonschen Querkontraktionszahl  $\bar{\nu}_j = \bar{\nu}_i$  beider Materialien bestimmen durch:

$$\frac{\Delta d_j}{d_j} = \frac{\bar{E}_i}{\bar{E}_j} \frac{\Delta d_i}{d_i} + 2 \left( \frac{\bar{E}_i}{\bar{E}_j} - 1 \right) \frac{\bar{\nu}_j}{1 - \bar{\nu}_j} \frac{\partial u}{\partial r}, \quad j = 1, 3, \dots, 19, \quad i = 2, 4, \dots, 18, \quad (6.14)$$

wobei  $\bar{E}_{i,j}$  wieder das Youngsche Elastizitätsmodul des betreffenden Schichtmaterials bezeichnet.

Aus beiden Dehnungskomponenten  $\partial w/\partial z$  und  $\partial u/\partial r$  jeder Schicht wurde außerdem gemäß Gl. (3.70) die Brechzahländerung im jeweiligen Schichtmaterial und aus dem Schalldruck vor der Faser gemäß Gl. (3.77) die Brechzahländerung des Wassers ermittelt. Mithilfe des in Kap. 3.1.1 beschriebenen Matrixformalismus wurde mit diesen Daten zu jedem Zeitpunkt der Reflexionsgrad  $R(t)$  des Schichtsystems berechnet und durch Subtraktion des Reflexionsgrades  $R_0$  am Arbeitspunkt des Schichtsystems ohne Schalleinfall ergibt sich die Reflexionsgradänderung  $\Delta R(t)$ .

In Abb. 6.18 sind die zeitlichen Verläufe der axialen Dehnung  $\partial w/\partial z$  in SiO<sub>2</sub>, der radialen Dehnung  $\partial u/\partial r$ , des Schalldruckes  $p(t)$  und der Reflexionsgradänderung  $\Delta R(t)$  des Schichtsystems für den Fall der Anregung durch einen kurzen Impuls (Impulslänge:  $\sim 2$  ns) dargestellt. In der Ausschnittsvergrößerung für den Zeitbereich des eintreffenden anregenden Impulses werden die Beiträge der einzelnen Wellentypen zur Reflexionsänderung des Schichtsystems deutlich.

Der eintreffende Impuls (W) erzeugt vor der Faser einen negativen Druckimpuls und in der Faser entsteht eine positive rein axiale Dehnung (L). Alle weiteren nachfolgenden Beiträge der Impulsantwort tragen zur Frequenzabhängigkeit der Übertragungsfunktion des Fasersensors bei. Nach  $t = 10,2$  ns trifft die relativ schwache, sich vom Stirnflächenrand mit longitudinaler Wellengeschwindigkeit ausbreitende Seitenwelle S2 in der Fasermite ein. Die Dehnungskomponenten der kurz danach bei  $t = 18,6$  ns eintreffenden Rayleighwelle (R) sind komplementär, d. h. es erfolgt eine Stauchung in axialer und eine Dehnung in radialer Richtung. Beide Effekte überlagern sich konstruktiv zu einer besonders starken Verringerung der optischen Dicken der Schichten und rufen dadurch eine starke Reflexionsgradänderung hervor. Die Amplitude dieses Impulses ist von ähnlicher Größe wie die des ersten Longitudinalwellenimpulses (L). Am Schalldrucksignal im Wasser erkennt man die durch R erzeugte Kopfwelle (K1 in Abb. 6.15).

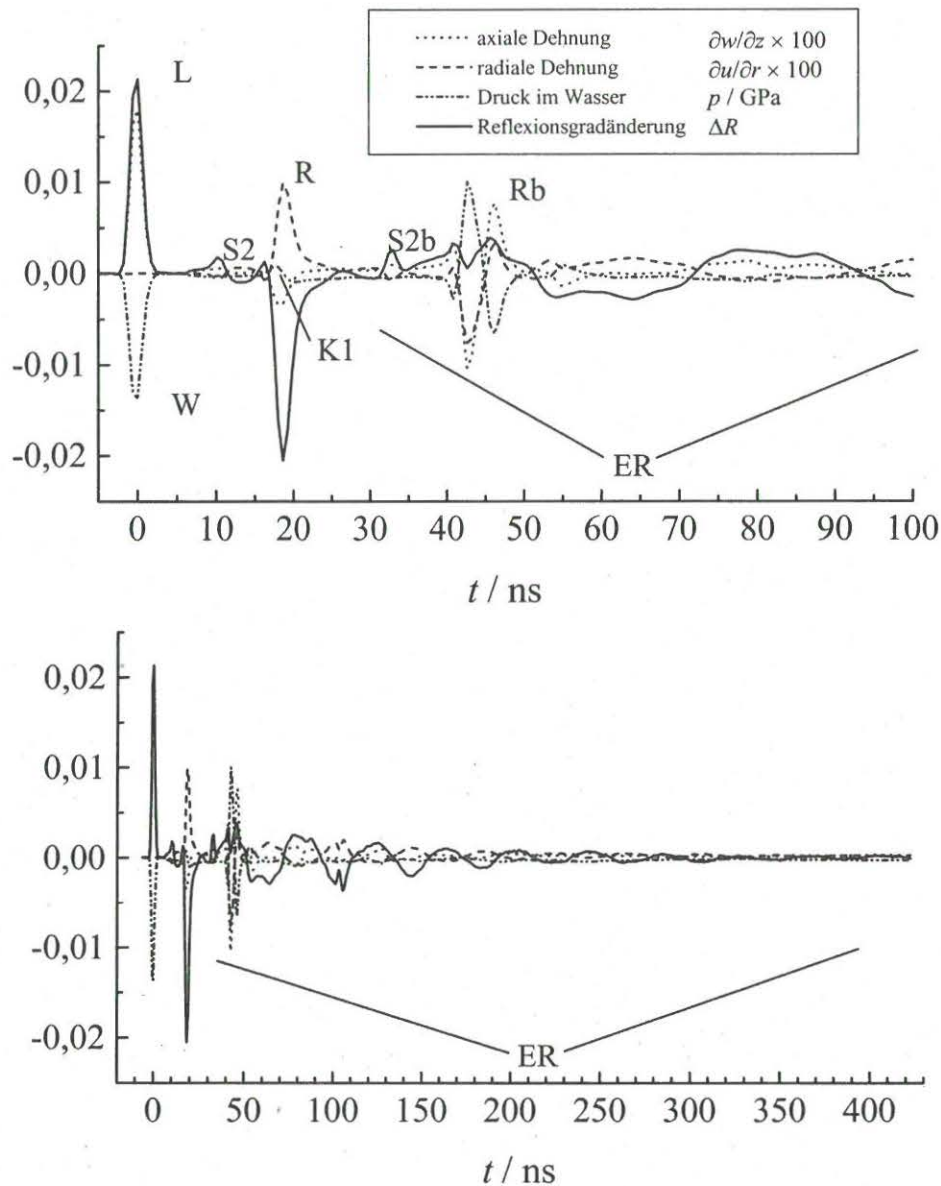


Abb. 6.18: Zeitliche Verläufe der axialen und der radialen Dehnung, des Schalldruckes und der Reflexionsgradänderung bei Impulsanregung (Zuordnung der Ordinatengrößen: s. Legende); oben: Ausschnittsvergrößerung im Bereich des eintreffenden Impulses, unten: Gesamtsimulation.

Im Anschluss an den Rayleighwellenimpuls deutet sich die beginnende Schwingung des Faserendes mit der Resonanzfrequenz durch den einsetzenden wellenförmigen Verlauf der Impulsantwort an (ER). Bei  $t = 30 \text{ ns}$  trifft die einmal am Stirnflächenrand reflektierte Seitenwelle S2 zum zweiten Mal in der Fasermitte ein (S2b). Bei  $t = 42,6 \text{ ns}$  erreicht die Randbeugungswelle im Wasser (Rb) mit inverser Polarität zu W die Fasermitte. In der Faser werden durch die Randbeugungswelle axiale und radiale Dehnungen gleicher Polarität hervorgerufen, so dass es im Gegensatz zur Wirkung der Rayleighwelle in diesem Bereich insgesamt zu einer recht geringen Reflexionsgradänderung kommt. Die Schichtdickenverminderung durch die axiale Stauchung wird hier durch die radiale Stauchung und die damit einhergehende Brechzahlzunahme in den Schichten stärker kompensiert, als durch den

dehnungsoptischen Effekt der axialen Stauchung allein. Im weiteren Verlauf ist die Impulsantwort hauptsächlich durch das abklingende Nachschwingverhalten der Faser geprägt (Abb. 6.18 unten). Wie bei der Rayleighwelle sind hier die axialen und die radialen Dehnungen komplementär bzw. gegenphasig, was eine entsprechend starke Reflexionsgradmodulation hervorruft. Zu beachten ist an dieser Stelle, dass die Gewichtung der einzelnen Komponenten der Impulsantwort u. a. von den Annahmen für die dehnungsoptischen Koeffizienten  $p_{11}$  und  $p_{12}$  der Schichten abhängt und dadurch mit relativ großer Unsicherheit verbunden ist (vgl. Kap. 3.2.5).

Durch Fouriertransformation lässt sich aus der Antwortfunktion des Reflexionsgrades  $h_R(t) = \Delta R(t)$  auf den anregenden gaußförmigen Impuls die Übertragungsfunktion bestimmen. Die komplexe Übertragungsfunktion der Detektionssteilheit  $\mathcal{H}_D(f)$  des faseroptischen Vielschichtensors mit dem Betrag  $H_D(f)$  und der Phase  $\varphi(f)$  ergibt sich aus:

$$\mathcal{H}_D(f) = H_D(f) \cdot e^{i\varphi(f)} = \frac{F(h_R(t))}{F(p(t))/(1+r_{pWG})} = \frac{1,79 \cdot F(h_R(t))}{F(p(t))}, \quad (6.15)$$

wobei  $F(p(t))$  die Fouriertransformierte des *einfallenden und reflektierten* Druckimpulses direkt vor der Faser bezeichnet (hier ist also nur der erste Impuls W von  $p(t)$  in Abb. 6.18 oben gemeint) und  $r_{pWG}$  den akustischen Reflexionskoeffizienten für den Impedanzsprung an der Grenzfläche zwischen Wasser und Sensor darstellt (vgl. Kap. 3.2.1.2).

In Abb. 6.19 ist die theoretische Amplitudenübertragungsfunktion  $H_D(f)$  im Vergleich zur experimentell mithilfe der in Kap. 6.2 beschriebenen Impulskalibrierung bestimmten Übertragungsfunktion dargestellt (vgl. Abb. 6.8).<sup>11</sup> Man erkennt eine qualitativ gute Übereinstimmung der Frequenzgänge. Auch die theoretische Lösung liefert eine starke Resonanzüberhöhung. Die Resonanzfrequenz ist gegenüber der experimentell gefundenen leicht verschoben, was durch Abweichungen entweder der mechanischen Materialparameter oder des Durchmessers der Sensorspitze von den angenommenen Werten verursacht sein kann. Unter Annahme eines durch die Beschichtung der Faserendes um ca. 4  $\mu\text{m}$  größeren Faserdurchmessers ergibt sich z. B. ungefähr die beobachtete Verschiebung um 0,8 MHz. Die Abnahme der Amplitudenübertragungsfunktion bei niedrigen Frequenzen wird ebenfalls durch die numerische Rechnung bestätigt. Bei 6 MHz und 18 MHz liefert das numerische Modell einen recht starken Einbruch, der vermutlich auf mangelnde Dämpfung der in z-Richtung in der Faser fortschreitenden Wellen in diesem Frequenzbereich und dem dadurch möglichen Auftreten stehender Wellen in axialer Richtung zurückzuführen ist.

<sup>11</sup> Die experimentell ermittelte Schalldruck-Spannungsübertragungsfunktion  $H(f)$  wurde dazu durch Multiplikation mit dem sich aus Gl. (4.1) ergebenden Skalierungsfaktor  $s = R_0 V / U_0$  in die entsprechende Übertragungsfunktion der Detektionssteilheit umgerechnet. Mit den Parametern der optischen Detektionsanordnung des verwendeten Aufbaus ergibt sich für die dargestellte Messung  $s \approx 1,14 / \text{mV}$  ( $R_0 = 0,25$ ;  $V = 2,8$ ;  $U_0 = 616 \text{ mV}$ ).



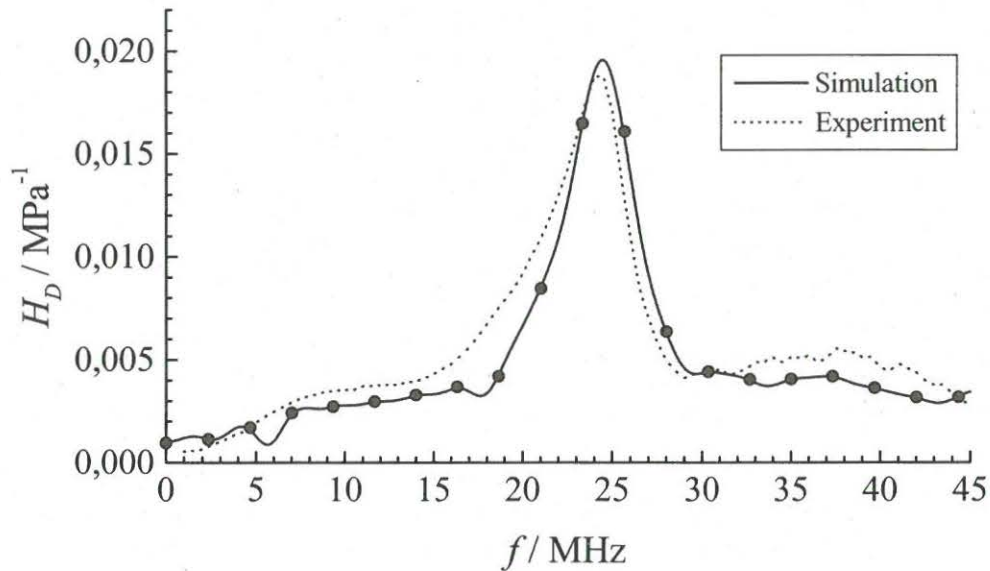


Abb. 6.19: Aus der berechneten Impulsantwort erhaltene Übertragungsfunktion im Vergleich zur experimentell bestimmten; (•) Stützstellen von  $F(h_R(t))$ , Zwischenwerte durch Verlängerung von  $h_R(t)$  im Zeitbereich nach Abklingen des Nachschwingens mit dem Wert Null.

Im Folgenden soll der Einfluss der verschiedenen Komponenten der Impulsantwort  $h_R(t)$  auf die Übertragungsfunktion verdeutlicht werden. Dazu werden aus der ursprünglichen berechneten Impulsantwort vier weitere Impulsantwortfunktionen  $h_1(t)$  bis  $h_4(t)$  abgeleitet. Diese zeichnen sich durch einen identischen Verlauf wie  $h_R(t)$  bis zum jeweiligen Zeitpunkt  $T_1$  bis  $T_4$  aus, während der nachfolgende Teil gleich Null gesetzt wird:

$$h_k(t) = \begin{cases} h_R(t) & \text{für } t < T_k \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}, \quad k = 1, 2, 3, 4. \quad (6.16)$$

Die Zeitpunkte  $T_1$  bis  $T_4$  werden so gewählt, dass  $h_1(t)$  nur den ersten Longitudinalwellenimpuls (L),  $h_2(t)$  den Longitudinalwellenimpuls und die schnelle Seitenwelle (S2),  $h_3(t)$  zusätzlich die Rayleighwelle (R) und  $h_4(t)$  auch noch die reflektierte Seitenwelle (S2b), die Randbeugungswelle (Rb) und etwa 1,5 Perioden der Resonanzschwingung (ER) ab dem Eintreffen der Rayleighwelle im Faserkern umfasst (Abb. 6.20 oben).<sup>12</sup> Die mittels Fouriertransformation unter entsprechender Anwendung von Gl. (6.15) aus den Impulsantwortfunktionen erhaltenen Amplitudenübertragungsfunktionen  $H_k(f)$  sind in Abb. 6.20 unten abgebildet, wobei  $H_5(f)$  die ursprüngliche Übertragungsfunktion bei Auswertung der kompletten Impulsantwort bezeichnet.

Wenn ausschließlich der Longitudinalwellenimpuls berücksichtigt wird, ergibt sich erwartungsgemäß ein konstanter Übertragungsfaktor  $H_1 = D \approx 2,8 \times 10^{-3} / \text{MPa}$  (vgl.

<sup>12</sup> Wie zuvor ist natürlich auch die Wirkung der Wellen W, K1, K2, usw. durch die Brechzahlmodulation im Wasser, hier jeweils in den entsprechenden Zeitabschnitten, in  $h_k(t)$  enthalten.

Kap. 5.2.1; Abb. 5.7 für  $\alpha = 0^\circ$ ). Dieser Fall entspricht dem Vielschichtflächenhydrophon, bei dem Rand- und Eigenschwingungseffekte des Empfängerkörpers im betrachteten Frequenzbereich keinen Einfluss besitzen und ausschließlich die axiale Dehnungskomponente  $\partial w / \partial z$  einer im Festkörper angeregten Longitudinalwelle zur Schichtdicken- und Brechzahlmodulation beiträgt.

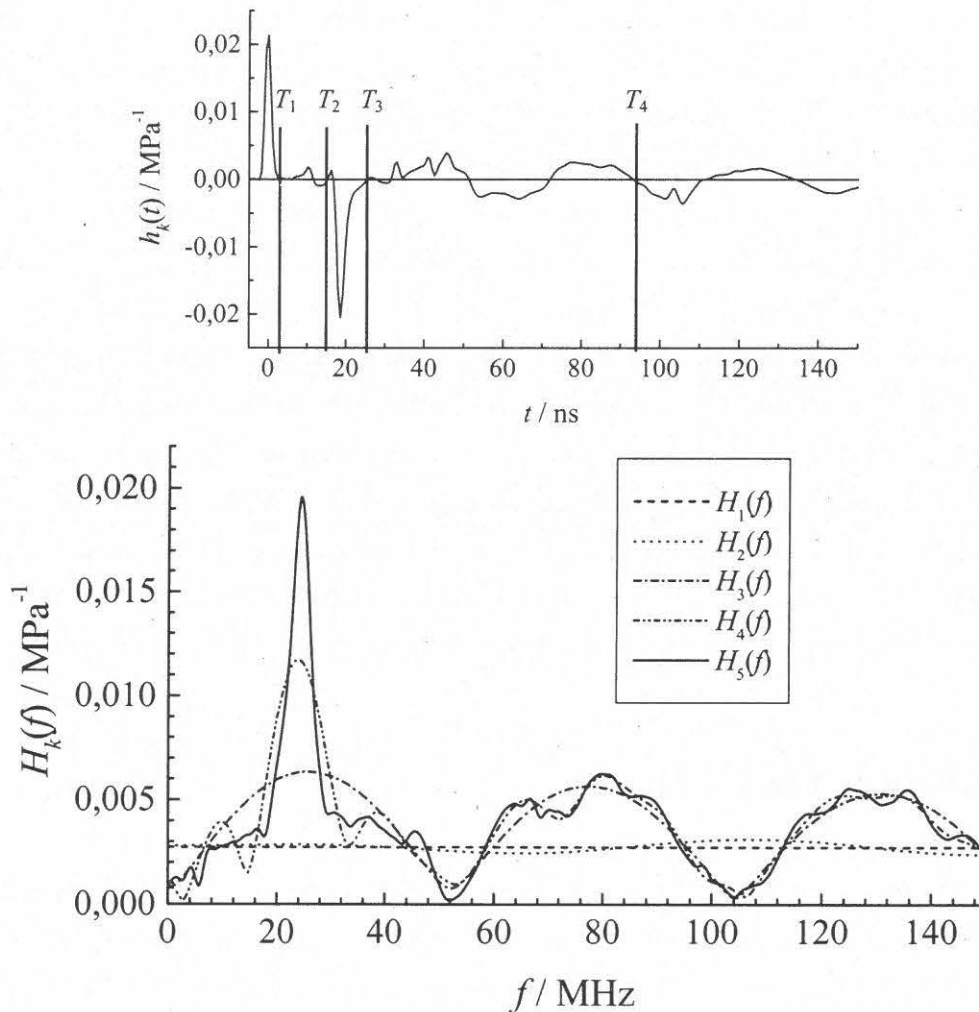


Abb. 6.20: Einfluss verschiedener Komponenten der Impulsantwort auf die Übertragungsfunktion; oben: berücksichtigte Abschnitte der Impulsantwort, unten: zugehörige Amplitudenübertragungsfunktionen.

Die relativ schwache Seitenwelle (S2) verursacht eine leichte Welligkeit der Übertragungsfunktion mit Minima im dargestellten Bereich bei 64 und 149 MHz ( $H_2(f)$ ). Demgegenüber wird durch den Rayleighwellenimpuls eine sehr starke Modulation mit Minima bei 0, 52, und 104 MHz erzeugt ( $H_3(f)$ ). Diese Welligkeit prägt die Grundstruktur der Übertragungsfunktion des Fasersensors durch die Überhöhung im Bereich von 26 MHz und der beidseitigen Abnahme bei tieferen bzw. höheren Frequenzen. Wenn auch die dem Rayleighwellenimpuls folgenden Impulse S2b, Rb und der Beginn der Endresonanz in die Rechnung einbezogen

werden, ergeben sich feiner zergliederte Strukturen ( $H_4(f)$ ). Das Maximum der Übertragungsfunktion bildet sich bei ca. 24 MHz. Bei Berücksichtigung der gesamten Impulsantwortfunktion  $h_R(t)$  entsteht schließlich aufgrund der lange nachschwingenden Endresonanz (ER) die noch schärfere Überhöhung bei 24 MHz.

#### 6.4.4 Vergleich mit dem faseroptischen Michelson-Interferometer

Im Fall des auf einem faseroptischen Michelson-Interferometer basierenden Hydrophons wird die Veränderung des optischen Weges in der den Messarm des Interferometers bildenden Faser detektiert [REI93]. Anders als beim Vielschichthydrophon ergibt sich ein in axialer Richtung der Faser ausgedehnter empfindlicher Bereich. Durch die integrierende Wirkung besitzen die Effekte direkt an der Oberfläche der Faserstirnseite einen geringeren Einfluss und die experimentell bestimmte Übertragungsfunktion (vgl. [KOC97.1], [KOC98]) weist eine sich deutlich unterscheidende Form im Vergleich zum faseroptischen Vielschichthydrophon auf. Die Grundform zeigt nicht wie im Fall des faseroptischen Vielschichthydrophons den starken Abfall bei  $f \approx 0$  und  $f \approx 50$  MHz, da der Einfluss der Rayleighwelle geringer ist. Der Einfluss der Randbeugung und der Endresonanz in der Faser ist aber auch dort signifikant. Der Randbeugungseffekt erzeugt eine Überhöhung bei ca. 12 MHz, die in abgeschwächter Form auch bei der experimentell erhaltenen Übertragungsfunktion des faseroptischen Vielschichthydrophons auftritt (Abb. 6.19). Die Endresonanz der Faser ist ebenfalls an einer deutlichen Überhöhung im Bereich 23-24 MHz erkennbar.

### 6.5 Alternative Sensorformen

Neben der Verwendung eines ausgedehnten Empfängerkörpers, der wie im Fall des optischen Vielschichtflächenhydrophons die laterale Schallfeldausdehnung überragt, wurden verschiedene weitere Versuche unternommen, um die Übertragungseigenschaften der Vielschichtsensoren zu verbessern. Wie im vorangegangenen Kapitel deutlich wurde, hat die Geometrie des Empfängerkörpers aufgrund der bedeutenden Rand- und Resonanzeffekte einen entscheidenden Einfluss auf das Übertragungsverhalten des jeweiligen Sensors. Es wurden daher faseroptische Vielschichthydrophone mit veränderter Geometrie hergestellt und erprobt. Im Einzelnen wurden vergrößerte Empfängerdurchmesser, abgerundete sowie asymmetrische Stirnflächen eingesetzt.

#### 6.5.1 Vergrößerte Empfänger

Durch Einkleben der Glasfaser in Quarzglaskapillare mit einem Innendurchmesser von  $129\ \mu\text{m}$  und Außendurchmessern von 1 bzw. 2 mm wurden vergrößerte Empfängerkörper eines möglichst homogenen Materialquerschnitts hergestellt. Nach der Verklebung wurde die Stirnfläche poliert und anschließend erfolgte die Belegung der gesamten Stirnfläche mit dem



19-Schicht-Interferenzfiltersystem. Der direkt empfindliche Bereich ist wie bei dem reinen Fasersensor auf den lichtführenden Faserkern beschränkt.

Das in Abb. 6.21 dargestellte Ergebnis einer Impulsmessung im Fokus von Wandler D (mittlere Frequenz: ca. 8 MHz) zeigt, dass die Abweichungen der Wellenform des Empfängers mit 1 mm Durchmesser von der Referenz (Vielschichtflächenhydrophon) hier geringer ausfallen als im Fall des faseroptischen Hydrophons mit einem Durchmesser von 125  $\mu\text{m}$ . Anhand eines zweiten Messbeispiels bei Verwendung von Wandler A (mittlere Frequenz: ca. 4 MHz) wird allerdings deutlich, dass aufgrund des größeren Empfängerdurchmessers die Resonanzeigenschaft nun bei einer entsprechend niedrigeren Frequenz auftaucht (Abb. 6.22). Während zu Beginn der Wellenzüge eine gute Übereinstimmung mit der Referenz erzielt wird, folgt anschließend ein sehr starkes Nachschwingen.

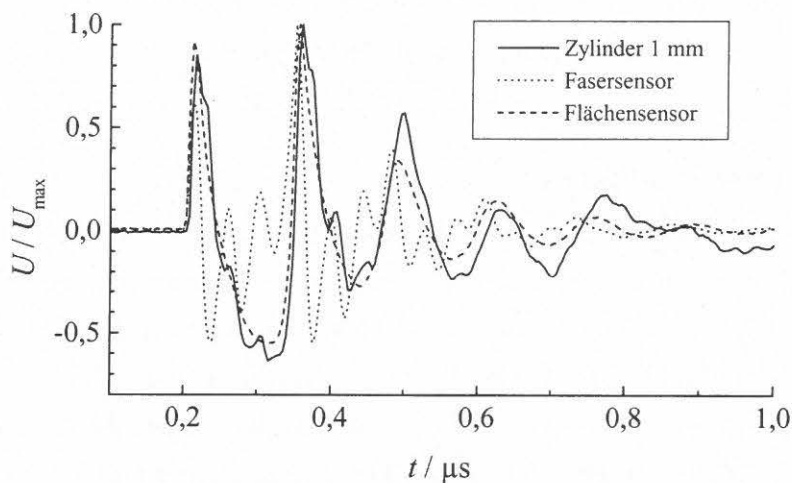


Abb. 6.21: Normierter Signalspannungsverlauf des Vielschichthydrophons mit 1 mm Außendurchmesser im Vergleich zum Faser- und zum Flächensensorsignal; Wandler D.

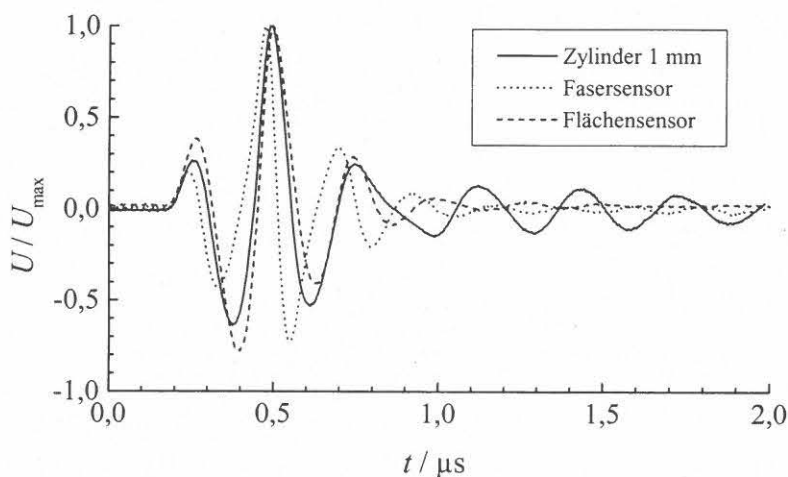


Abb. 6.22: Normierter Signalspannungsverlauf des Vielschichthydrophons mit 1 mm Außendurchmesser im Vergleich zum Faser- und zum Flächensensorsignal; Wandler A.

Eine bloße Vergrößerung des Empfängerkörpers führt also nicht zu einer deutlichen Dämpfung des Resonanzeffektes, sondern lediglich zu einer spektralen Verschiebung dieser Eigenschaft. Da sich der Schalldruckverlauf der von den eingesetzten fokussierenden Wandlern erzeugten Schallfelder am Rand des vergrößerten Empfängers schon deutlich vom Verlauf in der Mitte des Empfängers unterscheiden kann, hängt bei diesen Sensoren der Einfluss der Randeffekte zusätzlich vom Grad der Fokussierung ab.

Mithilfe der vergrößerten Empfänger wurde bereits vor dem Vorliegen der Simulationsergebnisse der FEM-Rechnungen experimentell erkannt, dass die Messsignale durch elastische Wellen, die im Empfängerkörper vom Rand der Stirnfläche nach innen laufen, und von einer resonanten Schwingung stark beeinflusst werden. Bei Anregung durch einen kurzen Impuls konnten aufgrund der im Vergleich zum Fasersensor um den Faktor 16 längeren Laufzeiten bei dem Sensor mit 2 mm Durchmesser die nacheinander am Faserkern eintreffenden Randwellen beobachtet werden. Auch die einsetzende Schwingung des Empfängerkörpers mit einer entsprechend verminderten Resonanzfrequenz wurde erkennbar.

### 6.5.2 Abgerundete Stirnflächen

Anhand von Impulsmessungen mit dem auf einem faseroptischen Michelson-Interferometer basierenden Hydrophon wurde festgestellt, dass die Abweichungen der gemessenen Wellenzüge zu Referenzmessungen durch die Verwendung leicht abgerundeter Faserstirnflächen vermindert werden kann [MEN96]. Bei piezoelektrischen Nadelhydrophonen wurde durch die Verwendung von Stirnflächen mit elliptischem Profil anstelle einer planen Empfängerfläche eine Verbesserung (Glättung) der spektralen Übertragungseigenschaft erzielt [SEL99]. Vor diesem Hintergrund wurde auch für das faseroptische Vielschichthydrophon eine Verbesserung durch den Einsatz abgerundeter Stirnflächen erwartet.

Die Präparation der Abrundung kann relativ einfach und reproduzierbar durch kurzzeitiges Schmelzen des Faserendes im Faserspleißgerät erfolgen. Dabei wird der Grad der Abrundung durch die thermische Leistung der Glimmentladung (Regelung des Entladungsstromes) und die Schmelzdauer bestimmt. Auf die abgerundeten Stirnflächen wurde anschließend das Sensorschichtsystem aufgebracht.

In Abb. 6.23 ist die mithilfe des in Kap. 6.2 beschriebenen Impulskalibrierverfahrens ermittelte Amplitudenübertragungsfunktion eines faseroptischen Vielschichtsensors mit abgerundeter Stirnfläche im Vergleich zu der des Sensors mit planer Stirnfläche dargestellt. Es wurde bei beiden Messungen die gleiche optische Detektionsanordnung verwendet. Bei gleicher Laserleistung und ähnlicher DC-Spannung  $U_0$  am Ausgang des Photodetektors ergaben sich für den abgerundeten Sensor erheblich geringere Signalspannungsamplituden. Die Güte bzw. die Finesse des auf das abgerundete Substrat beschichteten Interferenzfiltersystems ist also deutlich geringer. Um einen besseren Vergleich zu ermöglichen, ist in Abb. 6.23 auch die um den Faktor 1,8 angehobene Übertragungsfunktion des abgerundeten

Sensors abgebildet. Die Resonanzüberhöhung ist zu einer Frequenz von 30 MHz verschoben, was einem effektiven Durchmesser des Sensors von:  $d = 125 \mu\text{m} \times 24 \text{ MHz} / 30 \text{ MHz} = 100 \mu\text{m}$  entspricht. Der Vergleich der Übertragungsfunktionen zeigt, dass der Grad der Resonanzüberhöhung in beiden Fällen vergleichbar ist, d. h. durch das Abrunden wird diesbezüglich keine signifikante Verbesserung erzielt. Im unteren Frequenzbereich bis ca. 20 MHz ergibt sich im Fall des abgerundeten Sensors ein glatterer Verlauf, da der Randbeugungseffekt eine verminderte Wirkung zeigt, während im Fall des planen Sensors die Randbeugungswelle ein (hier nur teilweise erkennbares) Maximum bei ca. 12 MHz hervorruft [KOC97.1], [KRÜ00].

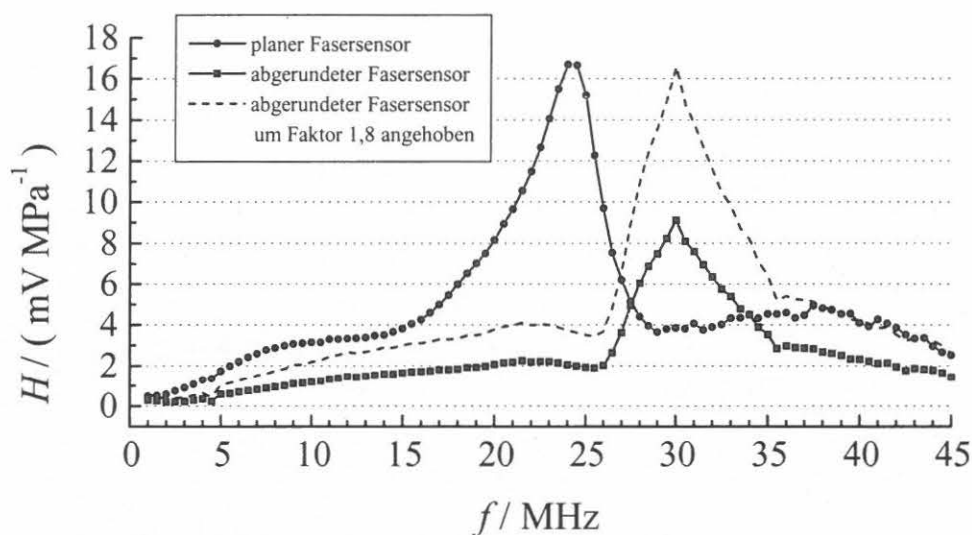


Abb. 6.23: Übertragungsfunktion des Fasersensors mit abgerundeter Stirnfläche im Vergleich zum planen Fasersensor.

### 6.5.3 Asymmetrische Stirnflächen

Der starke Einfluss der Randwellen- und Resonanzeffekte auf das Messsignal wird u. a. auch durch die strenge Radialsymmetrie der Glasfaser verursacht. Die einzelnen Typen der am Stirnflächenrand angeregten und nach innen propagierenden Seiten- und Randbeugungswellen treffen im empfindlichen Bereich am Faserkern jeweils mit radialsymmetrisch gleicher Phasenlage ein. Dadurch kommt es in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz zu ausgeprägten Interferenzerscheinungen. Im Fall von asymmetrisch geformten Stirnflächen würde sich eine Verschmierung der Laufzeiten vom Rand zum lichtführenden Faserkern ergeben, wodurch die Interferenzeffekte weniger scharf ausgeprägt sein sollten. Die Bewegungsform der Endresonanz der Faser weist in der Mitte und am Rand besonders starke Verschiebungen auf, so dass auch hier durch die symmetrische Geometrie der Faser mit dem zentralen Faserkern eine starke Wirkung hervorgerufen wird.



Anhand der bereits zuvor verwendeten FEM-Simulationsrechnung wurden diese Annahmen überprüft, indem die Schalldruck- und Verschiebungsdaten für Punkte auf der Stirnfläche außerhalb der Symmetrieachse ( $z$ -Achse) ausgewertet wurden. Es lag zwar in diesem Fall ein radialsymmetrischer Empfängerkörper vor, aber die oben genannten Effekte der Verschmierung der Laufzeiten und der weniger stark auftretenden Resonanzbewegungen am empfindlichen Ort des Sensors sollten bei der auf diese Weise angenommenen Verwendung exzentrischer Faserkerne ebenfalls beobachtbar sein. Es wurde die gleiche rechnerische Auswertung wie in Kap. 6.4.3 für den Messpunkt auf der  $z$ -Achse durchgeführt. Auf die im strengen Sinn im exzentrischen Fall notwendige Berücksichtigung unterschiedlicher Dehnungen in radialer und in azimuthaler Richtung wurde an dieser Stelle verzichtet.

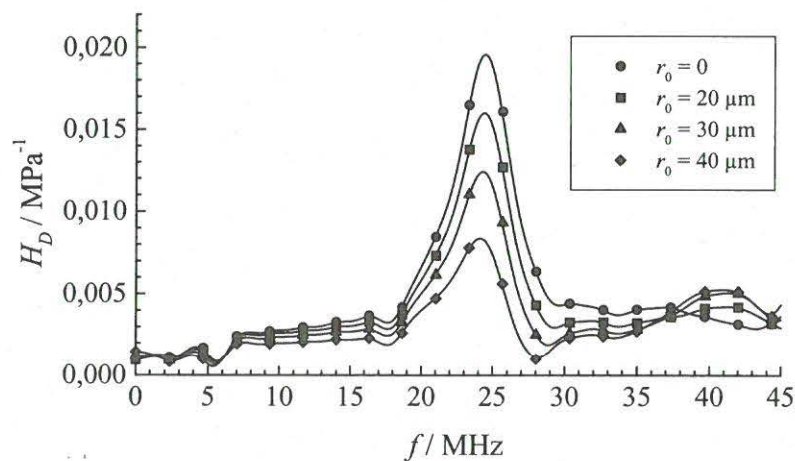


Abb. 6.24: Aus der FEM-Simulation erhaltene Amplitudenübertragungsfunktionen  $H_D(f)$  für exzentrische Faserkerne.

In Abb. 6.24 sind die aus den Impulsantworten erhaltenen Amplitudenübertragungsfunktionen der Detektionssteilheit  $H_D(f)$  für unterschiedliche Abstände  $r_0$  des Faserkerns von der  $z$ -Achse dargestellt. Man erkennt hier eine deutliche Abnahme der Resonanzüberhöhung bei 24 MHz mit zunehmender Exzentrizität des Faserkerns. Allerdings entsteht im betrachteten Frequenzbereich eine zusätzliche Überhöhung bei ca. 41 MHz. Im Bereich von 5 bis 18 MHz steigen die Übertragungsfunktionen mit exzentrischem Faserkern weniger stark an, was vor allem durch die veränderten Rayleighwellenanteile der Impulsantwort verursacht wird.

Zur experimentellen Untersuchung der Verbesserungsmöglichkeit der Übertragungseigenschaften durch Verwendung exzentrischer Faserkerne bzw. asymmetrischer Faserstirnflächen wurde die Geometrie eines bereits mit einem Schichtsystem belegten und im Messaufbau eingesetzten Fasersensors nachträglich verändert. Dazu wurde mithilfe einer Poliermaschine mit Glasfaserpolierfolie ( $1\ \mu\text{m}$  Körnung) in mehreren Schritten eine Abflachung einer Seite der Stirnfläche unter einem Winkel von ca.  $25^\circ$  zur Mantelfläche vorgenommen [WIL00.2]. In Abb. 6.25 sind verschiedene hergestellte Stirnflächenquerschnitte dargestellt.

Vor Beginn der Politur (Form (1)) und nach jedem Präparationsschritt (Form (2) bis (5)) wurde nach dem in Kap. 6.2 beschriebenen Impuskalibrierverfahren mithilfe von jeweils drei Impulsmessungen die Übertragungsfunktion des Sensors bestimmt. Da keine weiteren Veränderungen der Messanordnung entstanden sind (Verwendung desselben Schichtsystems, keine Veränderungen an den Parametern der optischen Detektionsanordnung), ist ein direkter qualitativer und quantitativer Vergleich der Übertragungseigenschaften möglich und die Unterschiede sind ausschließlich der veränderten Sensorgeometrie zuzuschreiben.

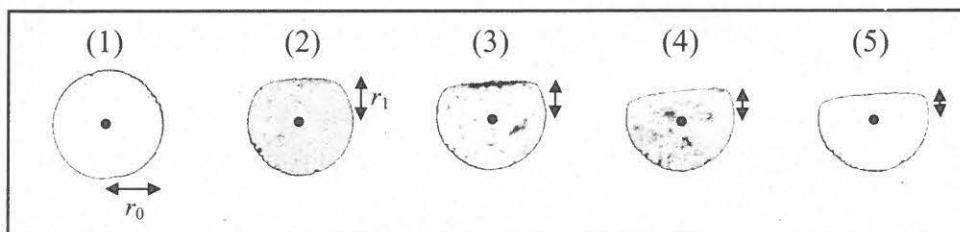


Abb. 6.25: Asymmetrische Stirnflächenformen; Umriss mikroskopischen Photographien entnommen; Querschnitt des Faserkerns ca. 3-fach vergrößert dargestellt.

Die erhaltenen Amplitudenübertragungsfunktionen  $H(f)$  sind in Abb. 6.26 dargestellt. Man erkennt, dass nach jedem Präparationsschritt die Resonanzüberhöhung (bei 24 MHz des symmetrischen Sensors) deutlich geringer wird und sich zu etwas höheren Frequenzen verschiebt. Während der symmetrische Sensor in der Resonanz ungefähr eine Überhöhung um den Faktor  $\sim 5$  des Wertes bei 15 MHz aufweist, besitzt die Überhöhung bei der Sensorform (5) nur noch einen Faktor von  $\sim 2$ . Es zeigt sich bei den stark abgeflachten Sensorformen eine Aufspaltung der Überhöhung, so dass ein zweites Maximum bei ca. 19 MHz entsteht. Im Frequenzbereich von 5 bis 15 MHz erfolgt der Anstieg von  $H(f)$  bei den asymmetrischen Sensorformen aufgrund des veränderten Einflusses der Randbeugungswelle etwas gradliniger als bei dem symmetrischen Sensor. Vor allem im Frequenzbereich über 38 MHz wird anhand der Verminderung von  $H(f)$  im Fall der asymmetrischen Sensoren die veränderte Wirkung der Rayleighwellenanteile der Impulsantwort deutlich. Insgesamt ergibt sich im Fall der Sensorform (5) der glatteste Verlauf der Übertragungsfunktion.

Bezüglich der experimentell erprobten alternativen Sensorformen lässt sich an dieser Stelle insgesamt festhalten, dass die Verwendung asymmetrischer Stirnflächenformen die effektivsten Verbesserungsmöglichkeiten für die Übertragungseigenschaften der faseroptischen Vielschichthydrophone bietet.

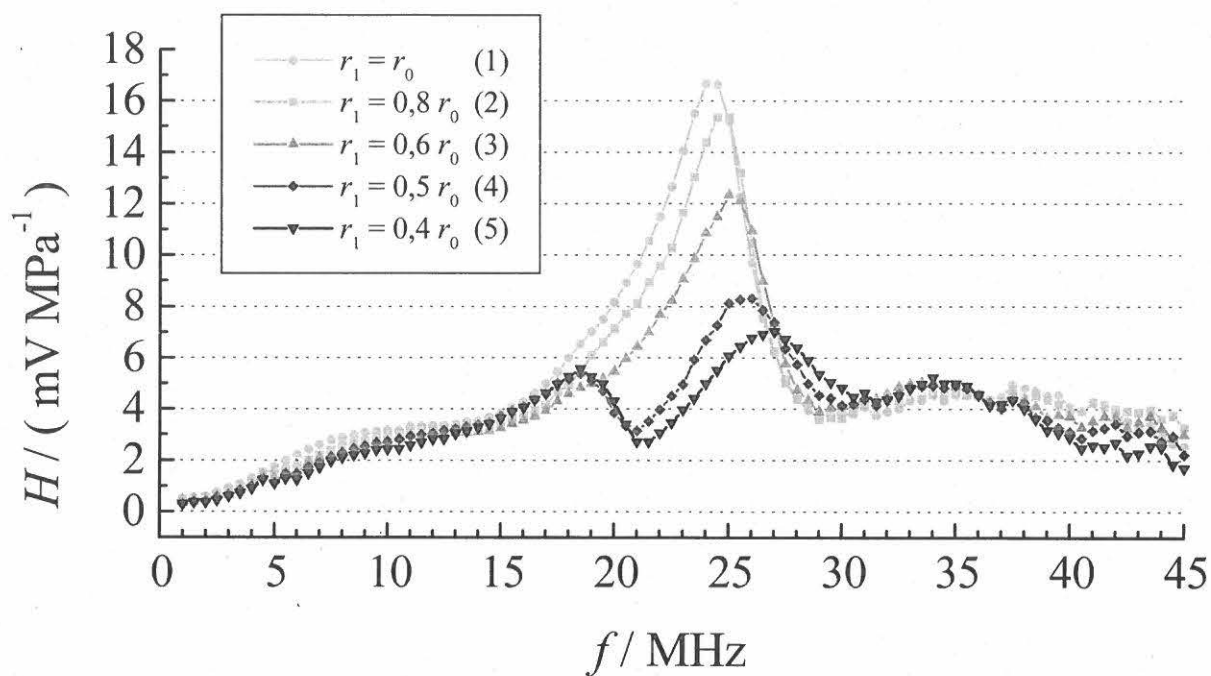


Abb. 6.26: Amplitudenübertragungsfunktionen für Sensorformen (1) bis (5).



## 7 Temperaturmessung mit dem faseroptischen Vielschichtsensor

Die entwickelten faseroptischen Interferenzschichtsensoren können neben dem Einsatz als Ultraschallhydrophon gleichzeitig auch als Temperaturfühler verwendet werden. Die geringen Abmessungen und die geringe Wärmeleitfähigkeit erlauben z. B. *in situ* Messungen in kleinen Flüssigkeitsvolumina [WIL99.3]. Im Gegensatz zu anderen faseroptischen interferometrischen Temperaturmesssystemen, bei denen Faserspulen als Sensoren verwendet werden [HOC79], [YUA98] oder die Änderung der Doppelbrechung eines Faserstückes detektiert wird [COR98], ermöglicht der faseroptische Vielschichtsensor auch die Messung thermischer Transienten mit sehr hoher räumlicher Auflösung. Aufgrund der geringen Abmessungen des Messfühlers im Vergleich z. B. zu faseroptischen Temperatursensoren mit einer vergleichsweise dicken Polymerschicht [BEA98], [NAK00], mit einem eingebetteten Halbleiterchip [KYU82] oder mit Faser-Bragg-Gittern [FIS98.2], [HAT99] wird eine sehr kurze thermische Ansprechzeit erreicht.

In Kap. 7.1 wird die theoretisch zu erwartende thermische Detektionssteilheit des 19-Schicht-Sensors ermittelt und in Kap. 7.2 mit dem Ergebnis einer Kalibrierung verglichen.

Auf die Möglichkeit der simultanen Ultraschalldruck- und Temperaturmessung wird im Rahmen von Kap. 8 über spezielle Anwendungen des Fasersensors anhand eines Messbeispiels noch näher eingegangen.

### 7.1 Interferenzschichtsysteme als temperatursensitive Elemente

Die thermische Sensitivität der Interferenzschichtsensoren beruht auf der Temperaturabhängigkeit der Schichtdicken und der Brechzahlen. Eine Temperaturänderung  $\Delta T$  verursacht eine Expansion oder Kontraktion der Schichten um den Wert  $\Delta d_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ) und eine Änderung der Brechzahlen  $\Delta n_i$  des Substrates, der Schichten und des den Sensor umgebenden Mediums ( $i = 0, \dots, N + 1$ ). Die dadurch entstehenden Variationen der optischen Schichtdicken  $n_i d_i$  und der Fresnelkoeffizienten an allen beteiligten Grenzflächen führen zu einer Änderung des Reflexionsgrades  $\Delta R$  des gesamten Schichtsystems.

In Analogie zum akustischen Fall kann das Sensorschichtsystem durch die thermische Detektionssteilheit  $D_T = \Delta R / \Delta T$  unabhängig von den Parametern der optischen Detektionsanordnung, wie z. B. Lichtleistung, Fasereinkoppleffizienz und Verstärkung des Photostromes charakterisiert werden.

Zur Berechnung von  $D_T$  wird die thermische Expansion bzw. Kontraktion beschrieben durch:

$$\Delta d_i = d_i \alpha_{Ti} \Delta T, \quad i = 1, \dots, N \quad (7.1)$$

und die Änderung der Brechzahlen der Schichten und des Substrates durch:

$$\Delta n_i = n_i c_{Ti} \Delta T, \quad i = 0, \dots, N, \quad (7.2)$$

wobei  $\alpha_{Ti}$  und  $c_{Ti}$  den thermischen Ausdehnungskoeffizienten bzw. den relativen Temperaturkoeffizienten der Brechzahl für das  $i$ -te Medium bezeichnen. Es werden folgende Parameter für die Rechnung verwendet:

- Niedrigbrechende  $\text{SiO}_2$ -Schichten und Glasfaser ( $i = 0, 2, 4, \dots, N - 1$ ):  
 $\alpha_{Ti} = 5,5 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$  und  $c_{Ti} = 0,86 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$  [FIB96].
- Hochbrechende  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ -Schichten ( $i = 1, 3, 5, \dots, N$ ):  
 $\alpha_{Ti} = 17,6 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$  [GME70]. Da nach Kenntnisstand in der Literatur kein Wert für  $c_{Ti}$  zur Verfügung steht, wird als Näherung für  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  ebenfalls der Wert für  $\text{SiO}_2$  verwendet:  
 $c_{Ti} = 0,86 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ .

Für Wasser als das den Sensor umgebende Medium ( $i = N + 1$ ) lässt sich die Temperaturabhängigkeit der Brechzahl [LAN62] in linearer Näherung beschreiben durch:

$$\Delta n_{N+1} \approx 2 \times 10^{-4} \Delta T [^\circ\text{C}]. \quad (7.3)$$

Mithilfe von Gl. (7.1) bis Gl. (7.3) und der in Kap. 3.1.2 beschriebenen Rekursionsmethode zur Bestimmung des Reflexionsgrades  $R$  lässt sich nun die thermische Detektionssteilheit  $D_T$  eines Schichtsystems ermitteln. Für das 19-Schicht-Interferenzfiltersystem ergibt sich ein maximaler Wert von  $D_T = 2,36 \times 10^{-3} / ^\circ\text{C}$ . Der Arbeitspunkt maximaler Detektionssteilheit liegt wie im akustischen Fall bei einem Verhältnis von Designwellenlänge  $\lambda_D = 4n_i d_i$  ( $i \neq 10$ ) zu Laserwellenlänge  $\lambda$  von:

$$\lambda_D / \lambda \approx 1,0016 \quad (7.4)$$

und einem Reflexionsgrad von  $R_0 \approx 0,25$  (vgl. Abb. 3.10).

Wenn der Einfluss der Brechzahlvariation des Wasser vor dem Sensor vernachlässigt wird (Gl. (7.3):  $\Delta n_{N+1} = 0$ ), ergibt sich ein Wert von  $D_T = 2,33 \times 10^{-3} / ^\circ\text{C}$  und wenn zusätzlich der Beitrag der thermischen Expansion der Schichten unberücksichtigt bleibt (Gl. (7.1):  $\Delta d_i = 0$ ), erhält man  $D_T = 2,08 \times 10^{-3} / ^\circ\text{C}$ . Weitere numerische Rechnungen haben gezeigt, dass der Beitrag zur Detektionssteilheit durch die Temperaturabhängigkeit der Fresnelkoeffizienten der einzelnen Grenzflächen zwischen den Schichten sehr gering ist.

Insgesamt wird also die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades  $R$  vorwiegend durch die Variation der optischen Schichtdicken aufgrund der Brechzahlmodulation hervorgerufen.

## 7.2 Experimentelle Bestimmung des Temperaturübertragungsfaktors

Der bereits in Kap. 4 beschriebene Aufbau des faseroptischen Vielschichthydrophons kann direkt auch zur Temperaturmessung in Flüssigkeiten eingesetzt werden, wobei in diesem Fall der DC-Ausgang des Photodetektors die Signalspannung für die (niederfrequenten) Temperaturänderungen liefert.

Mithilfe einer Kalibrierungsmessung in Wasser wurde der Zusammenhang zwischen Signalspannung und Temperatur für einen 19-Schicht-Sensor experimentell bestimmt (Abb. 7.1). Die Designwellenlänge des verwendeten Sensors beträgt  $\lambda_D = 690,8 \text{ nm}$ , so dass sich mit Gl. (7.4) eine Laserwellenlänge von  $\lambda = 689,7 \text{ nm}$  für maximale Detektionssteilheit ergibt. Zum Zeitpunkt der hier und in Kap. 8.2 beschriebenen Temperaturmessungen stand die exakt abstimmbare und langzeitstabil arbeitende Laserdiodenanordnung mit externem Gitterresonator noch nicht zur Verfügung.<sup>13</sup> Ein stabiles einmodiges Emissionsverhalten der verwendeten frei emittierenden Laserdiode wurde bei einer Ausgangsleistung von ca. 15 mW für  $\lambda = 689,5 \text{ nm}$ , also einer etwas geringeren als der optimalen Laserwellenlänge erreicht. In der Nähe des Fasersensors wurde ein elektrisches Thermometer (Anzeigegenauigkeit: 1 °C) platziert. Es wurden verschiedene Wassertemperaturen durch Mischen eingestellt. Die mit einem Voltmeter jeweils gemessenen Signalspannungen des Fasersensors sind in Abb. 7.2 in Abhängigkeit von der am Thermometer abgelesenen Wassertemperatur dargestellt.

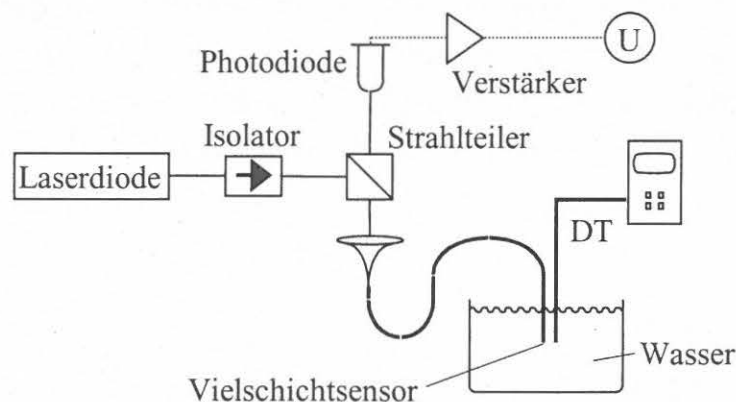


Abb. 7.1: Aufbau zur experimentellen Bestimmung der Temperaturempfindlichkeit des faseroptischen Vielschichtensors; DT: Digitalthermometer, U: Voltmeter.

In dem betrachteten Messbereich von 19 °C bis 48 °C ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Signalspannung  $U$  und der Temperatur  $T$ . Mithilfe linearer Regression erhält man aus den Messwerten einen Temperaturübertragungsfaktor  $H_T = dU / dT = (3,82 \pm 0,11) \text{ mV} / ^\circ\text{C}$  des Sensorsystems. Die Unsicherheitsangabe bezieht sich dabei auf die

<sup>13</sup> Um bei der Auswertung der in Kap. 8.2 beschriebenen Messungen auf die Ergebnisse dieses Kapitels zurückgreifen zu können, wird hier die Kalibrierung des in dem Anwendungsbeispiel benutzten Messsystems angegeben.



statistische Abweichung bei der Kalibriermessung. Die Hauptursache für die Streuung der Messpunkte um die Ausgleichsgerade in Abb. 7.2 werden in niederfrequenten Schwankungen des Emissionsverhaltens (Ausgangsleistung und Wellenlänge) der verwendeten Laserdiode vermutet.

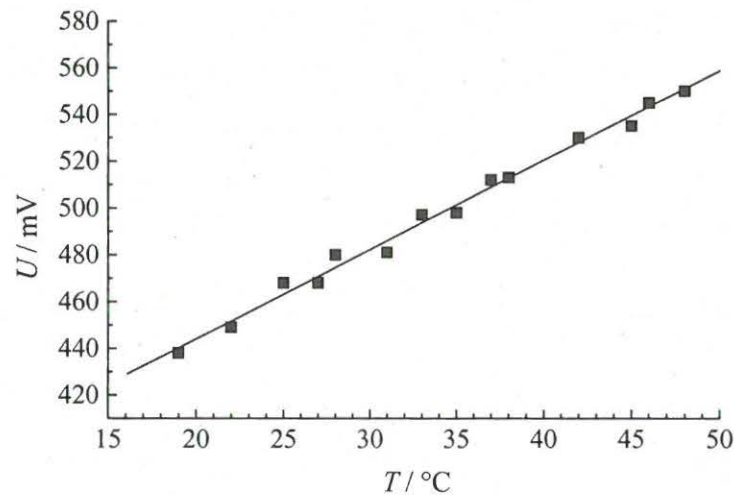


Abb. 7.2: Signalspannung  $U$  des faseroptischen Vielschichtsenors in Abhängigkeit von Temperatur  $T$ .

Die berechnete thermische Detektionssteilheit bei der verwendeten Laserwellenlänge von  $\lambda = 689,5 \text{ nm}$  beträgt für den eingesetzten Sensor  $D_T = 2,33 \times 10^{-3} / ^\circ\text{C}$  bei einem rechnerischen Reflexionsgrad bei Raumtemperatur von  $R_0(T_0 = 22 ^\circ\text{C}) \approx 0,306$ . Zusammen mit der gemessenen Signalspannung bei Raumtemperatur  $U_0(T_0 = 22 ^\circ\text{C}) = 449 \text{ mV}$  ergibt sich daraus mit  $\Delta U / U_0 = \Delta R / R_0$  ein theoretisch erwarteter Temperaturübertragungsfaktor von:

$$H_{T_{\text{th}}} = \frac{\Delta U}{\Delta T} = \frac{U_0 \Delta R}{\Delta T R_0} = \frac{U_0}{R_0} D_T = 3,42 \text{ mV} / ^\circ\text{C}. \quad (7.5)$$

Dieser Wert liegt etwa 12 % unter dem experimentell gefundenen. Die Ursache für die Diskrepanz kann in den Annahmen für die Materialparameter  $\alpha_{Ti}$  und  $c_{Ti}$  (insbesondere  $c_T$  für  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ ) der gesputterten Schichten liegen. Eine weitere mögliche Fehlerquellen besteht in der Verwendung des theoretischen Wertes für  $R_0$  in Gl. (7.5). Der tatsächlich vorliegende Reflexionsgrad  $R_0$  des Schichtsystems auf der Faser bei der verwendeten Laserwellenlänge ist einer experimentellen Bestimmung nur relativ schwer zugänglich, da die Dämpfungsverluste der Fasereinkopplung, der Faser und der Faserspleißverbindungen nicht direkt separiert werden können.

## 8 Spezielle Anwendungen

In diesem Kapitel werden zwei Anwendungsbeispiele vorgestellt, in denen das faseroptische Vielschichthydrophon aufgrund seiner besonderen Eigenschaften vorteilhaft eingesetzt werden kann. Bei der in Kap. 8.1 dargestellten Messung in einer Ultraschallreinigungswanne wird ausgenutzt, dass die Messsonde aufgrund ihrer sehr geringen Abmessungen das zu untersuchende niederfrequente Schallfeld ( $f = 40$  kHz) kaum stört, d. h. der Messprozess führt nur zu einer minimalen Veränderung der akustischen Randbedingungen. Die Untersuchungen zu laserinduzierten Stoßwellen und Temperaturerhöhungen im Glaskörper des Auges (Kap. 8.2) nutzen außer der minimalen Invasivität auch die mögliche hohe räumliche und zeitliche Auflösung für simultane Schalldruck- und Temperaturmessungen.

### 8.1 Messungen in einer Ultraschallreinigungswanne

Die Ultraschallreinigung ist ein effektives und industriell vielfach eingesetztes Verfahren zur Entfernung kleiner unerwünschter Partikel von Objektoberflächen. Das zu reinigende Objekt wird in einen mit einer Reinigungsflüssigkeit (z. B. Wasser, Alkohol) gefüllten Behälter eingebracht. Im Innern des Behälters oder an einer Behälterwand befinden sich ein oder mehrere Ultraschallsendewandler. Zur Entfernung von Partikeln der Größenordnung einiger  $\mu\text{m}$  werden Ultraschallfrequenzen im Bereich einiger 10 kHz eingesetzt. In diesem Fall entsteht die Reinigungswirkung vor allem durch die Dynamik der in der Flüssigkeit erzeugten Kavitationsbläschen [KUT88], [KIM99]. Zur Entfernung von Partikeln mit Größen unter 1  $\mu\text{m}$  werden auch Anlagen mit höheren Ultraschallfrequenzen im MHz-Bereich eingesetzt [MAY79], [QIB95]. Dabei werden unter Vermeidung von kavitationserzeugten Oberflächenschäden am Objekt [RAD72] vor allem die auftretenden hochfrequenten Beschleunigungskräfte ausgenutzt.

In beiden Fällen wird die Effektivität und Qualität der erzielten Reinigung vor allem von den Eigenschaften des erzeugten Schallfeldes beeinflusst, da die Kavitation von den auftretenden Schalldruckamplituden abhängt und die Beschleunigungskräfte direkt mit dem Schallfeld verbunden sind. Zur Optimierung des Verfahrens sind daher Schallfeldmessungen und -überwachungen von Bedeutung.

Es wurden Messungen mit dem faseroptischen Vielschichthydrophon in einer Reinigungswanne, wie in Abb. 8.1 schematisch dargestellt, durchgeführt. Die sechs unterhalb des Bodens angeordneten Wandler wurden mit einer Anregungsfrequenz  $f_0$  im Bereich von 35 bis 45 kHz betrieben. Durch die Schallreflexion an der freien Wasseroberfläche und die Überlagerung der auf- und abwärts laufenden Wellen entsteht ein mehr oder weniger stehendes Schallwellenfeld, wobei Störungen durch die z. T. starken Bewegungen der Wasseroberfläche verursacht werden. Durch Variation der Anregungsfrequenz  $f_0$  kann eine Abstimmung auf die Einfüll-

höhe bzw. auf die Schallausbreitungsgeschwindigkeit der verwendeten Flüssigkeit erfolgen. Im praktischen Einsatz eines solchen Systems kann durch den Betreiber eine gute Abstimmung visuell an den eintretenden heftigen Bewegungen der Wasseroberfläche und audiologisch am Auftreten zusätzlicher hörbarer Schallfrequenzen erkannt werden. Nach Einbringen des zu reinigenden Objekts ändern sich die akustischen Randbedingungen und es kann eine Korrektur der Abstimmung notwendig sein.

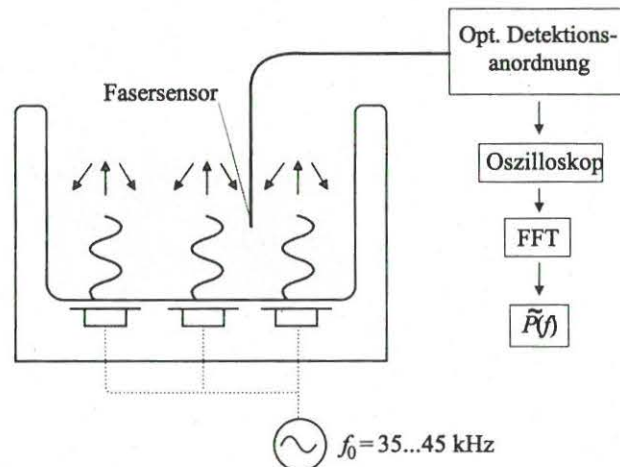


Abb. 8.1: Schallfeldmessung mit dem Fasersensor in einem Ultraschallreinigungsbad.

In Abb. 8.2 sind die Ergebnisse der Messungen in Wasser für zwei unterschiedliche Anregungsfrequenzen  $f_0$  in Form der durch Fouriertransformation aus den gemessenen Signalspannungsverläufen erhaltenen Leistungsspektren dargestellt. Bei  $f_0 = 37,5 \text{ kHz}$  liegt keine Resonanzabstimmung vor und das Spektrum besteht aus Anteilen bei der Anregungsfrequenz und Vielfachen davon (höhere Harmonische). Im Fall der Resonanzabstimmung mit  $f_0 = 39 \text{ kHz}$  erhält man zusätzliche Spektralkomponenten bei der ersten Subharmonischen ( $f = 19,5 \text{ kHz}$ ) und den entsprechenden Vielfachen.

Das starke Auftreten der Subharmonischen kann als Indiz für die Kavitationsaktivität in der Reinigungsflüssigkeit betrachtet werden. Das Schwingungsverhalten der Bläschen verursacht die Erzeugung der halben Anregungsfrequenz und die Streuung der eingestrahlten Schallwellen an den schwingenden Bläschen ermöglicht die Detektion dieser Spektralanteile im akustischen Feld [PHE97].

Das Messsystem liefert in diesem Beispiel also ein objektives Kriterium über die aktuelle Abstimmung des Reinigungssystems (Monitoring). In automatisierten Produktionsabläufen können solche Informationen zur Prozesssteuerung und -optimierung ausgenutzt werden. Ähnliche Einsatzfelder für den Fasersensor sind außer in der Ultraschallreinigung auch in anderen Anwendungsbereichen des technischen Ultraschalls, wie z. B. der Sonochemie, denkbar. Dort ist der Einsatz konventioneller Hydrophone aufgrund der widrigen Mess-



umgebung in den Reaktoren oftmals problematisch. Neben dem Monitoring laufender Prozesse kann das Messsystem z. B. auch für Untersuchungen zur Optimierung der Reaktoren verwendet werden.

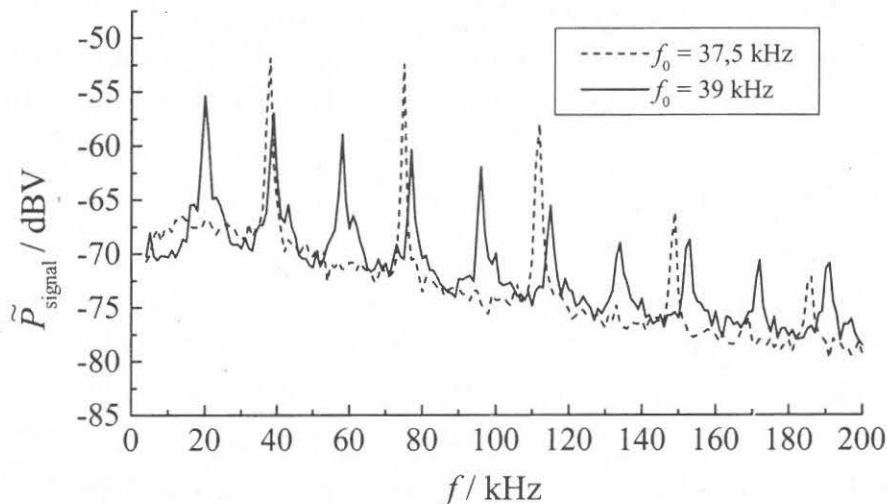


Abb. 8.2: Ermittelte Leistungsspektren der mit dem Fasersensor gemessenen Schalldrucksignale in einer US-Reinigungswanne.

## 8.2 Laserinduzierte Stoßwellen und Temperaturerhöhungen im Glaskörper des Auges

In einem zweiten Anwendungsbeispiel für das faseroptische Vielschichthydrophon wurde in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe „Laser in der Medizin“ des Fachbereichs Physik der Universität Kaiserslautern das Auftreten laserinduzierter Stoßwellen und Temperaturerhöhungen im Glaskörper des Auges untersucht.

Der Glaskörper ist der größte Bestandteil des Auges und füllt den Raum zwischen Linse und Netzhaut aus. Der Wassergehalt beträgt ca. 99 % und die Zusammensetzung ähnelt der einer physiologischen Kochsalzlösung mit einem geringen Anteil an löslichen Proteinen, die dem Glaskörper die Konsistenz eines transparenten zähflüssigen Gels geben. Es gibt verschiedene Krankheiten, die einen chirurgischen Eingriff in den Glaskörper des menschlichen Auges erforderlich machen, um die Sehfähigkeit zumindest teilweise zu ermöglichen, wiederherzustellen oder zu erhalten. So kann der Glaskörper aufgrund embryonaler Fehlbildungen Blutgefäße und bindegewebige Membrane enthalten, es kann zum Einwachsen neugebildeter Äderchen und zu Blutungen, Entzündungen und Pilzinfektionen kommen und schließlich können bei Unfällen gefährliche Fremdkörper in den Glaskörper eingedrungen sein [REI96].

Unter der *Vitrektomie* versteht man den schwerwiegenden, mit hohen Komplikationsrisiken behafteten chirurgischen Eingriff der Entfernung des Glaskörpers und des Einbringens einer Ersatzflüssigkeit. Bei der konventionellen Behandlungsmethode wird der Glaskörper endo-

skopisch mithilfe eines kleinen mechanischen Stößels zerkleinert und durch eine Absaugvorrichtung entfernt. Durch die starke mechanische Belastung des Gewebes besteht insbesondere bei Annäherung an die Netzhaut die Gefahr zusätzlicher irreparabler Schädigungen der Sinneszellen. Deshalb wurden und werden alternative lasergestützte Methoden entwickelt.

Bei der Laser-Vitrektomie mit einem Er:YAG-Laser werden Infrarot-Impulse über eine spezielle Zirkoniumfluorid-Faser und ein Quarzfaser-Handstück ins Innere des Auges geführt und zur Zerkleinerung des Glaskörpergewebes eingesetzt. Der Einsatz des Er:YAG-Lasers besitzt gegenüber anderen Lasern den Vorteil, dass die emittierte Strahlung der Wellenlänge von  $2,94\text{ }\mu\text{m}$  im Wasser besonders stark absorbiert wird. Dadurch ergeben sich geringe Eindringtiefen bzw. relativ scharf begrenzte Wechselwirkungszone, so dass die Gefahr einer direkten Bestrahlung der Netzhaut minimiert werden kann. Die starke Absorption führt zu einer schnellen lokalen Erhitzung und Verdampfung der Flüssigkeit und es bildet sich eine dampfgefüllte Blase. Solche laserinduzierten Kavitationsblasen erzeugen bei ihrer Entstehung und beim Kollaps Stoßwellen [LAU74], [VOG88], [VOG90]. Bei repetitiver Einstrahlung kommt es außerdem zu einer insgesamt Erwärmung des umliegenden Gewebes. Sowohl die Druckimpulse als auch die Temperaturerhöhungen können durch ihre Ausbreitung in umliegendes Gewebe Schädigungen außerhalb des adressierten Volumens hervorrufen.

Das Ziel der im Folgenden beschriebenen Experimente war es, durch in situ Messungen im Glaskörper mithilfe des minimal invasiven und daher die Messumgebung wenig beeinflussenden breitbandig detektierenden Fasersensors die laserinduzierten Stoßwellen und Temperaturerhöhungen zu erfassen. Solche Messdaten sind von Bedeutung für die Einschätzung sowohl des Gefährdungspotentials als auch der Wirksamkeit des Er:YAG-Lasers als klinisches Instrument [BER95].

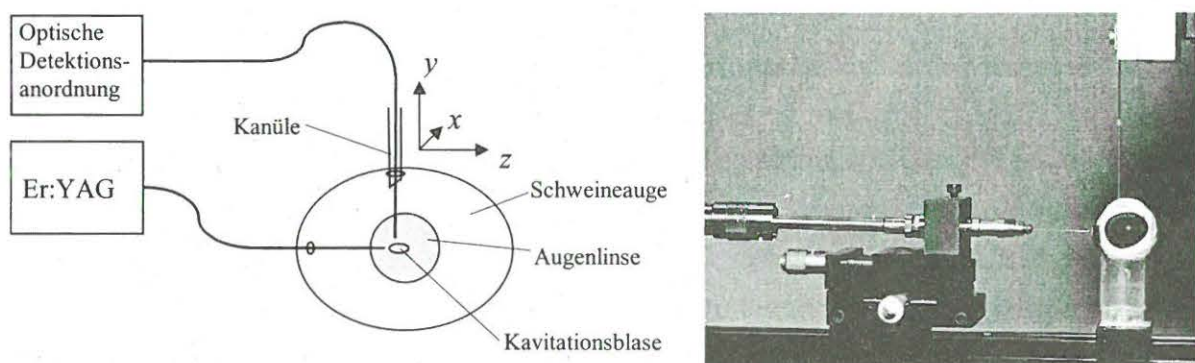


Abb. 8.3: Aufbau zur in situ Messung von laserinduzierten Stoßwellen und Temperaturerhöhungen in einem Schweineauge; Frontansicht des Auges mit Augenlinse.

Der verwendete Messaufbau ist in Abb. 8.3 dargestellt. Die Untersuchungen wurden an vom Schlachthof bezogenen Schweineaugen vorgenommen. Als Impulslichtquelle wurde ein Aesculap Meditec MCL 29 Vitrektomie-Gerät (Prototyp) verwendet. Die beleuchtende Faser

wurde seitlich in das Auge geführt. Vor dem Faserende befindet sich der Wechselwirkungsbereich und oberhalb davon wurde der Fasersensor mithilfe eines Verschiebetisches positioniert. An der Durchtrittsstelle durch die Sclera wurde die Sensorfaser durch eine kleine Stahlkanüle geschützt. Die Positionierung der Fasern konnte durch die Linse des Auges verfolgt werden.

Ein einzelner Laserimpuls (Impulsenergie:  $\sim 5$  mJ, Impulslänge:  $\sim 80$   $\mu$ s) erzeugt eine längliche Kavitationsblase vor der beleuchtenden Faser (Position der Faserstirnfläche:  $(x, y, z) = 0$ ). Beim Kollabieren dieser Blase wird eine Stoßwelle erzeugt [WIE99]. In Abb. 8.4(a) sind das Sensorsignal (AC-Ausgang des Photodetektors, Bandbreitenbegrenzung durch das Oszilloskop auf ca. 25 MHz, Mittelung über 10 Stoßwellen) und das daraus durch Entfaltung mit der in Kap. 6 experimentell ermittelten Impulsantwort des faseroptischen Vielschichthydrophons erhaltene Schalldrucksignal am Messort ( $x = 0$ ,  $y = 1,5$  mm,  $z = 0,5$  mm) dargestellt. Der Skalierungsfaktor der akustischen Übertragungsfunktion für die bei den Messungen eingesetzte Detektionsanordnung wurde durch eine auf das kalibrierte System rückführende Vergleichsmessung eines Ultraschallimpulses (Wandlers B; vgl. Abb. 6.11) ermittelt. Die Stoßwellenverläufe bestehen aus einer sehr kurzen Überdruckphase (FWHM:  $\sim 35$  ns, max. Druck:  $\sim 2,3$  MPa) gefolgt von einer etwas längeren Unterdruckphase. Bei Vergleichsmessungen in Wasser ergaben sich ähnliche Stoßwellenverläufe (Abb. 8.4(b)).

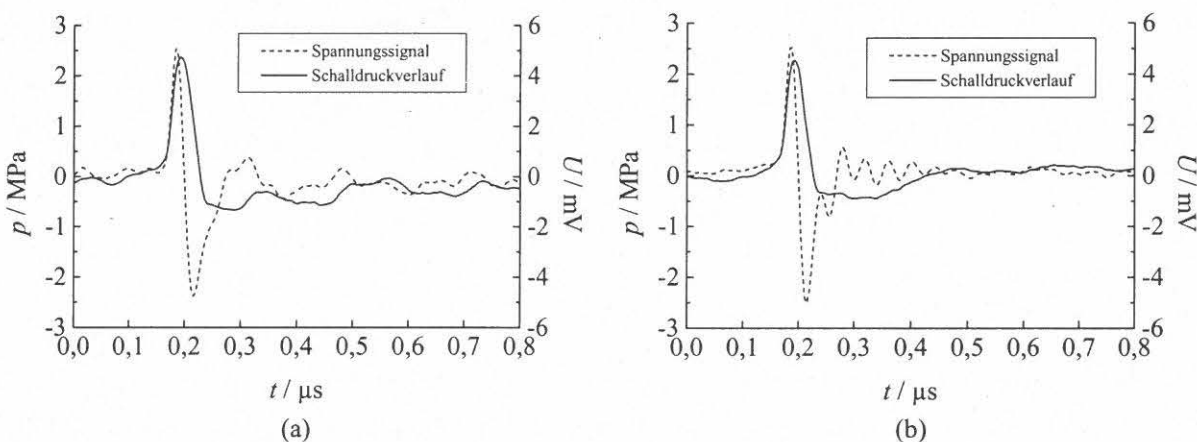


Abb. 8.4: Gemessene Spannungssignale und durch Entfaltung erhaltene Schalldruckverläufe einzelner Stoßwellen im Glaskörper (a) und in Wasser (b).

Bei repetierender Einstrahlung von Er:YAG-Impulsen kommt es zu einer Aufheizung des Gewebes. In Abb. 8.5 sind die an unterschiedlichen Positionen  $y$  ( $x = 0$ ,  $z = 0,5$  mm) gemessenen Temperaturerhöhungen dargestellt (Impulsenergie:  $\sim 15$  mJ, Wiederholrate: 20 Hz, Einstrahldauer: 90 s) [WIL99.3]. Bei der Auswertung der Messsignale (DC-Ausgang des Photodetektors, Detektionsbandbreite ca. 40 kHz, Mittelung über 10 Einzelmessungen) wurde die in Kap. 7 dargestellte Bestimmung des Temperaturübertragungsfaktors  $S_T = 3,82$  V/°C des verwendeten Messsystems zugrunde gelegt. Dabei wurde angenommen, dass sich das



thermooptische Verhalten des Glaskörpers nicht drastisch von dem von Wasser unterscheidet. Geringe Abweichungen in der Brechzahlabhängigkeit von der Temperatur im jeweiligen Messmedium sind unkritisch, da die Brechzahlmodulation  $\Delta n_{N+1}$  nur einen geringen Beitrag zur Empfindlichkeit des verwendeten Vielschichtensors beiträgt (vgl. Kap. 7.1).

Während der Einstrahlung der Laserimpulse steigt die Temperatur zunächst steil an und es folgt eine Phase geringerer Zunahme. Nach Ausschalten des Lasers ( $t = 90$  s) fällt die Temperatur wiederum zunächst schnell und später langsamer ab. Die maximal auftretenden Temperaturen betragen an den jeweiligen Messorten  $\sim 16,5$ ,  $\sim 14$  und  $\sim 8$  °C. Im Gegensatz zu diesen Ergebnissen im Glaskörper wurde bei vergleichbaren Messungen in Wasser aufgrund der größeren Flüssigkeitsdynamik (geringere Viskosität) keine stabile lokale Temperaturerhöhung beobachtet. Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass bei der chirurgischen Anwendung aufgrund des Flüssigkeitsaustausches geringere Temperaturerhöhungen als in diesen ersten Experimenten zu erwarten sind.

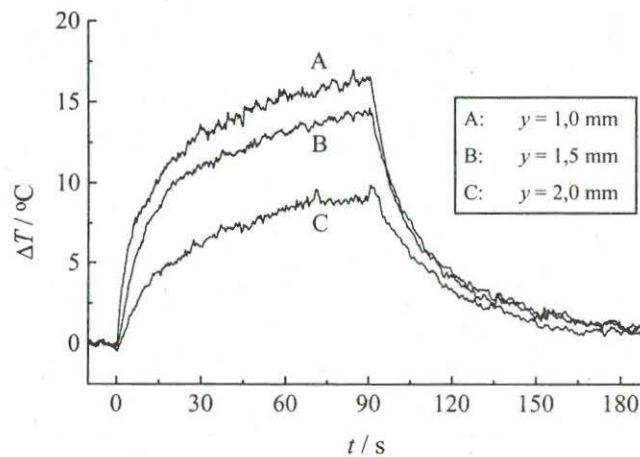


Abb. 8.5: Gemessene Temperaturerhöhungen an verschiedenen Positionen  $y$  bei repetierender (90 s andauernder) Einstrahlung von Er:YAG-Impulsen.

Insgesamt haben die bislang durchgeführten experimentellen Untersuchungen zur Er:YAG-Laser-Gewebewechselwirkung mit dem faseroptischen Vielschichtsensor gezeigt, dass sich die Ausbreitung der kavitationserzeugten Stoßwelle im Glaskörper ähnlich verhält wie in Wasser, während es jedoch starke Unterschiede bei der Wärmeausbreitung in beiden Medien gibt. Eine Bewertung der verschiedenen Effekte im Hinblick auf das Schädigungspotential ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt schwierig. Die Kavitationsblasen und die erzeugten Strömungen bewirken eine hohe mechanische Beanspruchung des Gewebes in einem Bereich von einigen mm vor der beleuchtenden Faser, die andererseits die erwünschte Schneidwirkung hervorruft. Die Wirkung der Kollapsstoßwellen lässt sich noch nicht abschließend beurteilen, da die biologische Wirkung kurzer Druckimpulse noch nicht vollständig geklärt ist [DOU93], [DOU96], [LEE96]. Die Temperaturerhöhungen im Gewebe können bei längerer Laserbehandlung gefährliche Werte erreichen. Die gemessenen Temperaturerhöhungen sind dabei als Maximalwerte für den Fall ausfallenden Flüssigkeitsaustauschs anzusehen.

## 9 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiges optisches Sensorkonzept zur zeitlich und räumlich hochauflösenden Messung von Ultraschalldruckfeldern entwickelt, erprobt und optimiert. Das Messprinzip beruht auf der elastischen Deformation eines dünnen optischen Interferenzschichtsystems und der Detektion der hervorgerufenen Reflexionsgradänderung mithilfe einer einfachen optischen Anordnung.

Die grundlegenden theoretischen Untersuchungen zum Schichtsystemdesign haben gezeigt, dass die Anordnung eines dielektrischen Interferenzfilters, bestehend aus zwei hochreflektierenden Spiegeluntersystemen und einer zentralen Abstandsschicht, bezüglich der erreichbaren Empfindlichkeit und bezüglich der Toleranz gegenüber Beschichtungsabweichungen bei der Herstellung besonders vorteilhaft ist. Die durchgeführten numerischen Optimierungsrechnungen haben ergeben, dass die erreichbare Verbesserung durch Verwendung individueller Schichtdicken relativ gering ist, so dass sie den erhöhten Herstellungsaufwand eines solchen Systems nicht rechtfertigt.

Es wurden faseroptische 15- und 19-Schicht-Hydrophone hergestellt und zur Messung von Ultraschallimpulsen eingesetzt. Im Rahmen dieser Experimente hat sich herausgestellt, dass das erzielte Signal-Rauschverhältnis außer von der Detektionssteilheit des jeweiligen Schichtsystems und der eingesetzten Laserleistung ganz entscheidend auch vom spektralen Emissionsverhalten der Lichtquelle bestimmt wird. Insbesondere das bei Laserdioden recht stark auftretende Modenverteilungsrauschen bestimmt den Rauschuntergrund im Sensorsignal. Eine deutliche Verbesserung konnte durch die Verwendung einer Laserdiode mit externem Gitterresonator erreicht werden. Diese Lichtquelle besitzt außerdem den Vorteil der exakten Abstimmbarkeit der Laserwellenlänge auf den Arbeitspunkt des Schichtsystems. Die verwendeten Schichtmaterialien und das benutzte Beschichtungsverfahren haben sich als gut geeignet erwiesen. Die hergestellten Schichtsysteme sind sehr robust und können im Wasser ohne ein signifikantes Aufquellen eingesetzt werden. Alterungserscheinungen bezüglich der Sensoreigenschaften wurden bislang nicht beobachtet.

Die faseroptischen Vielschichthydrophone besitzen eine stark frequenzabhängige Übertragungsfunktion, die mithilfe eines primären optischen Kalibrierverfahrens experimentell bestimmt wurde. Anhand von Finite-Elemente-Rechnungen konnte ein tiefgreifendes Verständnis für die einzelnen Wechselwirkungsprozesse zwischen Schallfeld und Empfänger erarbeitet werden. Alle erwarteten Effekte wie Randbeugung, Festkörperrandwellen und resonante Schwingungen des Faserendes konnten in den Ergebnissen der Simulationen identifiziert und deren Einfluss auf das Übertragungsverhalten analysiert werden. Die numerische Rechnung im Zeitbereich lieferte die Impulsantwortfunktion des Fasersensors und die durch Fouriertransformation daraus erhaltene theoretische Übertragungsfunktion wurde



mit der experimentell gemessenen verglichen. Im Rahmen der Mess- und Simulationsunsicherheiten ergab sich insgesamt eine gute Übereinstimmung.

Mithilfe der ermittelten komplexen Übertragungsfunktion, deren relativer Verlauf aufgrund der reproduzierbar gleichen Geometrie der Empfänger (Außen- und Kerndurchmesser, Radialsymmetrie) von Fasersensor zu Fasersensor nur geringfügig variiert, lassen sich die erhaltenen Messergebnisse auf sehr effektive Weise korrigieren. Dadurch kann auch der Schalldruck-Zeitverlauf sehr breitbandiger Ultraschallimpulse bestimmt werden. Die Anwendungsfelder für den Sensor wurden damit erheblich erweitert.

Durch Veränderung der Sensorgeometrie kann das Übertragungsverhalten stark beeinflusst werden. Bei den experimentellen Untersuchungen zu dieser Thematik hat sich gezeigt, dass sich die effektivsten Verbesserungsmöglichkeiten durch die Verwendung asymmetrischer Empfängerstirnflächen ergeben. Auf diese Weise konnte durch eine relativ einfache Präparation eine deutliche Verminderung der Resonanzüberhöhung in der Übertragungsfunktion erreicht werden.

Anhand zweier Anwendungsbeispiele für das faseroptische Vielschichthydrophon wurde die Einsetzbarkeit der entwickelten Messtechnik in der Praxis demonstriert. Es wurden zum einen Messungen im Schallfeld einer Ultraschallreinigungswanne durchgeführt. Hier konnte das Messsystem wegen der geringen Sensorabmessungen, die nur zu einer minimalen Störung des Schallfeldes führen, vorteilhaft eingesetzt werden. Es wurde die Subharmonische der Anregungswelle als ein Kriterium für die Kavitationsaktivität detektiert. Zum anderen wurden in Zusammenarbeit mit der Universität Kaiserslautern Untersuchungen zu laserinduzierten Stoßwellen und Temperaturerhöhungen im Auge im Zusammenhang mit der Laser-Glaskörperchirurgie durchgeführt. Hier wurden die minimale Invasivität und die mögliche hohe räumliche und zeitliche Auflösung des Messsystems für simultane Schalldruck- und Temperaturmessungen ausgenutzt.

Die Option der gleichzeitigen Schallfeld- und Temperaturmessung besitzt im Bereich der Ultraschall-exposimetrie eine wichtige Bedeutung, da die mechanische und die thermische Wirkung des Ultraschalls auf das Gewebe in medizinischen Anwendungen (Diagnostik und Therapie) die beiden relevanten Parameter bezüglich der Patientensicherheit und der Effektivität der eingesetzten Verfahren darstellen. Das faseroptische Vielschichthydrophon eignet sich bei diesbezüglichen Untersuchungen aufgrund der kleinen Abmessungen besonders gut für in situ Messungen.

Als zweite Sensorvariante unter Verwendung optischer Interferenzschichten wurde das Vielschichtflächenhydrophon entwickelt. Durch die Verwendung eines lateral weit ausgedehnten Empfängerkörpers, der im Fall der Messung fokussierter Felder die Schallfeldabmessungen überragt, konnten alle störenden Randeffekte eliminiert werden. Der Einsatz eines fokussierten Laserstrahls zur Messung der Reflexionsgradmodulation erlaubt auch bei dieser Anordnung eine hohe laterale Auflösung. Die geringe Dicke des Sensorelements, die



den entscheidenden Vorteil der Interferenzschichten als akustische Empfänger ausmacht, kommt bei diesem System zusammen mit den weiteren Vorteilen optischer Sensorik besonders zur Geltung. Das Vielschichtflächenhydrophon besitzt in einem weiten Frequenzbereich eine außergewöhnlich glatte und konstante Übertragungsfunktion. Bislang wird diese lediglich durch die Übertragungseigenschaft des verwendeten Photodetektors eingeschränkt. Verbesserungen sollten hier relativ leicht zu Detektionsbandbreiten bis weit über 100 MHz führen. Der Vielschichtflächensensor kommt dadurch einem idealen Hydrophon sehr nahe und eignet sich deshalb besonders gut als Referenzmesssystem. Diese Tatsache wurde bereits im Rahmen der vorliegenden Arbeit bei den Untersuchungen zum Frequenzgang der faseroptischen Vielschichthydrophone sehr effektiv in Form einer sekundären Impulskalibrierungsmethode genutzt. Bei dem Vielschichtflächenhydrophon als Referenz ist auch zu beachten, dass sich die Kosten dieses Systems aufgrund des minimierten apparativen Aufwandes auf einen Bruchteil (ca. 1/5) der Kosten für ein qualitativ hochwertiges, als Referenz (in einem kleineren Frequenzbereich) geeignetes Membranhydrophon belaufen. Damit konnte ein oftmals wesentlicher Nachteil optischer Messtechnik für den praktischen Einsatz, die vergleichsweise hohen Kosten, mit diesem System überwunden werden. Schließlich wurde auch die prinzipielle vorteilhafte Verwendungsmöglichkeit des Vielschichtflächensensors als Detektorarray zur schnellen Vermessung zweidimensionaler Schallfeldverteilungen demonstriert.

Für die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützte Weiterführung des Forschungsvorhabens ergeben sich aus den grundlegenden Ergebnissen dieser Arbeit zur Verwendung optischer Interferenzschichtsysteme zur Ultraschalldetektion eine Reihe von Ansatzpunkten. Dabei stehen im Wesentlichen drei Aspekte zur weiteren Entwicklung der Technologie als leistungsfähige und kostengünstige Messmethode im Vordergrund:

- Der Vergleich der Empfindlichkeit des Vielschichtflächensensors ( $p_{\min} \approx 80 \text{ kPa}$ ) mit der eines typischen Membranhydrophons mit 0,5 mm Durchmesser des empfindlichen Bereiches ( $p_{\min} \approx 600 \text{ Pa}$ ) zeigt einen Unterschied von etwa zwei Größenordnungen. Bei einem Membranhydrophon mit vergleichbarem Empfängerdurchmesser wie beim optischen Vielschichtflächenhydrophon (60  $\mu\text{m}$ ) würden sich ähnliche Empfindlichkeiten für die beiden Systeme ergeben. Insgesamt sollte die Empfindlichkeit der optischen Interferenzschichtsensoren aber weiter verbessert werden. In diesem Zusammenhang ist vor allem die Verwendung weicherer Schichtmaterialien Erfolg versprechend.
- Aufgrund der überzeugenden Ergebnisse mit dem Vielschichtflächenhydrophon und dem breiten möglichen Anwendungsfeld sollte dieses System insbesondere in Form eines zweidimensionalen Detektorarrays weiterentwickelt werden.
- Im Hinblick auf die praktische Einsetzbarkeit der Verfahren sollten die zur Zeit als „Laboraufbauten“ vorhandenen Systeme durch kompaktere Anordnungen ersetzt werden. In diesem Zusammenhang lassen sich viele der eingesetzten optischen Komponenten durch faseroptische Bauteile ersetzen.

## Literatur

- [ACH73] Achenbach, J. D.: *Wave propagation in elastic solids*, North Holland series in applied mathematics and mechanics, Amsterdam (1973).
- [ALC90] Alcoz, J. J., Lee, C. E., Taylor, H. F.: „Embedded fiber-optic Fabry-Perot ultrasound sensor“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 37, 302-306 (1990).
- [BAB84] Baboux, J. C., Lakestani, F., Perdrix, M.: „Theoretical and experimental study of the contribution of radial modes to the pulsed ultrasonic field radiated by a thick piezoelectric disk“, J. Acoust. Soc. Am. 75, 1722-1731 (1984).
- [BAB92] Baboux, J. C., Kazys, R.: „Analysis of the transient ultrasonic fields radiated in solids by circular and annular sources“ J. Acoust. Soc. Am. 92, 2942-2951 (1992).
- [BAC82] Bacon, D. R.: „Characteristics of a PVDF membrane hydrophone for use in the range 1-100 MHz“, IEEE Trans. Son. Ultrason. SU 29, 18-25 (1982).
- [BAU58] Baumeister, P.: „Design of multilayer filters by successive approximations“, J. Opt. Soc. Am. 48, 955-958 (1958).
- [BAU70] Baumeister, P., Pincus, G.: „Optical interference coatings“, Sc. Amer. 223, 59-75 (1970).
- [BEA96] Beard, P. C., Mills, T. N.: „Extrinsic optical-fiber ultrasound sensor using a thin polymer film as a low-finesse Fabry-Perot interferometer“, Appl. Opt. 35, 663-675 (1996).
- [BEA97] Beard, P. C., Mills, T. N.: „Miniature optical fibre ultrasonic hydrophone using a Fabry-Perot polymer film interferometer“, Electron. Lett. 33, 801-803 (1997).
- [BEA98] Beard, P. C., Pérennès, F., Dragioti, E., Mills, T. N.: „Optical fiber photoacoustic-photothermal probe“, Opt. Lett. 23, 1235-1237 (1998).
- [BEA99] Beard, P. C., Pérennès, F., Mills, T. N.: „Transduction mechanisms of the Fabry-Perot polymer film sensing concept for wideband ultrasound detection“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 46, 1575-1582 (1999).
- [BEA00.1] Beard, P. C., Hurrell, A. M., Mills, T. N.: „Characterization of a polymer film optical fiber hydrophone for use in the range 1 to 20 MHz: A comparison with PVDF needle and membrane hydrophones“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 47, 256-264 (2000).

- [BEA00.2] Beard, P. C., Mills, T. N.: „An optical detection system for biomedical photoacoustic imaging“, Proc. SPIE Vol. 3916, 100-109 (2000).
- [BEA00.3] Beard, P. C., Mills, T. N.: „A 2D optical ultrasound array using a polymer film sensing interferometer“, Proc. 2000 IEEE Ultrason. Symp., San Juan, Puerto Rico, 1183-1186 (2000).
- [BEI94] Beissner, K.: „Die Messung der abgestrahlten Ultraschalleistung“, in: Beissner, K., Reibold, R. (Hrg.): *Prüfen, Deklarieren und Zertifizieren von medizinischen Ultraschall-Diagnostikgeräten*, PTB-Bericht MA-38, Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig (1994).
- [BEI97] Beier, W.: „Sol-gel coating processes“, in: Bach, H., Krause, D. (Eds.): *Thin films on glass*, Springer, Heidelberg (1997).
- [BER95] Berger, J.W., Bochow, T.W., Talamo, J.H. and D'Amico, D.J.: „Measurement and modeling of thermal transients during Er:YAG laser irradiation of vitreous“, *Lasers in Surgery and Medicine* 19, 388-396 (1996).
- [BRI92] Briggs, A.: *Acoustic Microscopy*, Oxford University Press, Oxford (1992).
- [BUT78] Butter, C. D., Hocker, G. B.: „Fiber optics strain gauge“, *Appl. Opt.* 17, 2867-2869 (1978).
- [COL77] Cole, J. H., Johnson, R. L., Bhuta, P. G.: „Fiber-optic detection of sound“, *J. Acoust. Soc. Am.* 62, 1136-1138 (1977).
- [COL98] Coleman, A. J., Draguioti, E., Tiptaf, R., Shotri, N., Saunders, J. E.: „Acoustic performance and clinical use of a fiberoptic hydrophone“, *Ultrasound Med. Biol.* 24, 143-151 (1998).
- [COR98] Cortes, R., Khomenko, A. V., Starodumov, A. N., Arzate, N., Zenteno, L. A.: „Interferometric fibre-optic temperature sensor with spiral polarization couplers“, *Opt. Commun.* 154, 268-272 (1998).
- [DEP82] DePaula, R. P., Flax, L., Cole, J. H., Bucaro, J. A.: „Single-mode fiber ultrasonic sensor“, *IEEE J. Quantum Electron.* 18, 680-683 (1982).
- [DER81] DeReggi, A. S., Roth, S. C., Kenney, J. M., Edelman, S., Harris, G. R.: „Piezoelectric polymer probe for ultrasonic applications“, *J. Acoust. Soc. Am.* 69, 853-859 (1981).
- [DJE89] Djelouah, H., Baboux, J. C., Perdrix, M.: „Pulsed calibration technique of miniature ultrasonic receivers using a wideband laser interferometer“, *Ultrasonics* 27, 80-85 (1989).
- [DJE92] Djelouah, H., Baboux, J. C.: „Transient ultrasonic field radiated by a circular transducer in a solid medium“, *J. Acoust. Soc. Am.* 92, 2932-2941 (1992).



- [DOB65] Dobrowolski, J. A.: „Completely automatic synthesis of optical thin film systems“, Appl. Opt. 4, 937-946 (1965).
- [DOU93] Doukas, A. G., McAuliffe, D. J., Flotte, T. J.: „Biological effects of laser-induced shock waves: structural and functional cell damage in vitro“, Ultrasound Med. Biol. 19, 137-146 (1993).
- [DOU96] Doukas, A. G., Flotte, T. J.: „Physical characteristics and biological effects of laser-induced stress waves“, Ultrasound Med. Biol. 22, 151-164 (1996).
- [ELI69] Eliseev, P. G., Ismailov, I., Man'ko, M. A., Strakhov, V. P.: „Injection semiconductor laser with compound resonator“, JETP Lett. 9, 362-363 (1969).
- [FAY92] Fay, B., Lewin, P. A., Ludwig, G., Sessler, G. M., Yang, G.: „The influence of spatial polarization distribution on spot poled PVDF membrane hydrophone performance“, Ultrasound Med. Biol. 18, 625-635 (1992).
- [FAY94] Fay, B., Ludwig, G., Lankjaer, C., Lewin, P. A.: „Frequency response of PVDF needle-type hydrophones“, Ultrasound Med. Biol. 20, 361-366 (1994).
- [FIB96] Fibercore Factnote 30: The physical properties of silica, Herstellerangabe für Fibercore Quarzglasfaser SM 600 für den sichtbaren Wellenlängenbereich, laut Angabe der Fa. Atos (1996).
- [FIS98.1] Fisher, N. E., Webb, D. J., Pannell, C. N., Jackson, D. A., Gavrilov, L. R., Hand, J. W., Zhang, L., Bennion, I.: „Ultrasonic field and temperature sensor based on short in-fibre Bragg gratings“, Electron. Lett. 34, 1139-1140 (1998).
- [FIS98.2] Fisher, N. E., Webb, D. J., Pannell, C. N., Jackson, D. A., Gavrilov, L. R., Hand, J. W., Zhang, L., Bennion, I.: „Ultrasonic hydrophone based on short in-fiber Bragg gratings“, Appl. Opt. 37, 8120-8128 (1998).
- [FUR92] Furman, Sh. A., Tikhonravov, A. V.: *Basics of optics of multilayer systems*, Editions Frontieres, Cedex (1992).
- [GÄB98] Gäbel, K., Rußbüldt, P., Lebert, R., Loosen, P., Poprawe, R., Heyer, H., Valster, A.: „Diode pumped, chirped mirror dispersion compensated, fs-laser“, Opt. Commun. 153, 275-281 (1998).
- [GEF39] Geffcken, W.: „Interferenzlichtfilter“, Deutsches Patent 716 153 (1939).
- [GME70] *Gmehlin's Handbuch der anorganischen Chemie*, Nr. 49 Teil B1, Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstraße (1970).
- [GOL81] Goldberg, L., Dandridge, A., Miles, R. O., Giallorenzi, T. G., Weller, J. F.: „Noise characteristics in line-narrowed semiconductor lasers with optical feedback“, Electron. Lett. 17, 677-678 (1981).

- [HAM00] Hamilton, J. D., Buma, T., Spisar, M., O'Donnell, M.: „High frequency optoacoustic arrays using etalon detection“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 47, 160-169 (2000).
- [HAR81] Harris, G. R.: „Review of transient field theory for a baffled planar piston“, J. Acoust. Soc. Am. 70, 10-20 (1981).
- [HAR82] Harris, G. R.: „Sensitivity considerations for PVDF hydrophones using the spot poled membrane design“, IEEE Trans. Son. Ultrason. SU 29, 370-381 (1982).
- [HAR83] Harris, G. R., Carome, E. F., Dardy, H. D.: „An analysis of pulsed ultrasonic fields as measured by PVDF spot-poled membrane hydrophones“, IEEE Trans. Son. Ultrason. SU-30, 295-303 (1983).
- [HAR00] Harris, G. R., Preston, R. C., DeReggi, A. S.: „The impact of piezoelectric PVDF on medical ultrasound exposure measurements, standards, and regulations“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 47, 1321-1335 (2000).
- [HAT99] Hathaway, M. W., Fisher, N. E., Webb, D. J., Pannell, C. N., Jackson, D. A., Gavrilov, L. R., Hand, J. W., Zhang, L., Bennion, I.: „Combined ultrasound and temperature sensor using a fibre Bragg grating“, Opt. Commun. 171, 225-231 (1999).
- [HAY79] Hayman, A. J., Weight, J. P.: „Transmission and reception of short ultrasonic pulses by circular and square transducers“ J. Acoust. Soc. Am. 66, 945-951 (1979).
- [HEA55] Heavens, O. S.: *Optical properties of thin solid films*, Butterworth, London (1955).
- [HEC89] Hecht, E.: *Optik*, Addison-Wesley, Bonn, München (1989).
- [HES97] Hess, O.: „Raum-zeitliche Dynamik gekoppelter Halbleiterlaser und deren Kontrolle“, Habilitationsschrift Universität Stuttgart (1997).
- [HIN76] Hinsch, K. D., Brinkmeyer E.: „Investigation of very short cavitation shock waves by coherent optical methods“, Proc. SPIE 97, 166-171 (1976).
- [HOC79] Hocker, G. B.: „Fiber-optic sensing of pressure and temperature“, Appl. Opt. 18, 1445-1448 (1979).
- [HOL79] Holm, C.: „Optical thin film production with continuous reoptimization of layer thicknesses“, Appl. Opt. 18, 1978-1982 (1979).
- [HUR00] Hurrell, A., Duck, F.: „A two-dimensional hydrophone array using piezo-electric PVDF“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 47, 1345-1353 (2000).

- [JON83] Jones, R., Wykes, C.: *Holographic and Speckle Interferometry*, Cambridge University Press, Cambridge (1983).
- [KÄR97] Kärtner, F. X., Matuschek, N., Schibli, T., Keller, U., Haus, H. A., Heine, C., Morf, R., Scheuer, V., Tilsch, M. Tschudi, T.: „Design and fabrication of double-chirped mirrors“, *Opt. Lett.* 22, 831-833 (1997).
- [KIM99] Kim, J. O., Choi, S., Kim, J. H.: „Vibroacoustic characteristics of ultrasonic cleaners“, *Appl. Acoust.* 58, 211-228 (1999).
- [KIN78] Kingston, R. H.: *Detection of optical and infrared radiation*, Springer, Heidelberg (1978).
- [KLE70] Klein, M. V.: *Optics*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1970).
- [KOC94] Koch, Ch.: „Vierwellen Mischung in Laserdioden“, Dissertation Universität Hannover, PTB-Bericht Opt-43, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig (1994).
- [KOC96] Koch, Ch.: „Coated fiber-optic hydrophone for ultrasonic measurement“, *Ultrasonics* 34, 687-689 (1996).
- [KOC97.1] Koch, Ch., Ludwig, G., Molkenstruck, W.: „Calibration of an interferometric fiber tip sensor for ultrasound detection“, *Ultrasonics* 35, 297-303 (1997).
- [KOC97.2] Koch, Ch., Molkenstruck, W., Reibold, R.: „Shock-wave measurement using a calibrated interferometric fiber-tip sensor“, *Ultrasound Med. Biol.* 23, 1259-1266 (1997).
- [KOC98] Koch, Ch., Ludwig, G., Molkenstruck, W.: „Calibration of a fiber tip ultrasonic sensor up to 50 MHz and the application to shock wave measurement“, *Ultrasonics* 36, 721-725 (1998).
- [KOC99.1] Koch, Ch., Molkenstruck, W.: „Primary calibration of hydrophones with extended frequency range 1 to 70 MHz using optical interferometry“, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.* 46, 1303-1314 (1999).
- [KOC99.2] Koch, Ch.: „Measurement of ultrasonic pressure by heterodyne interferometry with a fiber-tip sensor“, *Appl. Opt.* 38, 2812-2819 (1999).
- [KÖH89] Köhnlein, W., Traut, H., Fischer, M. (Hrg.): *Die Wirkung niedriger Strahlendosen - Biologische und medizinische Aspekte*, Springer, Berlin (1989).
- [KRÜ00] Krücker, J. F., Eisenberg, A., Krix, M., Lötsch, R., Pessel, M., Trier, H.-G.: „Rigid piston approximation for computing the transfer function and angular response of a fiber-optic hydrophone“, *J. Acoust. Soc. Am.* 107, 1994-2003 (2000).



- [KUT88] Kuttruf, H.: *Physik und Technik des Ultraschalls*, Hirzel Verlag, Stuttgart (1988).
- [KYU82] Kyuma, K., Tai, S., Sawada, T., Nunoshita, M.: „Fiber-optic instrument for temperature measurement“, IEEE J. Quantum Electron. 18, 676-679 (1982).
- [LAN62] Landolt-Börnstein, II. Band, 8. Teil, S. 569-570, Springer, Berlin Göttingen Heidelberg (1962).
- [LAN80] Lang, R., Kobayashi, K.: „External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties“, IEEE J. Quantum Electron. QE-16, 347-355 (1980).
- [LAU74] Lauterborn, W.: „Kavitation durch Laserlicht“, Acustica 31, 51-78 (1974).
- [LEE96] Lee, S., Anderson, T., Zhang, H., Flotte, T. J., Doukas, A. G.: „Alteration of cell membranes by stress waves in vitro“, Ultrasound Med. Biol. 22, 1285-1293 (1996).
- [LEF80] Lefevre, H. C.: „Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers“, Electron. Lett. 16, 778-780 (1980).
- [LEW81] Lewin, P. A.: „Miniature piezoelectric polymer ultrasonic hydrophone probes“, Ultrasonics 19, 213-216 (1981).
- [LUD88] Ludwig, G., Brendel, K.: „Calibration of hydrophones based on reciprocity and time delay spectrometry“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 35, 168-174 (1988).
- [LUD94] Ludwig, G.: „Einsatz von Hydrophonen bei der Schalldruckmessung“, in: Beissner, K., Reibold, R. (Hrg.): *Prüfen, Deklarieren und Zertifizieren von medizinischen Ultraschall-Diagnostikgeräten*, PTB-Bericht MA-38, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig (1994).
- [MAC86] Macleod, H. A.: *Thin-film optical filters*, Adam Hilger Ltd, Bristol (1986).
- [MAY79] Mayer, A., Schwartzman, S.: „Megasonic cleaning: A new cleaning and drying system for use in semiconductor processing“, J. Electron. Materials 8, 855-864 (1979).
- [MCN61] McNiven, H. D.: „Extensional waves in a semi infinite elastic rod“, J. Acoust. Soc. Am. 33, 23-27 (1961).
- [MEN91] Menssen, W., Molkenstruck, W., Reibold, R.: „Fibre-optic sensor system“, Proc. Ultrasonics International 91, 347-350 (1991).
- [MEN96] Menssen, W.: „Ein faseroptisches Hydrophon auf der Basis eines Michelson-Interferometers für mittlere und große Druckamplituden“, Dissertation Universität Braunschweig, PTB-Bericht MA-46, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig (1996).

- [MEY67] Meyer, E., Neumann, E.-G.: *Physikalische und technische Akustik*, Vieweg Verlag, Braunschweig (1967).
- [MON86] Monchalin, J.-P.: „Optical detection of ultrasound“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 33, 485-499 (1986).
- [MÜL94] Müller, G., Rehfeld, I., Katheder, W.: *FEM für Praktiker: die Methode der Finiten Elemente mit dem FE-Programm ANSYS Rev. 5.0*, Expert Verlag, Renningen-Malmsheim (1994).
- [NAK93] Nakamura, Y., Otani, T.: „Study of surface elastic wave induced on backing material and diffracted field of a piezoelectric polymer film hydrophone“, J. Acoust. Soc. Am. 94, 1191-1199 (1993).
- [NAK00] Nakamura, K., Nimura, K.: „Measurements of ultrasonic field and temperature by a fiber optic microprobe“, J. Acoust. Soc. Jpn. (E) 21, 267-269 (2000).
- [OLI57] Oliver, J.: „Elastic wave dispersion in a cylindrical rod by a wide band short duration pulse technique“, J. Acoust. Soc. Am. 29, 189-194 (1957).
- [PAL97] Paltauf, G., Schmidt-Kloiber, H.: „Measurement of laser-induced acoustic waves with a calibrated optical transducer“, J. Appl. Phys. 82, 1525-1531 (1997).
- [PAL99] Paltauf, G., Schmidt-Kloiber, H., Köstli, K. P., Frenz, M.: „Optical method for two-dimensional ultrasonic detection“, Appl. Phys. Lett. 75, 1048-1050 (1999).
- [PHE97] Phelps, A. D., Leighton, T. G.: „The subharmonic oscillations and combination-frequency subharmonic emissions from a resonant bubble: their properties and generation mechanisms“, Acust. Acta Acust. 83, 59-66 (1997).
- [PHI80] Phillips, R. L.: „Proposed fiber-optic acoustical probe“, Opt. Lett. 5, 318-320 (1980).
- [PLA85] Platte, M.: „A Polyvinylidene Fluoride needle hydrophone for ultrasonic applications“, Ultrasonics 23, 113-118 (1985).
- [POL52] Polster, H. D.: „A symmetrical all-dielectric interference filter“, J. Opt. Soc. Am. 42, 21-24 (1952).
- [POL69] Polster, H. D.: „Multiple Beam Interferometry“, Appl. Opt. 8, 522-525 (1969).
- [PON67] Pontrjagin, L. S., Boltjanskij, V. G., Gamkrelidze, R. V., Miscenko, E. F.: *Mathematische Theorie optimaler Prozesse*, Oldenbourg, München, Wien (1967).
- [PRE88] Preston, R. C.: „The NPL ultrasound beam calibrator“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 35, 122-139 (1988).

- [QIB95] Qi, Q., Brereton, G. J.: „Mechanisms of removal of micron-sized particles by high-frequency ultrasonic waves“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 42, 619-629 (1995).
- [RAD72] Radek, U.: „Kavitationserzeugte Druckimpulse und Materialzerstörung“, Acustica 26, 270-283 (1972).
- [RAN87] Rancourt, J. D.: *Optical thin films users' handbook*, McGraw-Hill (1987).
- [REI80] Reibold, R.: „Calibration of ultrasonic fields using optical holography“, Acustica 46, 149-161 (1980).
- [REI81] Reibold, R., Molkenstruck, W.: „Laser interferometric measurement and computerized evaluation of ultrasonic displacements“, Acustica 49, 205-211 (1981).
- [REI84] Reibold, R., Molkenstruck, W.: „Light diffraction tomography applied to the investigation of ultrasonic fields. Part I: continuous waves“, Acustica 56, 180-192 (1984).
- [REI87.1] Reibold, R.: „Light diffraction tomography applied to the investigation of ultrasonic fields. Part II: standing waves“, Acustica 63, 283-289 (1987).
- [REI87.2] Reibold, R., Molkenstruck, W.: „Investigation of pulse-excited hydrophones for ultrasonic field measurements using laser interferometry“, Ultrasonics 25, 114-118 (1987).
- [REI93] Reibold, R., Menssen, W., Molkenstruck, W.: „Diffraction phenomena affecting the properties of the fiber optic sensor system“, Proc. Ultrasonics International 93, 97-100 (1993).
- [REI96] Reim, M.: *Augenheilkunde*, Enke Reihe zur AOÄ, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart (1996).
- [ROB00] Robinson, S., Preston, R., Smith, M., Millar, C.: „PVDF reference hydrophone development in the UK – from fabrication and lamination to use as secondary standards“, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 47, 1336-1344 (2000).
- [SAI81] Saito, S., Yamamoto, Y.: „Direct observation of Lorentzian lineshape of semiconductor laser and linewidth reduction with external grating feedback“, Electron. Lett. 17, 325-327 (1981).
- [SCH41] Schoch, A.: „Betrachtungen über das Schallfeld einer Kolbénmembran“, Akust. Z. 6, 318-326 (1941).
- [SCH42] Schardin, H.: „Die Schlierenverfahren und ihre Anwendungen“, Erg. d. exakt. Naturwiss. 20, 303-439 (1942).



- [SCR90] Scruby, C. B., Drain, L. E.: *Laser ultrasonics: techniques and applications*, Adam Hilger, Bristol (1990).
- [SEL99] Selfridge, A., Goetz, P.: „Ellipsoidal hydrophone with improved characteristics“, Proc. 1999 IEEE Ultrason. Symp., Lake Tahoe, NV, 1181-1184 (1999).
- [SIE97] Siebert, W., Buch, M. (eds): *extracorporeal shock waves in orthopaedics*, Springer Verlag, Berlin (1997).
- [SMI58] Smith, S. D.: „Design of multilayer filters by considering two effective interfaces“, J. Opt. Soc. Am. 48, 43-50 (1958).
- [SSK98] *Empfehlungen zur Patientensicherheit bei Anwendungen der Ultraschall-diagnostik in der Medizin*, Berichte der Strahlenschutzkommission (SSK) des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit Heft 14, Gustav Fischer, Stuttgart (1998).
- [STA93] Staudenraus, J., Eisenmenger, W.: „Fibre-optic probe hydrophone for ultrasonic and shock-wave measurements in water“, Ultrasonics 31, 267-273 (1993).
- [SZI94] Szipöcs, R., Ferencz, K., Spielmann, C., Krausz, F.: „Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers“, Opt. Lett. 19, 201-203 (1994).
- [TEL93] Telle, H. R.: „Stabilization and modulation schemes of laser diodes for applied spectroscopy“, Spectrochimica Acta Rev. 15, 301-327 (1993).
- [THE89] Thelen, A.: *Design of optical interference coatings*, McGraw-Hill (1989).
- [THE97] Thelen, A.: „Design strategies for thin film optical coatings“, in: Bach, H., Krause, D. (Eds.): *Thin films on glass*, Springer, Heidelberg (1997).
- [THU78] Thurston, R. N.: „Elastic waves in rods and clad rods“, J. Acoust. Soc. Am. 64, 1-37 (1978).
- [TIK93] Tikhonravov, A. V.: „Some theoretical aspects of thin-film optics and their applications“, Appl. Opt. 32, 5417-5426 (1993).
- [ÜBE73] Überall, H.: „Surface waves in acoustics“, in: Mason, W. P., Thurston, R. N. (Eds.): *Physical Acoustics*, Vol. X, 1-60, Academic Press, New York (1973).
- [UDD95] Udd, E.: „An overview of fiber-optic sensors“, Rev. Sci. Instrum. 66, 4015-4030 (1995).
- [UNO99] Uno, Y., Nakamura, K.: „Pressure sensitivity of a fiber-optic microprobe for high-frequency ultrasonic field“, Jpn. J. Appl. Phys. 38, 3120-3123 (1999).
- [VER97] Verly, P. G., Tikhonravov, A. V., Trubetskov, M. K.: „Efficient refinement algorithm for the synthesis of inhomogenous optical coatings“, Appl. Opt. 36, 1487-1495 (1997).

- [VOG88] Vogel, A., Lauterborn, W.: „Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries“, J. Acoust. Soc. Am. 84, 719-731 (1988).
- [VOG90] Vogel, A., Schweiger, P., Frieser, P., Asiyo, M. N., Birngruber, R.: „Intraocular Nd:YAG laser surgery: light-tissue interaction, damage range, and reduction of collateral effects“, IEEE J. Quantum Electron. 26, 2240-2260 (1990).
- [WIE91] Wieman, C. E., Hollberg, L.: „Using diode lasers for atomic physics“, Rev. Sci. Instrum. 62, 1-20 (1991).
- [WIE99] Wiemann, C.: „Untersuchung Er:YAG-Laser-induzierter Kavitationsblasen in Schweineglaskörper“, Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, FB Physik, Kaiserslautern (1999).
- [WIL99.1] Wilkens, V., Koch, Ch.: „Fiber-optic multilayer hydrophone for ultrasonic measurement“, Ultrasonics 37, 45-49 (1999).
- [WIL99.2] Wilkens, V., Koch, Ch.: „Optical multilayer detection array for fast ultrasonic field mapping“, Opt. Lett. 24, 1026-1028 (1999).
- [WIL99.3] Wilkens, V., Wiemann, C., Koch, Ch., Foth, H.-J.: „Fiber-optic dielectric multilayer temperature sensor: in situ measurement in vitreous during Er:YAG laser irradiation“, Opt. Las. Technol. 31, 593-599 (1999).
- [WIL00.1] Wilkens, V., Koch, Ch.: „Optische Vielschichtsensoren: eine Alternative zu piezoelektrischen Ultraschallhydrophonen“, Fortschritte der Akustik – DAGA 2000, Oldenburg, Germany, 680-681 (2000).
- [WIL00.2] Wilkens, V., Koch, Ch., Molkenstruck, W.: „Frequency response of a fiber-optic dielectric multilayer hydrophone:“, Proc. 2000 IEEE Ultrason. Symp., San Juan, Puerto Rico, 1113-1116 (2000).
- [WYN92] Wynands, R., Diedrich, F., Meschede, D., Telle, H. R.: „A compact tunable 60-dB Faraday isolator for the near infrared“, Rev. Sci. Instrum. 63, 5586-5590 (1992).
- [YUA98] Yuan, L.: „Optical path automatic compensation low-coherence interferometric fibre-optic temperature sensor“, Opt. Las. Technol. 30, 33-38 (1998).
- [ZEM72] Zemanek, J.: „An experimental and theoretical investigation of elastic wave propagation in a cylinder“, J. Acoust. Soc. Am. 51, 265-283 (1972).
- [ZIE75] Zienkiewicz, O. C.: *Methode der finiten Elemente*, Carl Hanser Verlag, München (1975).

## Danksagung

Allen Mitarbeitern des Fachlaboratoriums für Ultraschall der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig bin ich für die kollegiale und hilfsbereite Unterstützung zu Dank verpflichtet.

Mein besonderer Dank richtet sich an Dr. Christian Koch für die Initiierung des DFG-Projektes „Faseroptisches Hydrophon“, für die engagierte Betreuung meiner Arbeit „vor Ort“ und für die zahlreichen Ideen, Anregungen und Diskussionen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Dr. Wieland Weise danke ich für die unermüdliche Unterstützung im Rahmen der FEM-Simulationen.

Den Mitarbeitern der Fa. Layertec, Mellingen danke ich für die Durchführung der nicht alltäglichen Beschichtungsaufträge.

Dr. Hans-Jochen Foth und Carsten Wiemann danke ich für die angenehme Zusammenarbeit an der Universität Kaiserslautern im Rahmen der Untersuchungen zu laserinduzierten Stoßwellen in Augen.

Prof. Volker Mellert danke ich dafür, dass er sich als Zweitreferent zur Verfügung gestellt hat.

Prof. Klaus Hinsch möchte ich danken für die vielen bereichernden und inspirierenden Anteile an meiner Ausbildung seit über zehn Jahren, für die Betreuung und Unterstützung dieser Arbeit „aus der Ferne“ und für die stets freundliche und integrierende Atmosphäre in der Arbeitsgruppe Angewandte Optik im Fachbereich Physik der Universität Oldenburg.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

|                     |                                                   |
|---------------------|---------------------------------------------------|
| Name                | Volker Wilkens                                    |
| Anschrift           | Nordtmeyerstr. 26<br>29221 Celle                  |
| Geburtsdatum        | 14.04.1969                                        |
| Geburtsort          | Oldenburg                                         |
| Staatsangehörigkeit | deutsch                                           |
| Familienstand       | eheähnliche Lebensgemeinschaft mit Raphaela Szabo |
| Kind                | Milena Szabo, geboren am 11.03.1998 in Celle      |

## Schulbildung

|           |                                                                                  |
|-----------|----------------------------------------------------------------------------------|
| 1975-1979 | Grundschule Hohenfelde                                                           |
| 1979-1981 | Orientierungsstufe Wardenburg                                                    |
| 1981-1988 | Graf-Anton-Günther-Gymnasium Oldenburg<br>(Abschluss: Allgemeine Hochschulreife) |

## Zivildienst

|           |                                                          |
|-----------|----------------------------------------------------------|
| 1989-1990 | Gemeinnützige Werkstätten Selbsthilfe e. V. in Oldenburg |
|-----------|----------------------------------------------------------|

## Studium

|           |                                                                                              |
|-----------|----------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1990-1997 | Diplom-Physik an der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg<br>(Diplomprüfung: 10.03.1997) |
|-----------|----------------------------------------------------------------------------------------------|

## Berufstätigkeit

|           |                                                                                                                              |
|-----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| seit 1997 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Laboratorium für Ultraschall an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig |
|-----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|